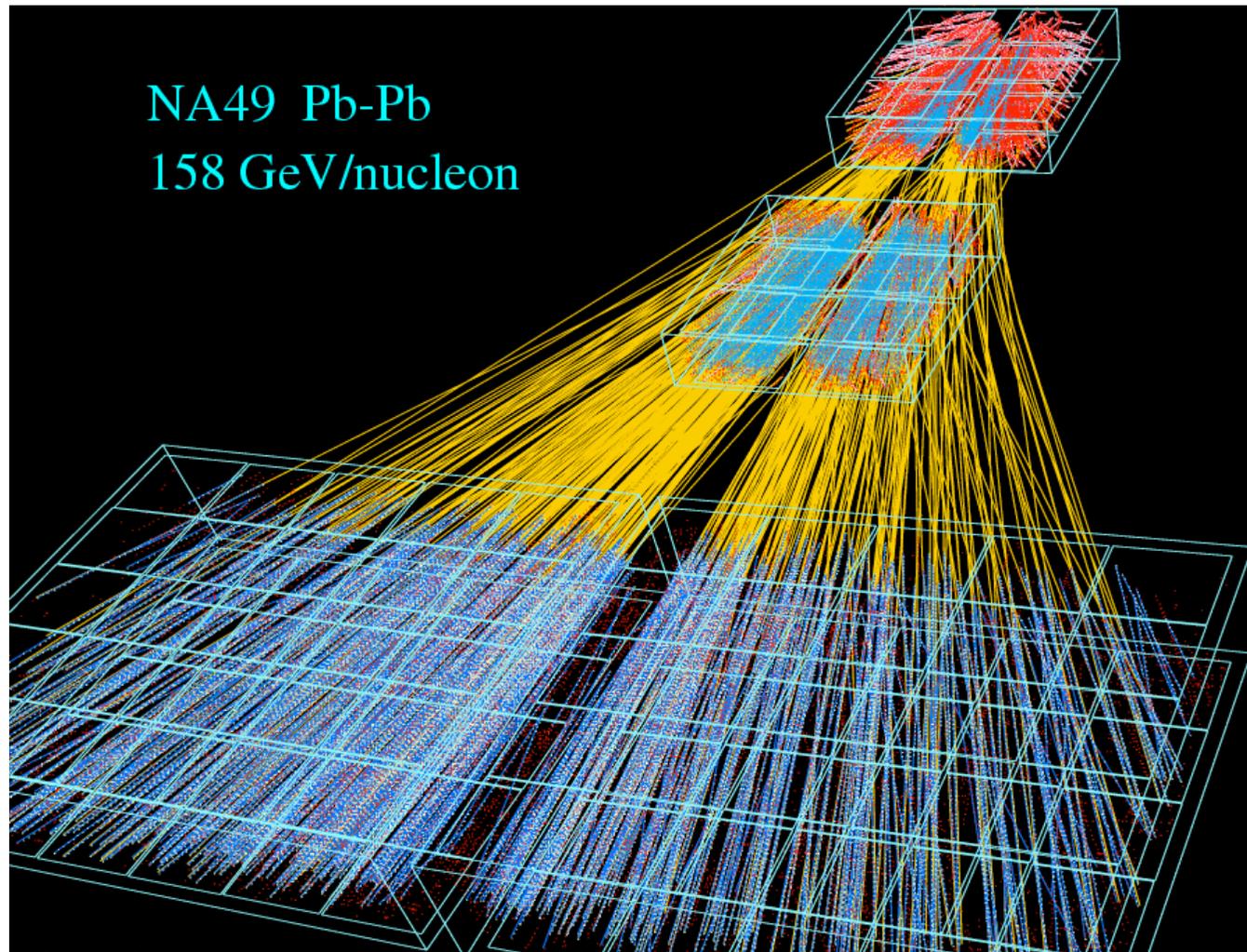


***Molteplicità e distribuzioni
angolari (in angolo polare) di
particelle***

Produzione di particelle in collisioni di ioni

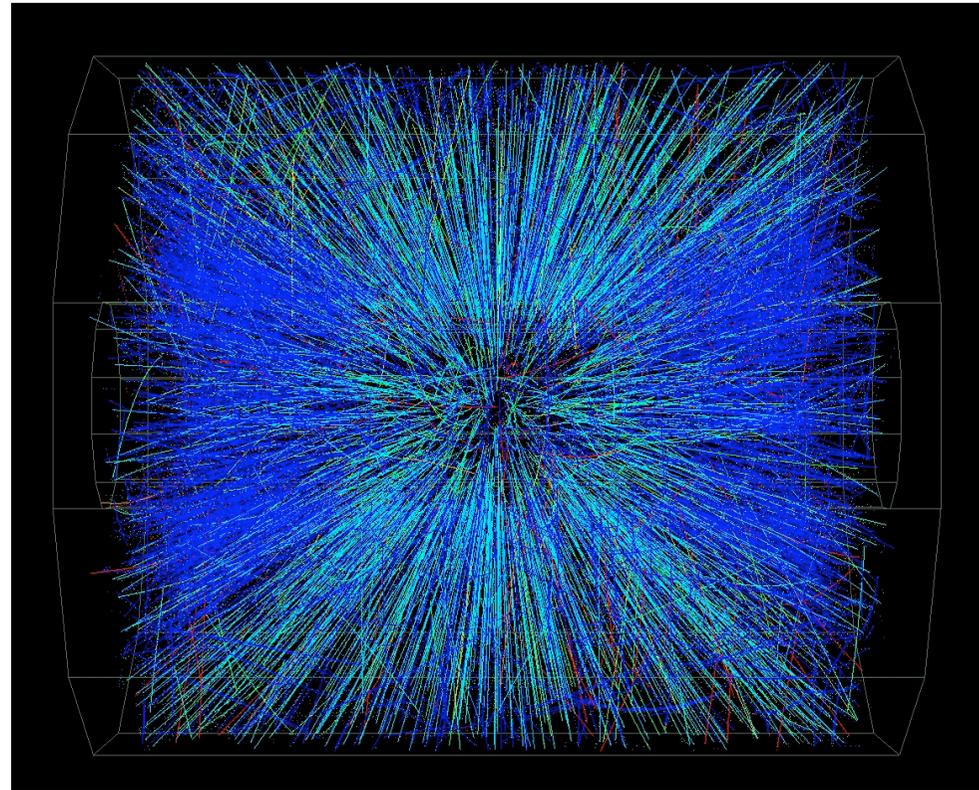
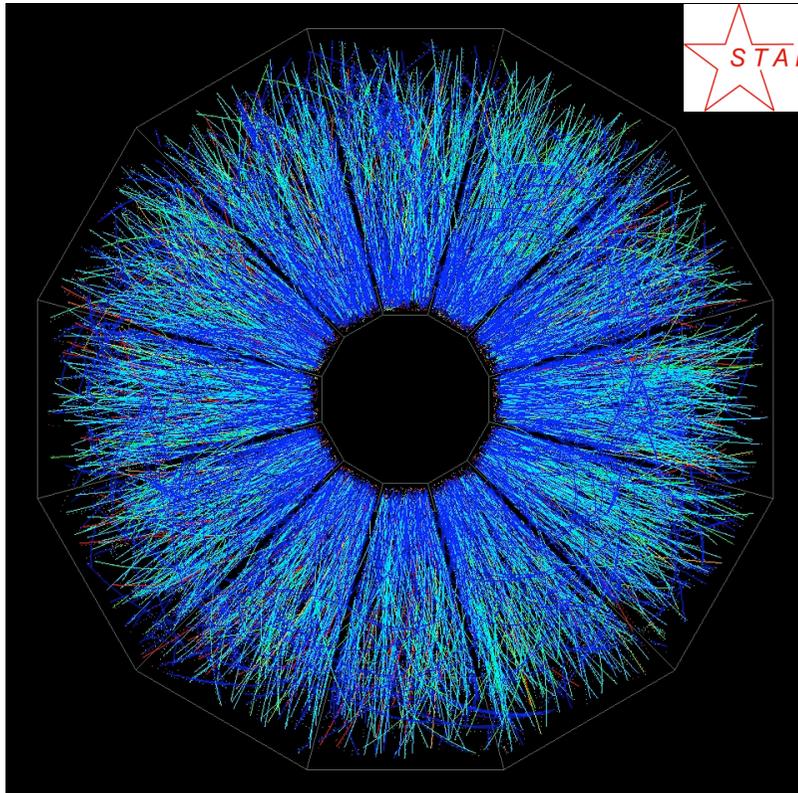
- Molteplicità = numero di particelle prodotte in una collisione
- La molteplicità contiene informazioni su:
 - ⇒ Entropia del sistema creato nella collisione
 - ✓ *Come l'energia iniziale disponibile nella collisione viene ridistribuita per produrre particelle nello stato finale.*
 - ⇒ Densità di energia nello stato iniziale (formula di Bjorken)
 - ⇒ Meccanismi di produzione delle particelle
 - ⇒ Nel caso di collisioni tra nuclei, geometria (centralità) della collisione
- Quindi, si possono ottenere informazioni importanti sulla collisione "semplicemente" contando il numero di particelle prodotte
 - ⇒ Analisi che non richiede identificazione di particelle, quindi viene normalmente effettuata nei primi giorni di presa dati (a RHIC il primo articolo è apparso 7 giorni dopo aver acceso il fascio)

E' semplice contare le particelle?



- In collisioni PbPb centrali all'SPS si creano più di 1000 particelle !!!

E' semplice contare le particelle?



- In collisioni AuAu centrali alla massima energia RHIC si creano circa 5000 particelle !!!

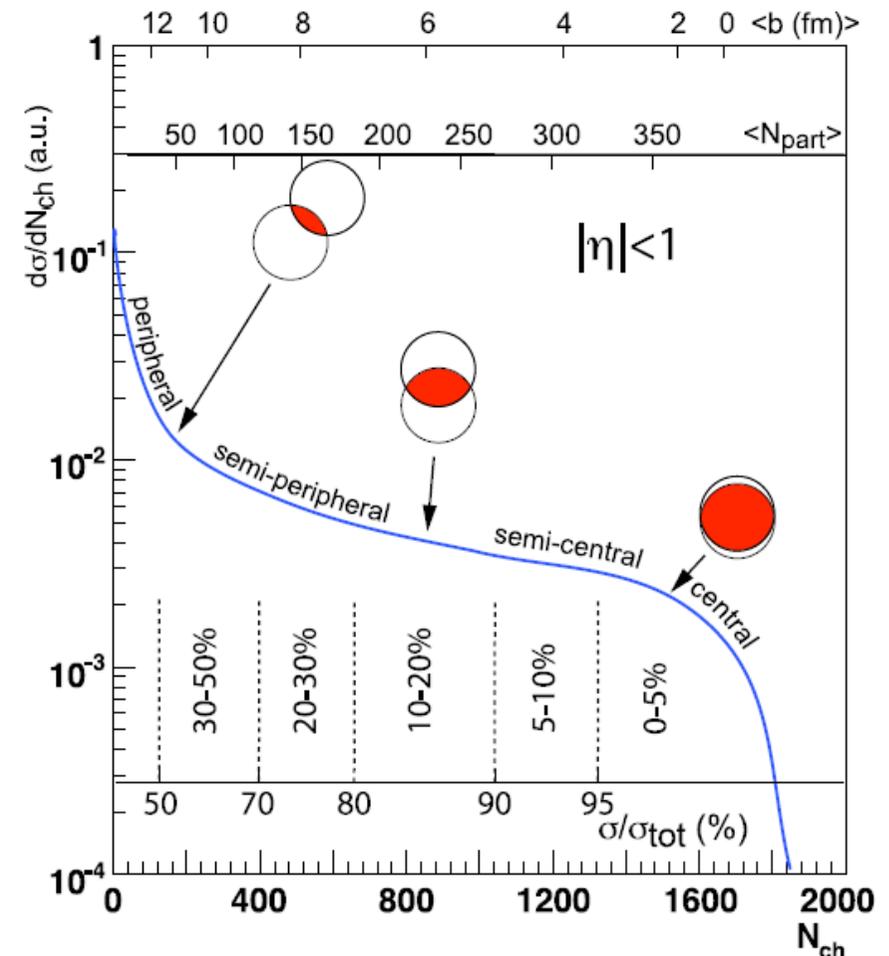
Molteplicità e centralità

- Il numero di particelle prodotte è legato alla centralità (parametro di impatto) della collisione

⇒ Le collisioni di nuclei sono descritte come sovrapposizione di collisioni elementari tra i nucleoni (es. modello di Galuber)

⇒ Il numero di collisioni tra nucleoni (N_{coll}) e il numero di nucleoni partecipanti (N_{part}) dipendono dal parametro di impatto b

⇒ Ogni collisione/partecipante contribuisce alla produzione di particelle e quindi alla molteplicità



Produzione di particelle - Hard

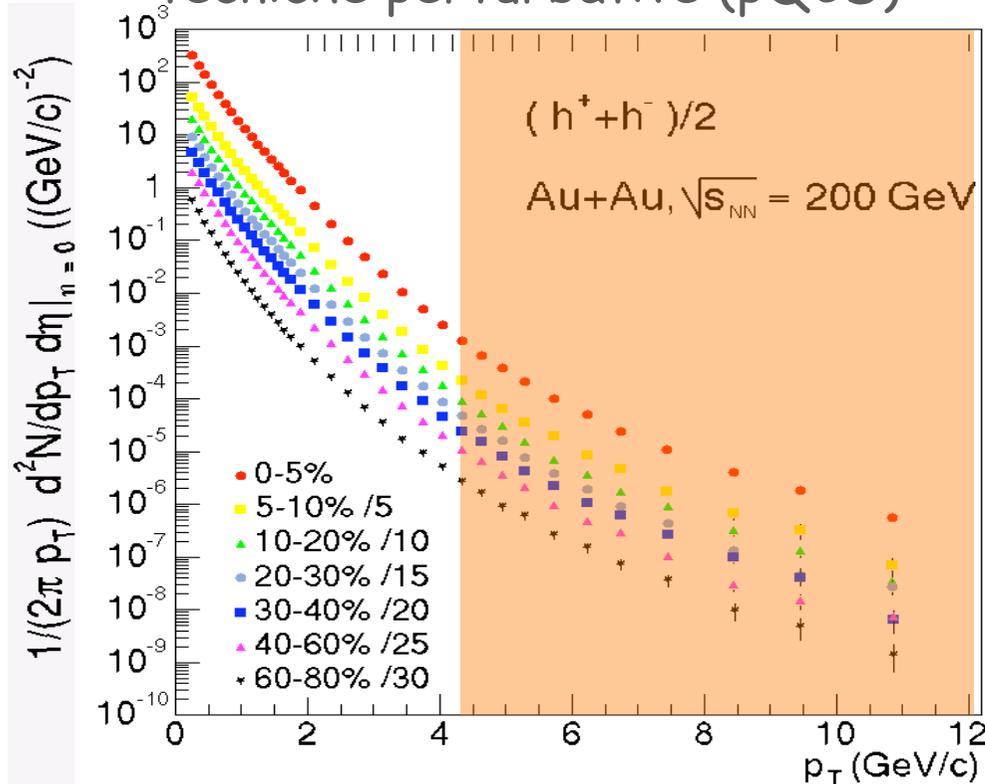
- Processi Hard =

processi ad alto momento trasferito \leftrightarrow piccole distanze

\Rightarrow Interazioni a livello partonico

\Rightarrow La produzione di particelle avviene su scale di tempi brevi

\Rightarrow La costante di accoppiamento è piccola, quindi sono calcolabili con tecniche perturbative (pQCD)



- Sono processi rari (con piccola sezione d'urto σ^{hard})
- Scalano con il numero di collisioni

$$\begin{aligned}
 p_{AB}^{hard}(b) &= 1 - [1 - \sigma_{hard} T_{AB}(b)]^{AB} \\
 &\approx 1 - [1 - AB \sigma_{hard} T_{AB}(b)] = \\
 &= \sigma_{hard} AB T_{AB}(b) = \\
 &\propto \sigma_{hard} N_{coll}
 \end{aligned}$$

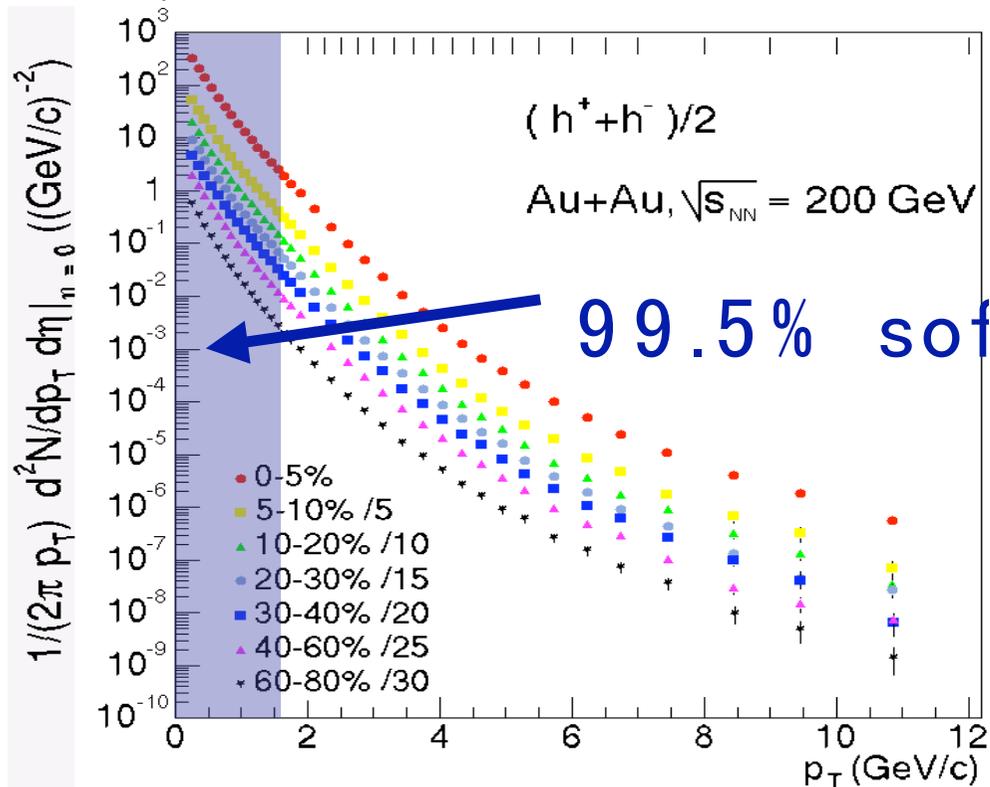
Produzione di particelle - Soft

- Processi Soft =

processi a basso momento trasferito \leftrightarrow grandi distanze

\Rightarrow Non sono in grado di risolvere la struttura partonica dei nucleoni

\Rightarrow La costante di accoppiamento è grande, l'approccio perturbativo non funziona \rightarrow richiedono l'uso di modelli fenomenologici non perturbativi



- Il 99.5% ("bulk") degli adroni prodotti è soft ($p_T < 1 \text{ GeV}$)

Wounded nucleon model

- Basato sull'osservazione sperimentale che le molteplicità misurate in collisioni protone-nucleo scalano con il numero di nucleoni partecipanti
 $\Rightarrow N_{ch}(pA) / N_{ch}(pp) = (N_{coll}+1)/2 = N_{part} / 2$
- La molteplicità "soft" è prevista scalare con N_{part} perché si assume che la produzione di particelle soft avvenga nella diseccitazione dei nucleoni che hanno subito almeno una collisione e:

\Rightarrow Sia indipendente dal numero di collisioni subite dal nucleone

\Rightarrow Avvenga al di fuori dei nuclei collidenti

✓ *Tempo di formazione di un pione con $p_T=300$ MeV/c a midrapidity*

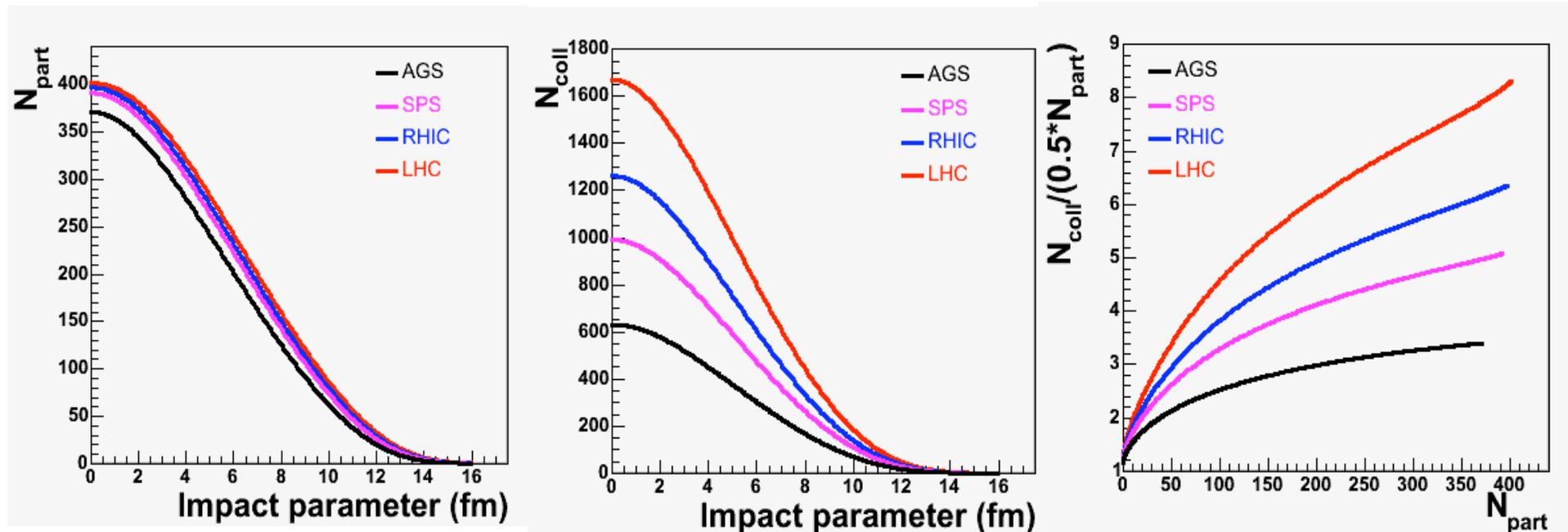
$$\tau_{Form} \approx \frac{\hbar}{m_T} \approx \frac{\hbar}{\sqrt{m^2 + p_T^2}} = \frac{197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{\sqrt{140^2 + 300^2} \text{ MeV}} = 0.6 \text{ fm} / c$$

✓ *Tempo impiegato da un nucleone del proiettile ($p=160$ GeV/c) ad attraversare il nucleo di Pb bersaglio (fermo) alle energie SPS*

$$\tau_{trav} \approx \frac{2R}{\beta\gamma c} \approx \frac{2 \cdot 7 \text{ fm}}{160c} = 0.088 \text{ fm} / c$$

pari al tempo di formazione di una particella con $p_T=2.2$ GeV/c

Misure chiave



- **Dipendenza della molteplicità dall'energia (\sqrt{s})**

- ⇒ Al crescere di \sqrt{s} aumenta l'energia disponibile per la produzione di particelle

- ⇒ Al crescere di \sqrt{s} aumenta il numero medio di collisioni per partecipante

- ✓ *Cambia il rapporto tra processi hard e soft*

- **Dipendenza della molteplicità dalla centralità della collisione**

- ⇒ Al variare di b , cambia il volume della regione di interazione ($\propto N_{part}$)

- ⇒ Al variare di b , cambia il numero medio di collisioni per partecipante

- ✓ *Secondo modo per cambiare il rapporto tra processi hard e soft*

Misurare la molteplicità

- Sperimentalmente si misura la molteplicità di:
 - ⇒ particelle cariche (ionizzanti)
 - ⇒ particelle in una certa regione spaziale coperta dai rivelatori (accettanza)
 - ✓ *Questo rende difficile il confronto di risultati di diversi esperimenti che hanno accettanze diverse*
- Per questo motivo, le molteplicità vengono comunemente espresse in termini di densità di particelle cariche in un certo intervallo di angolo polare
 - ⇒ Normalmente si usa il numero di particelle cariche in un'unità di (pseudo)rapidità intorno a midrapidity: $N_{ch}(|\eta| < 0.5)$ o $N_{ch}(|y| < 0.5)$
- Inoltre, le distribuzioni $dN/d\eta$ (dN/dy) contengono altre informazioni sulla dinamica dell'interazione

Distribuzioni in (pseudo)rapidità

- Le distribuzioni dN/dy sono distribuzioni della componente longitudinale del momento delle particelle

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{E + p_L}{E - p_L}\right) = \ln\left(\frac{E + p_L}{m_T}\right)$$

⇒ Varia in maniera additiva per boost di Lorentz

- Le distribuzioni $dN/d\eta$ sono distribuzioni angolari delle particelle nell'angolo polare θ

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right)\right] = \frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{|\mathbf{p}| + p_L}{|\mathbf{p}| - p_L}\right)$$

⇒ $\eta \approx y$ per particelle relativistiche ($p \gg m$)

- La pseudorapidità è più facilmente accessibile sperimentalmente perché richiede di misurare una sola quantità (l'angolo θ) e non richiede identificazione di particelle e misura di momenti

***Distribuzioni $dN/d\eta$ e dN/dy :
concetti di base***

Rapidità: prima della collisione (I)

- Caso di una collisione a RHIC (Collider)

⇒ $p_{BEAM} = 100 \text{ GeV}/c$ per nucleone

⇒ $\gamma_{BEAM} \approx 100$

⇒ $E_{BEAM} = \sqrt{(m_p^2 + p_{BEAM}^2)} = 100.0044$

⇒ $\beta = 0.999956$

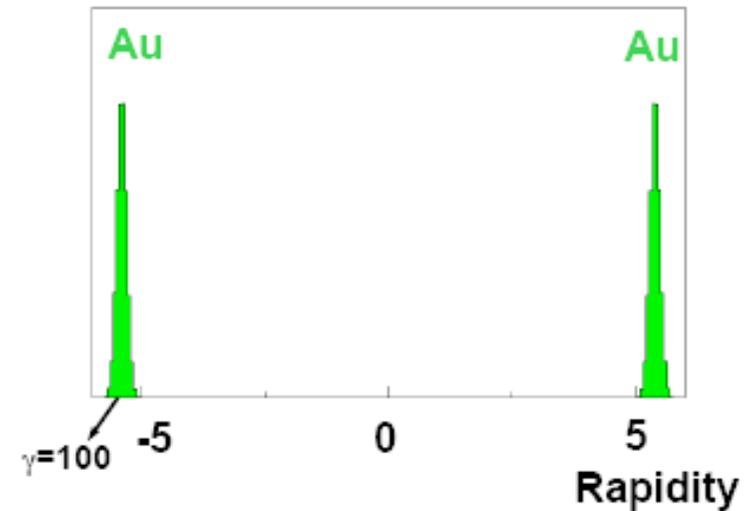
⇒ Per il nucleo proiettile $p_{PROJ} = p_{BEAM}$

$$y_{PROJ} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \frac{p_{BEAM}}{E_{BEAM}}}{1 - \frac{p_{BEAM}}{E_{BEAM}}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} = 5.36$$

⇒ Per il nucleo bersaglio $p_{TARGET} = -p_{BEAM}$

$$y_{TARGET} = -y_{PROJ} = -5.36$$

Before Collision



$$\Delta y = 10.8$$

Rapidità: prima della collisione (II)

- Caso di una collisione a SPS (Bersaglio fisso)

⇒ $p_{BEAM} = 158 \text{ GeV}/c$ per nucleone

⇒ $\gamma_{BEAM} \approx 158$

⇒ $E_{BEAM} = \sqrt{(m_p^2 + p_{BEAM}^2)} = 100.0044$

⇒ $\beta = 0.999982$

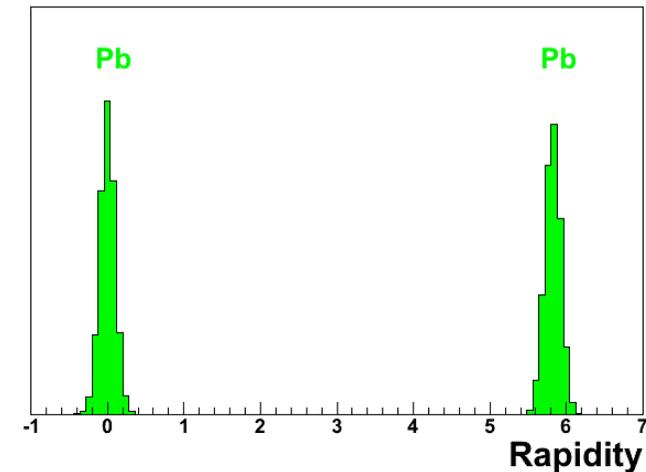
⇒ Per il nucleo proiettile $p_{PROJ} = p_{BEAM}$

$$y_{PROJ} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \frac{p_{BEAM}}{E_{BEAM}}}{1 - \frac{p_{BEAM}}{E_{BEAM}}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} = 5.82$$

⇒ Per il nucleo bersaglio $p_{TARGET} = 0$

$$y_{TARGET} = \frac{1}{2} \ln(1) = 0$$

Before Collision



$$\Delta y = 5.82$$

Stopping power

- I nucleoni del nucleo proiettile perdono energia cinetica (vengono rallentati) nell'attraversare il nucleo bersaglio
 - ⇒ Il grado di rallentamento viene chiamato "Stopping power"
 - ⇒ La perdita di momento longitudinale p_L si manifesta in termini di rapidità come un "rapidity loss" δy :

$$p_L = m_T \sinh y$$

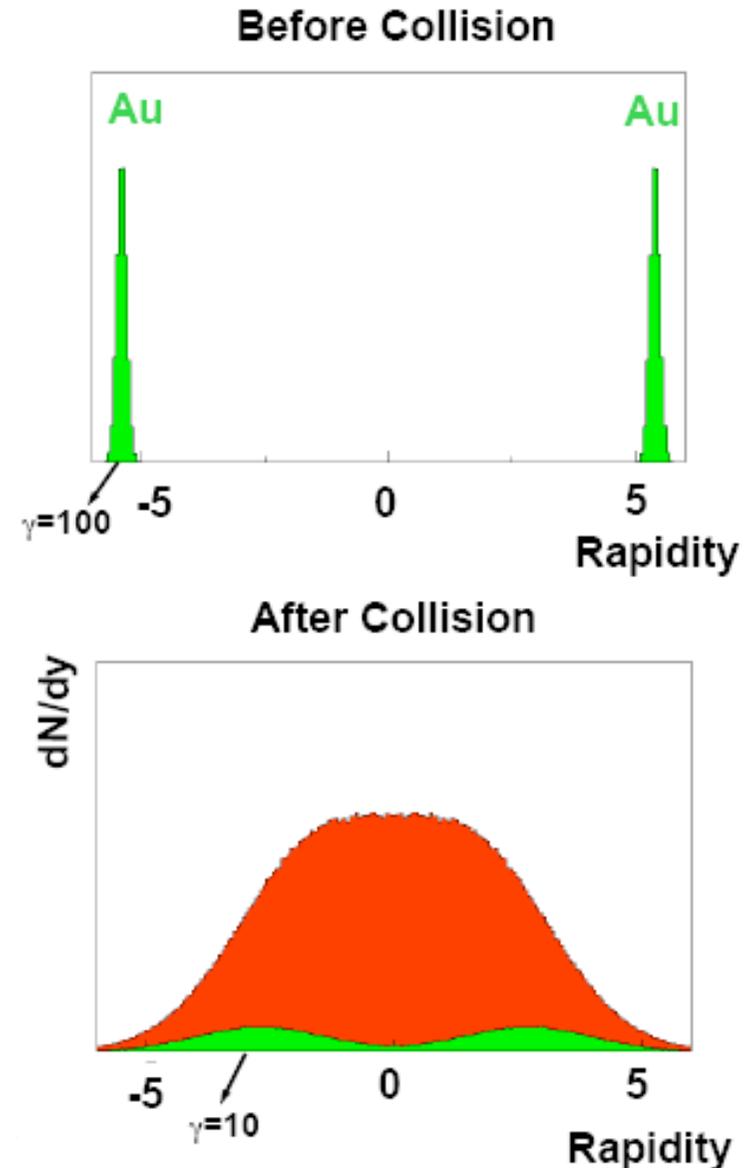
⇒ dato che:

$$\begin{aligned} \sinh y &= \frac{e^y - e^{-y}}{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{E + p_L}{m_T} - \frac{m_T}{E + p_L} \right) = \frac{E^2 + 2Ep_L + p_L^2 - m_T^2}{2m_T(E + p_L)} = \\ &= \frac{p_L^2 + m_T^2 + 2Ep_L + p_L^2 - m_T^2}{2m_T(E + p_L)} = \frac{p_L}{m_T} \end{aligned}$$

Rapidità: dopo la collisione (I)

- I nucleoni del proiettile e del bersaglio (in verde)
 - ⇒ sono rallentati e quindi si trovano a valori di y (e di β e di γ) più bassi di quelli che avevano prima della collisione
- Le particelle prodotte (in rosso)
 - ⇒ Sono distribuite nella regione cinematica permessa, cioè quella compresa tra le rapidità iniziali del proiettile e del bersaglio
 - ⇒ La massima densità è nella regione di rapidità centrale (**midrapidity**), che nel sistema del centro di massa della collisione vale:

$$y_{MID} = \frac{y_{PROJ} + y_{TARGET}}{2} = 0$$



Rapidità: dopo la collisione (II)

- Negli esperimenti a targhetta $Y_{TARGET}=0$ e quindi

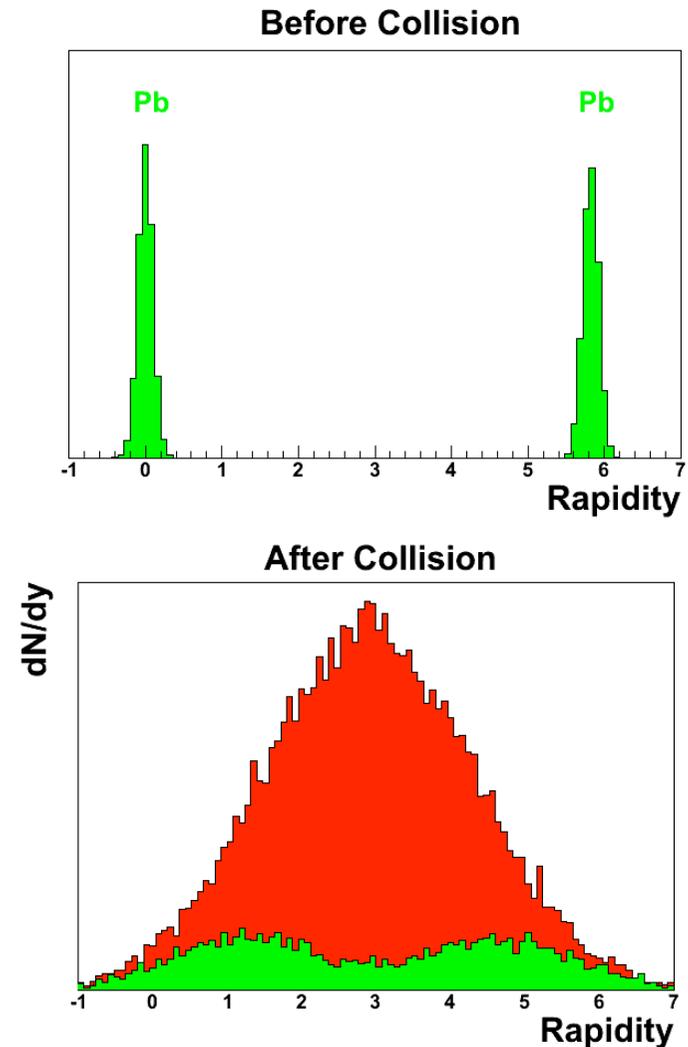
$$y_{MID} = \frac{y_{PROJ}}{2}$$

⇒ Ad esempio per collisioni PbPb all'SPS ($p_{BEAM}=158 \text{ GeV}/c$ per nucleone):

$$y_{MID} = \frac{y_{PROJ}}{2} = 2.91$$

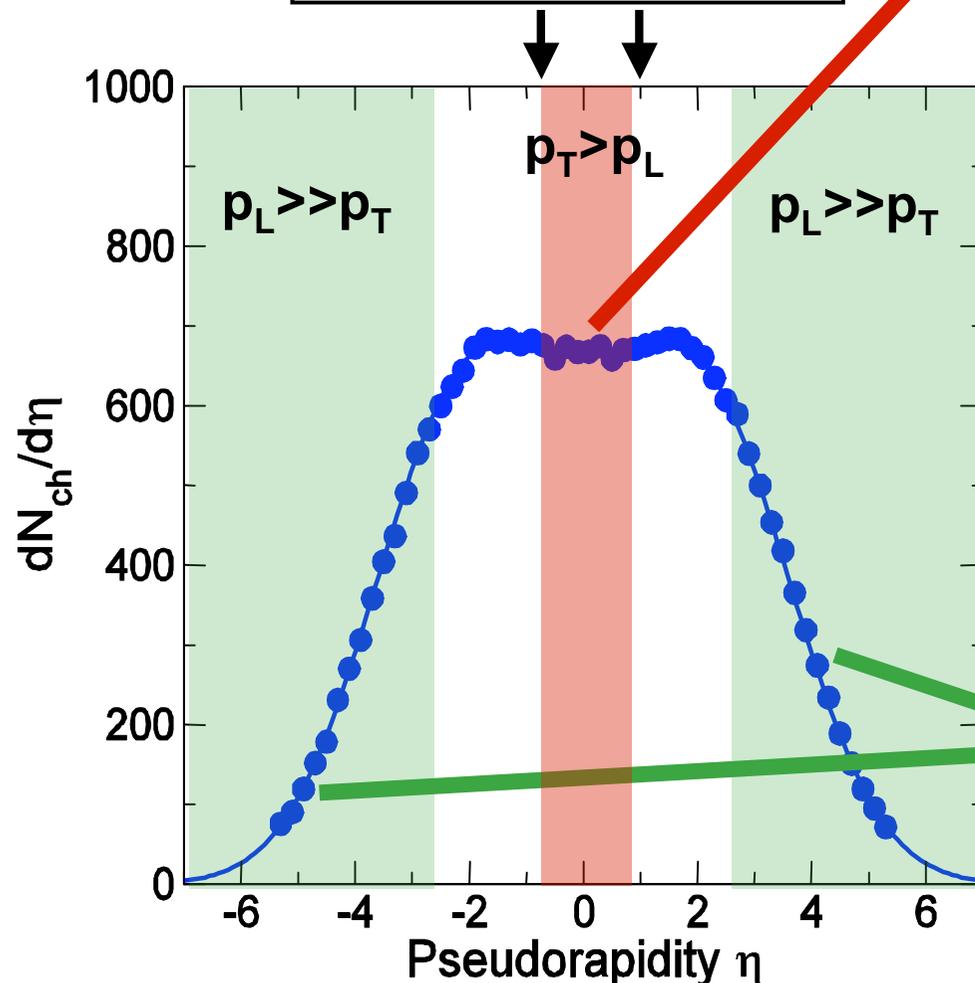
⇒ La distribuzione dN/dy nel sistema del centro di massa si ottiene da quella misurata nel laboratorio con una semplice traslazione $y' = y - y_{MID}$

✓ *La distribuzione $dN/d\eta$ invece non ha questa proprietà*



Pseudorapidità

$p_T = p_L$
 $\theta = 45$ (135) degrees
 $\eta = \pm 0.88$



• Regione di midrapidity

- ⇒ Particelle con $p_T > p_L$ prodotte ad angoli θ intorno a 90°
- ⇒ La densità di particelle a midrapidity

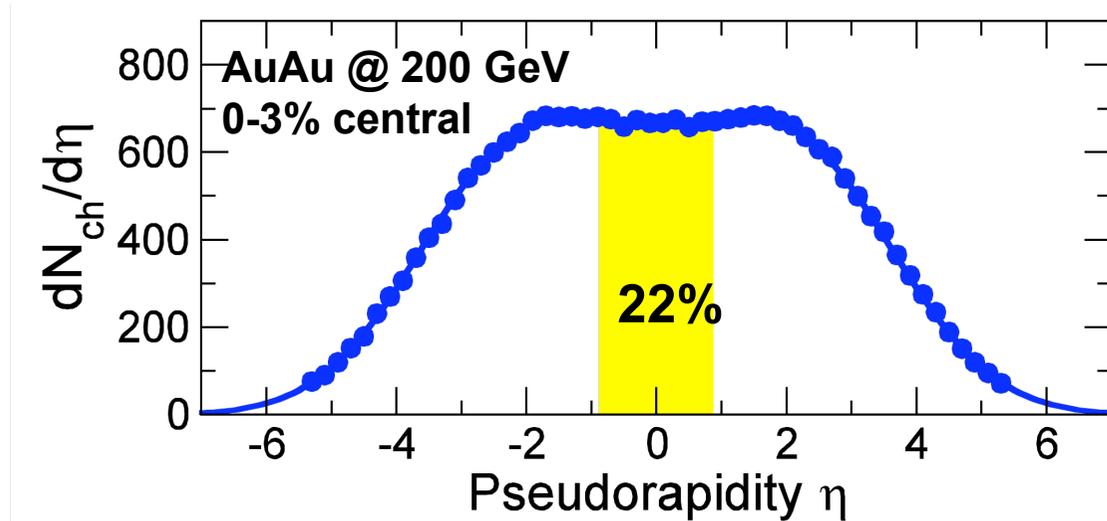
$$\left(\frac{dN}{dy}\right)_{y=0} \quad \text{or} \quad \left(\frac{dN}{d\eta}\right)_{\eta=0}$$

è usata comunemente per caratterizzare la molteplicità dell'evento

• Regioni di frammentazione

- ⇒ Particelle con $p_L \gg p_T$ prodotte nella frammentazione dei nuclei collidenti ad angoli θ intorno a 0° e 180°

Regione di rapidità centrale



- Alle energie di RHIC, solo il 22% delle particelle prodotte ha $p_T > p_L$, cioè $|\eta| < 0.88$
 - Queste particelle portano informazione sulla regione in cui la densità di energia è più alta
- ⇒ Formula di Bjorken per stimare la densità di energia nel caso in cui ci sia un plateau a midrapidity invariante per boost di Lorentz

$$\varepsilon_{BJ} = \frac{\langle m_T \rangle}{Ac\tau_f} \left(\frac{dN}{dy} \right)_{y=0}$$

***Distribuzioni $dN/d\eta$ e dN/dy :
forma della distribuzione***

Stopping vs. transparency

- In collisioni di bassa energia si aspetta che i nucleoni interagenti si stoppino completamente a vicenda (regime di "full stopping")
 - ✓ *Full stopping se il "rapidity loss" δy è \approx alla separazione in rapidità tra i nucleoni del proiettile e quelli del bersaglio*
 - ⇒ Si forma una fireball ad alta densità barionica
 - ⇒ Si formerebbe un QGP "baryon-rich", cioè con alto μ_B
 - ⇒ In caso di full stopping, la fireball (a riposo) esplose isotropicamente dando origine a distribuzioni universali $dN/d\eta$
- In collisioni di alta energia i nucleoni interagenti, benchè rallentati, mantengono una quantità di energia cinetica sufficiente per uscire dalla regione di interazione
 - ⇒ Si forma una fireball con basso contenuto barionico
 - ⇒ Si formerebbe un QGP "baryon-free", cioè con $\mu_B \approx 0$
 - ⇒ Il sistema si espande e si raffredda

Sorgente isotropa a riposo (I)

- Nel caso di una sorgente di particelle che emette particelle in maniera isotropa a riposo si ha:

$$\frac{dN}{d\Omega} = \text{const} \Rightarrow \frac{dN}{d \cos \vartheta} = K$$

- Quindi:

$$\frac{dN}{d\vartheta} = \frac{dN}{d \cos \vartheta} \frac{d \cos \vartheta}{d\vartheta} = K \sin \vartheta$$

- Passando alla pseudorapidità:

$$\frac{dN}{d\eta} = \frac{dN}{d\vartheta} \frac{d\vartheta}{d\eta} = K \sin \vartheta \frac{d\vartheta}{d\eta}$$

Sorgente isotropa a riposo (II)

- Usando la definizione di pseudorapidità:

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \right] \Leftrightarrow \vartheta = 2 \tan^{-1} \left(e^{-\eta} \right)$$

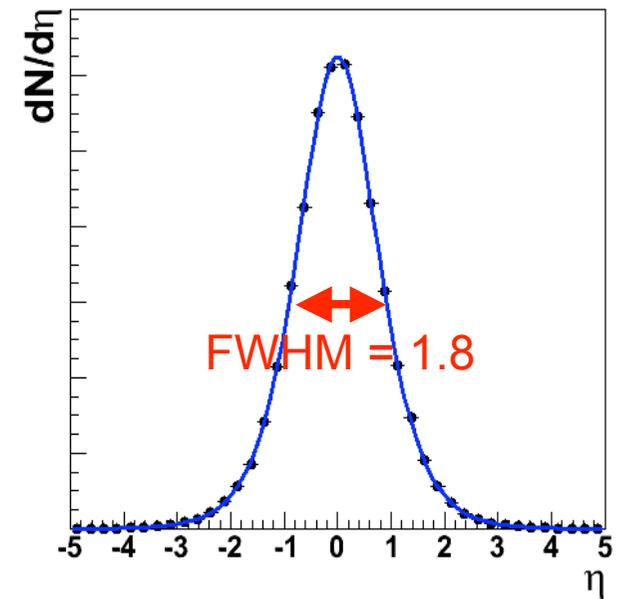
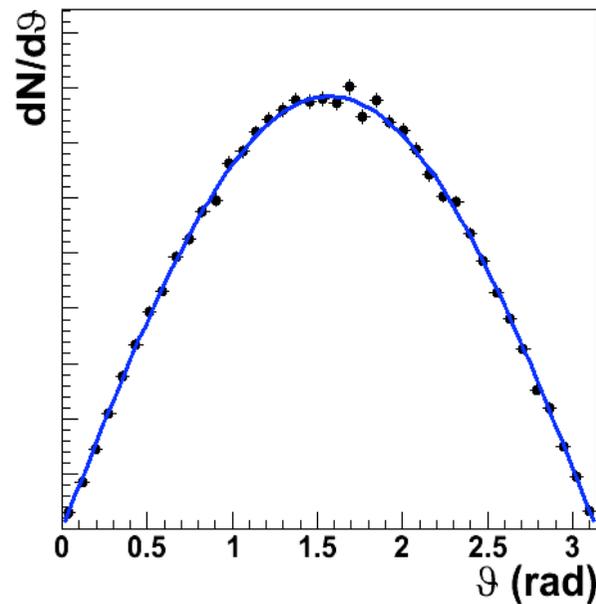
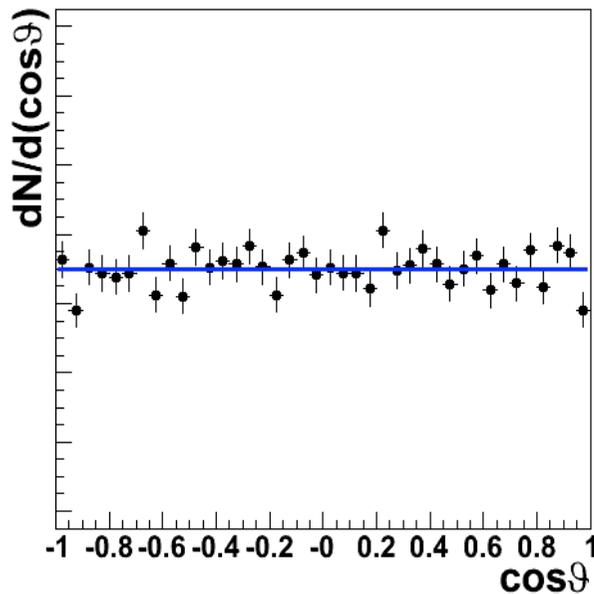
- Si ricava:

$$\frac{d\vartheta}{d\eta} = 2 \frac{1}{1 + \left(e^{-\eta} \right)^2} \left(-e^{-\eta} \right) = \frac{-2e^{-\eta}}{1 + e^{-2\eta}} = \frac{-2}{e^{\eta} + e^{-\eta}} = -\frac{1}{\cosh \eta}$$

$$\begin{aligned} \cosh \eta &= \frac{e^{\eta} + e^{-\eta}}{2} = \frac{e^{-\ln \left(\tan \frac{\vartheta}{2} \right)} + e^{\ln \left(\tan \frac{\vartheta}{2} \right)}}{2} = \frac{1}{2} \left[\left(\tan \frac{\vartheta}{2} \right)^{-1} + \tan \frac{\vartheta}{2} \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{\cos \frac{\vartheta}{2}}{\sin \frac{\vartheta}{2}} + \frac{\sin \frac{\vartheta}{2}}{\cos \frac{\vartheta}{2}} \right] = \frac{\cos^2 \frac{\vartheta}{2} + \sin^2 \frac{\vartheta}{2}}{2 \sin \frac{\vartheta}{2} \cos \frac{\vartheta}{2}} = \frac{1}{2 \sin \frac{\vartheta}{2} \cos \frac{\vartheta}{2}} = \frac{1}{\sin \vartheta} \end{aligned}$$

Sorgente isotropa a riposo (III)

• E quindi:
$$\frac{dN}{d\eta} = \frac{dN}{d\vartheta} \frac{d\vartheta}{d\eta} = K \sin \vartheta \frac{d\vartheta}{d\eta} = K \sin \vartheta \frac{1}{\cosh \eta} = \frac{K}{\cosh^2 \eta}$$



$$\frac{dN}{d\Omega} = \text{const} \quad \longrightarrow \quad \frac{dN}{d\vartheta} \propto \sin \vartheta \quad \longrightarrow \quad \frac{dN}{d\eta} \propto \frac{1}{\cosh^2 \eta}$$

Idrodinamica di Landau (I)

- Una grande quantità di energia ($K\sqrt{s}$, dove K è lo stopping power) viene depositata in un piccolo volume (fireball)
 - ⇒ Le dimensioni del volume sono dell'ordine delle dimensioni dei nuclei Lorentz contratti, quindi la densità di energia è (ricordando $\gamma \propto \sqrt{s}$):

$$\left. \begin{array}{l} V = \frac{V_0}{\gamma} \\ E = K\sqrt{s} \end{array} \right\} \Rightarrow \varepsilon = \frac{E}{V} = K \frac{\gamma \sqrt{s}}{V_0} \propto s$$

- Usando le relazioni termodinamiche per la densità di energia ($\varepsilon \propto T^4$) e la densità di particelle ($n \propto T^3$) di un gas ideale di particelle senza massa, la molteplicità risulta:

$$N \propto nV \propto T^3 \frac{V_0}{\gamma} \propto \varepsilon^{\frac{3}{4}} \frac{1}{\gamma} \propto \frac{s^{\frac{3}{4}}}{s^{\frac{1}{2}}} \propto s^{\frac{1}{4}}$$

Idrodinamica di Landau (II)

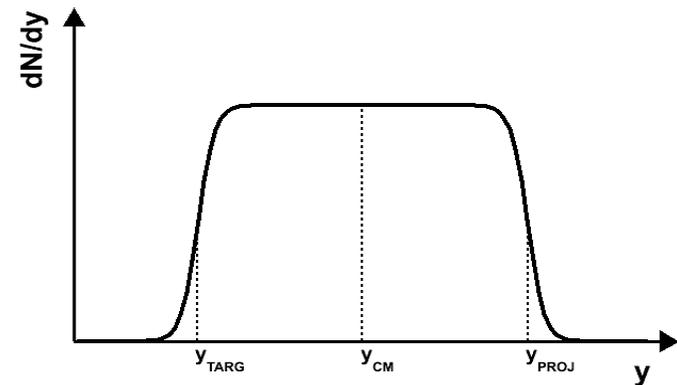
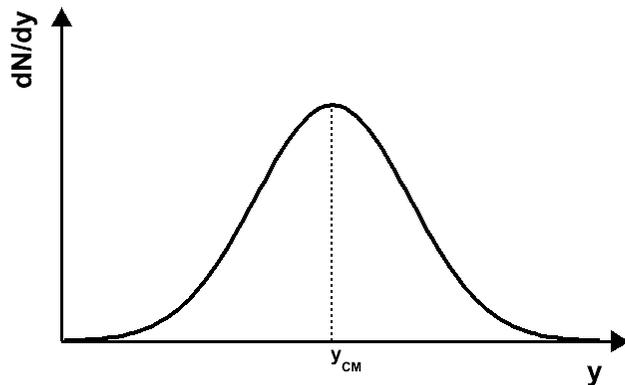
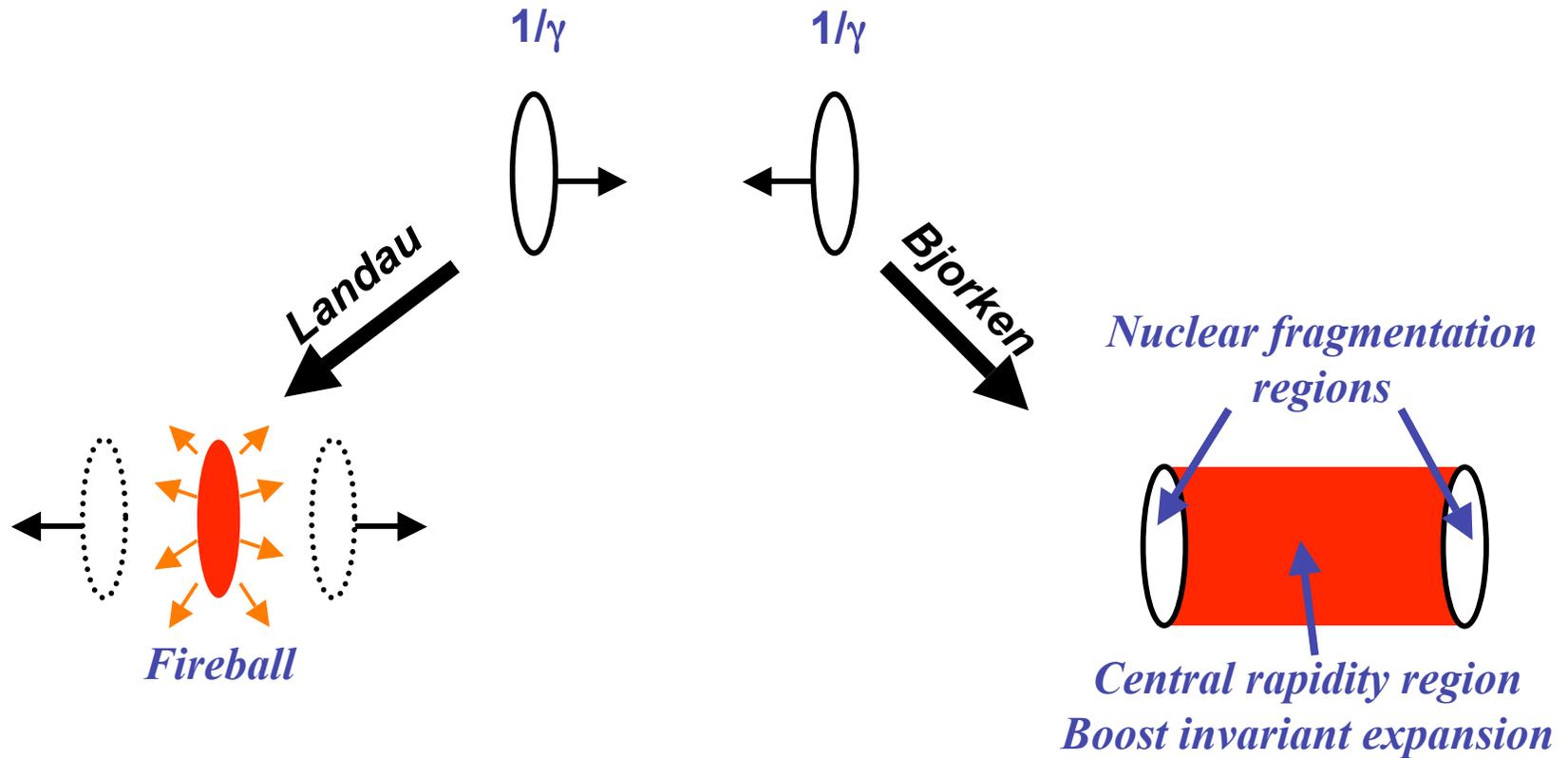
- La materia all'interno della fireball è trattata come un fluido relativistico, si assume
 - ⇒ Termalizzazione (=raggiungimento dell'equilibrio) molto rapida all'interno del volume $V=V_0/\gamma$
 - ⇒ Equazione di stato del fluido: $P=\varepsilon/3$ (gas perfetto)
- La fireball si espande fino a quando le sue dimensioni non diventano dell'ordine del libero cammino medio di una particella nel fluido
 - ⇒ Freeze-out alla temperatura $T \approx m_\pi = 140 \text{ MeV}$
- Le distribuzioni dN/dy risultano essere gaussiane

$$\frac{dN}{dy} \propto \frac{1}{\sqrt{2\pi L}} e^{-\frac{1}{2} \frac{(y-y_{MD})^2}{L}} \quad \text{con} \quad L = \frac{1}{2} \ln \frac{s}{4m_p^2} = \ln \frac{\sqrt{s}}{2m_p} = \ln \gamma = \sigma_y^2$$

Idrodinamica di Bjorken

- Ad energie sufficientemente alte:
 - ⇒ I due nuclei sono fortemente Lorentz contratti
 - ✓ *Le dimensioni lungo l'asse del fascio sono ridotte di un fattore γ che vale ≈ 10 a energie SPS e ≈ 100 alla massima energia di RHIC*
 - ⇒ Il rapidity loss nella collisione è \ll della separazione in rapidità dei due nuclei collidenti
 - ✓ *I nuclei sono due "pan-cakes" che si allontanano dal punto di interazione alla velocità della luce (alta rapidità) e che contengono il numero barionico del proiettile e del bersaglio*
- Nella regione di rapidità centrale (tra il proiettile e il bersaglio):
 - ⇒ Si forma un fluido di adroni o partoni con contenuto barionico nullo che si espande sia longitudinalmente (lungo z) sia nel piano trasverso
- I sistemi di riferimento che sono traslati di piccoli boost di Lorentz rispetto a midrapidity sono equivalenti
 - ⇒ In tutti questi sistemi i nuclei collidenti sono visti come "pan-cakes" con alti valori di rapidità, come nel sistema del centro di massa
 - ⇒ La densità di particelle misurata in qualunque di questi sistemi è la stessa
 - ⇒ La distribuzione dN/dy presenta un plateau intorno a midrapidity la cui estensione aumenta con la separazione in rapidità dei nuclei collidenti (cioè con l'energia dei nuclei collidenti)

Landau vs. Bjorken (I)



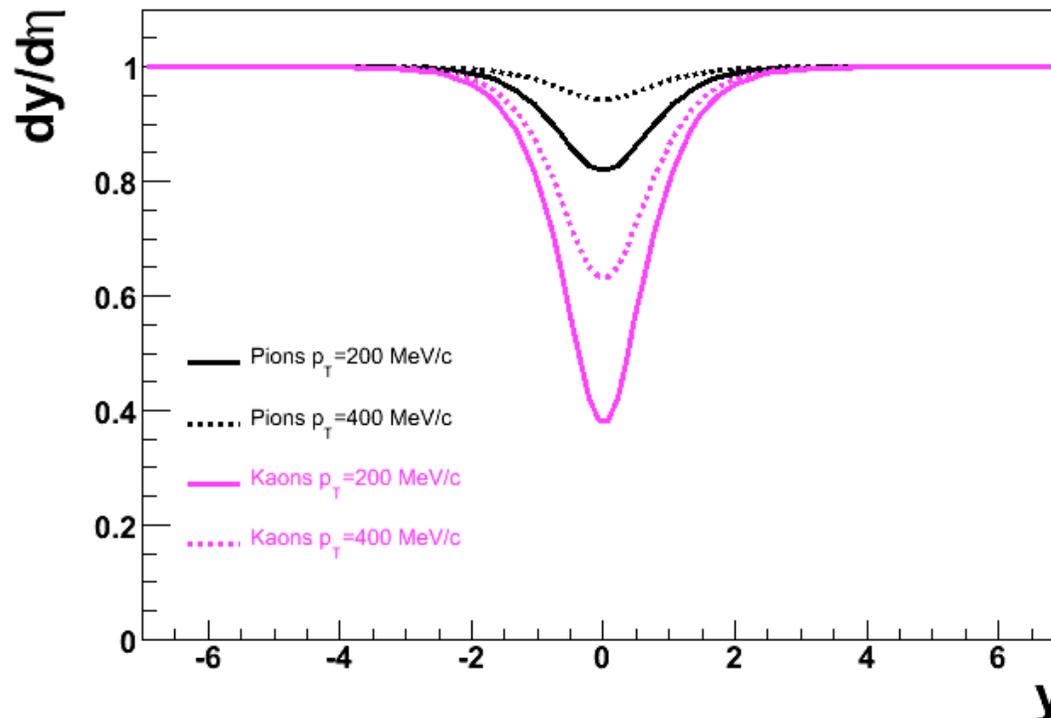
y vs. η (I)

- La forma delle dN/dy e $dN/d\eta$ non è la stessa

⇒ Lo Jacobiano della trasformazione da y a η è dato da:

$$\frac{dy}{d\eta} = \sqrt{1 - \frac{m^2}{m_T^2 \cosh^2 y}} = \frac{p}{E} = \beta$$

⇒ dipende dalla massa e dal momento trasverso delle particelle

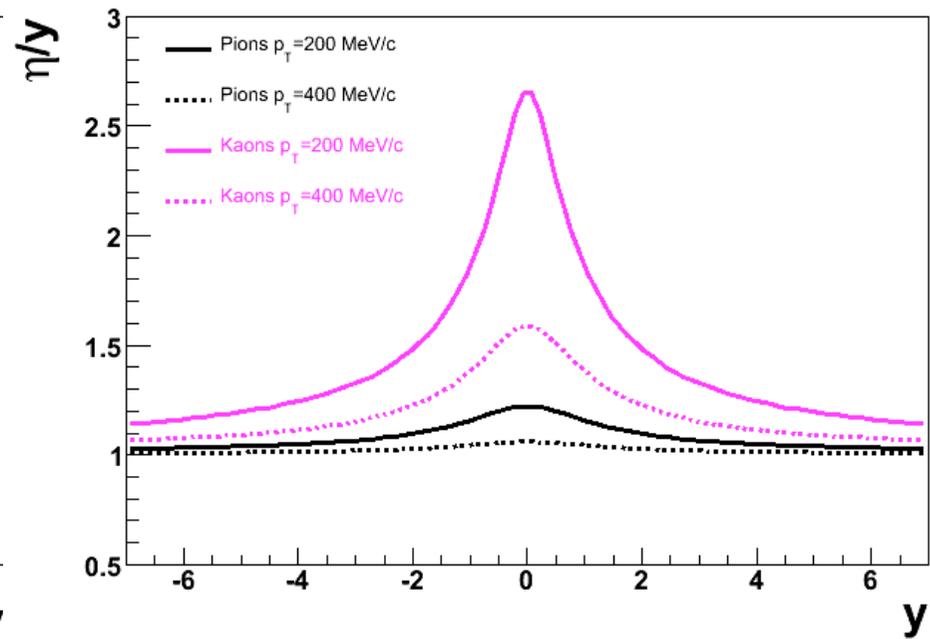
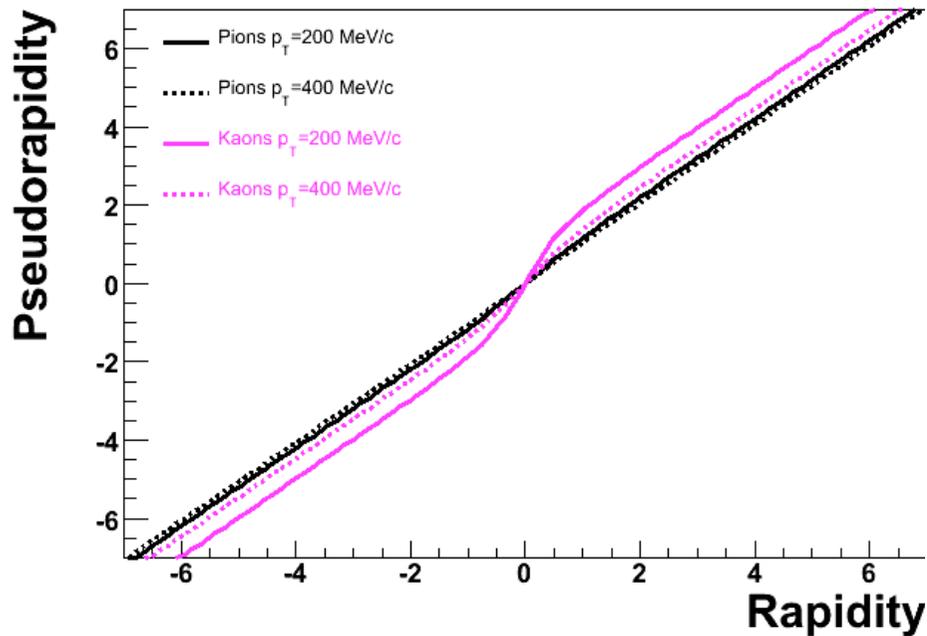


y vs. η (II)

- La forma delle dN/dy e $dN/d\eta$ non è la stessa

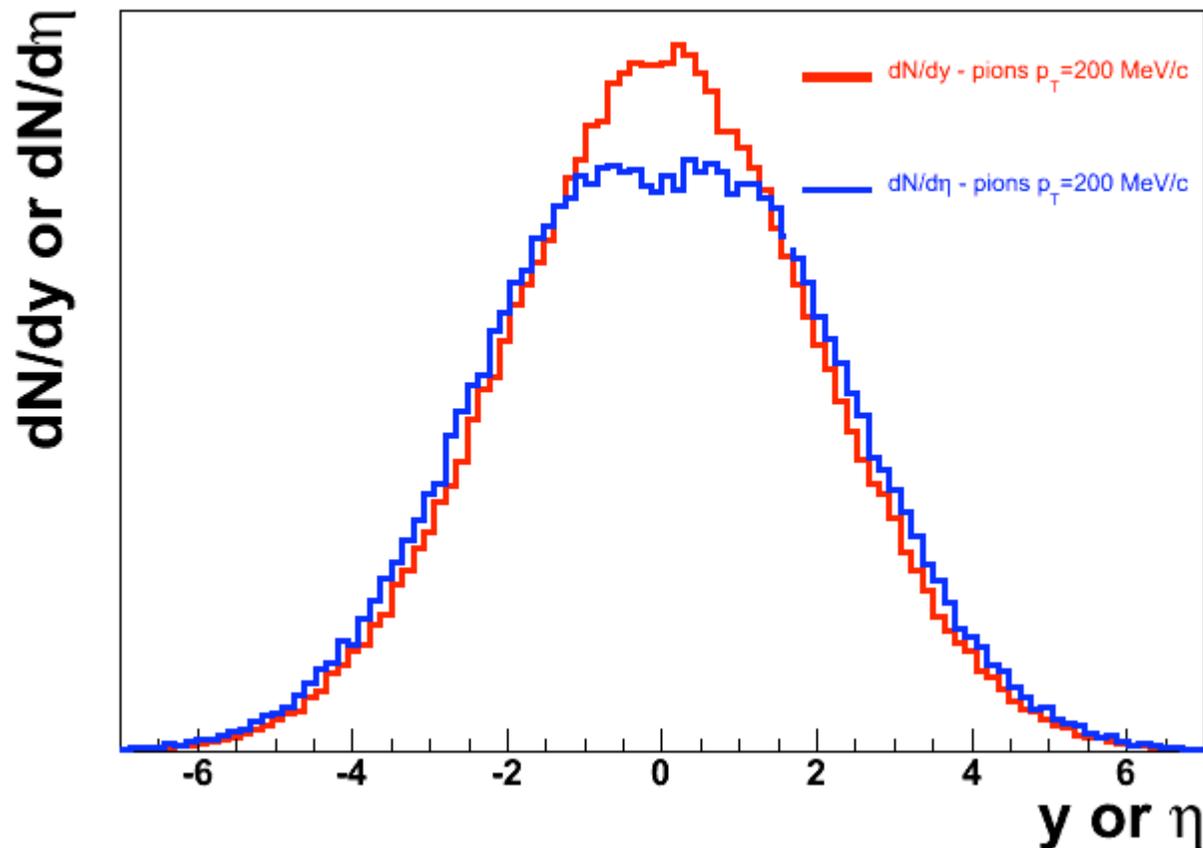
$\Rightarrow \eta$ è una buona approssimazione di y solo per particelle relativistiche ($p \gg m$)

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{|\mathbf{p}| + p_L}{|\mathbf{p}| - p_L} \right) = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{\sqrt{m_T^2 \cosh^2 y - m^2} + m_T \sinh y}{\sqrt{m_T^2 \cosh^2 y - m^2} - m_T \sinh y} \right)$$



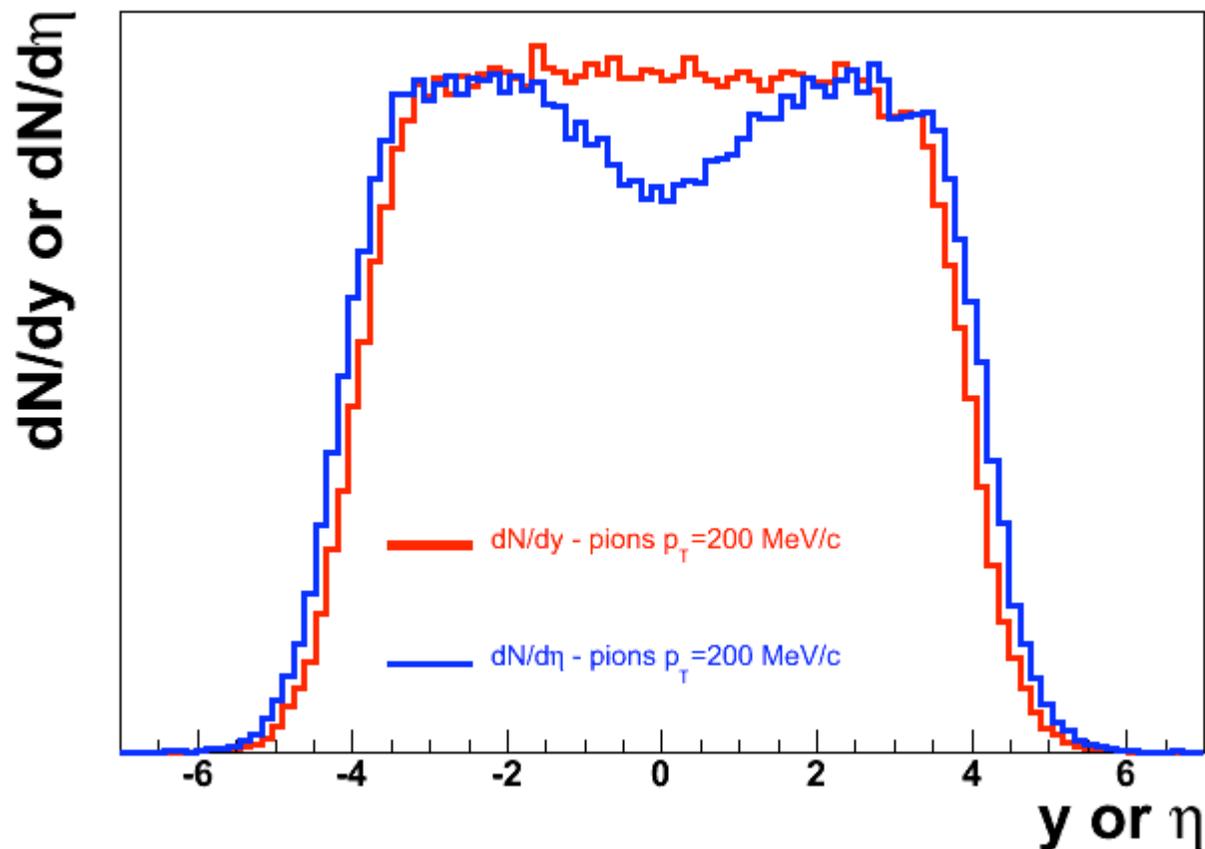
y vs. η - Landau

- Nel caso di distribuzione dN/dy gaussiana (alla Landau), la $dN/d\eta$ risulta essere trapezoidale
 - ⇒ La diminuzione a midrapidity è dovuta allo Jacobiano
 - ⇒ L'allargamento della $dN/d\eta$ è dovuto alla differenza tra y e η



y vs. η - Bjorken

- Nel caso di dN/dy alla Bjorken, con plateau centrale a midrapidity, nella $dN/d\eta$ appare un dip a $\eta=0$

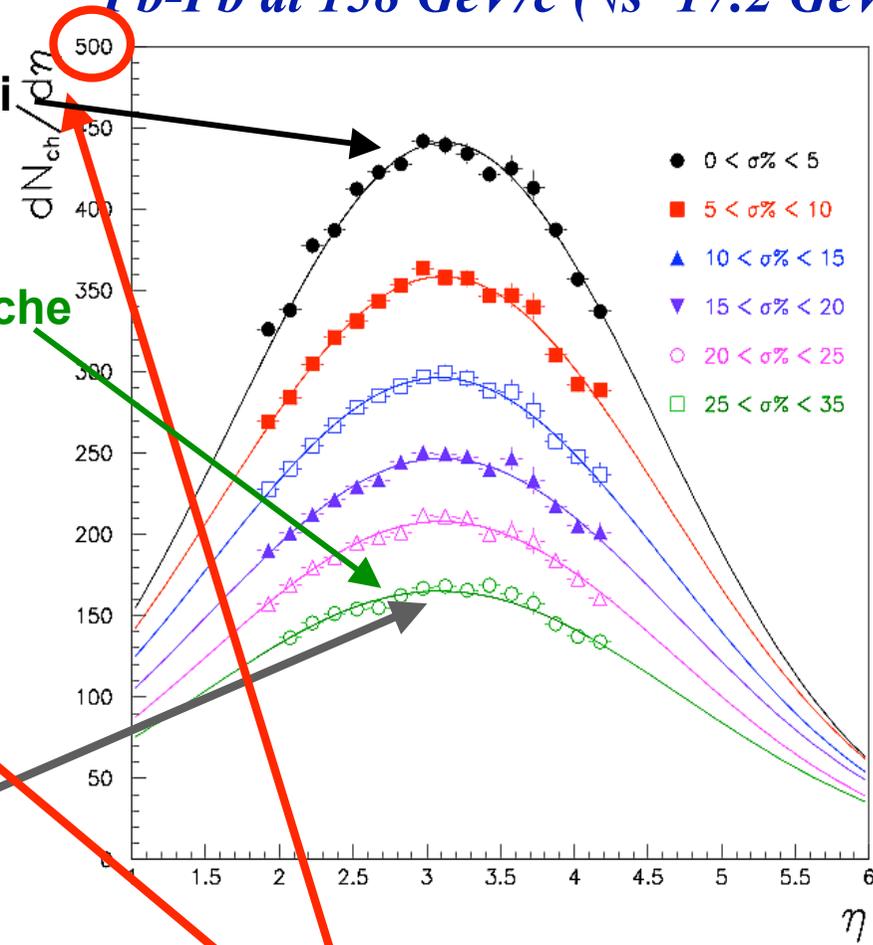
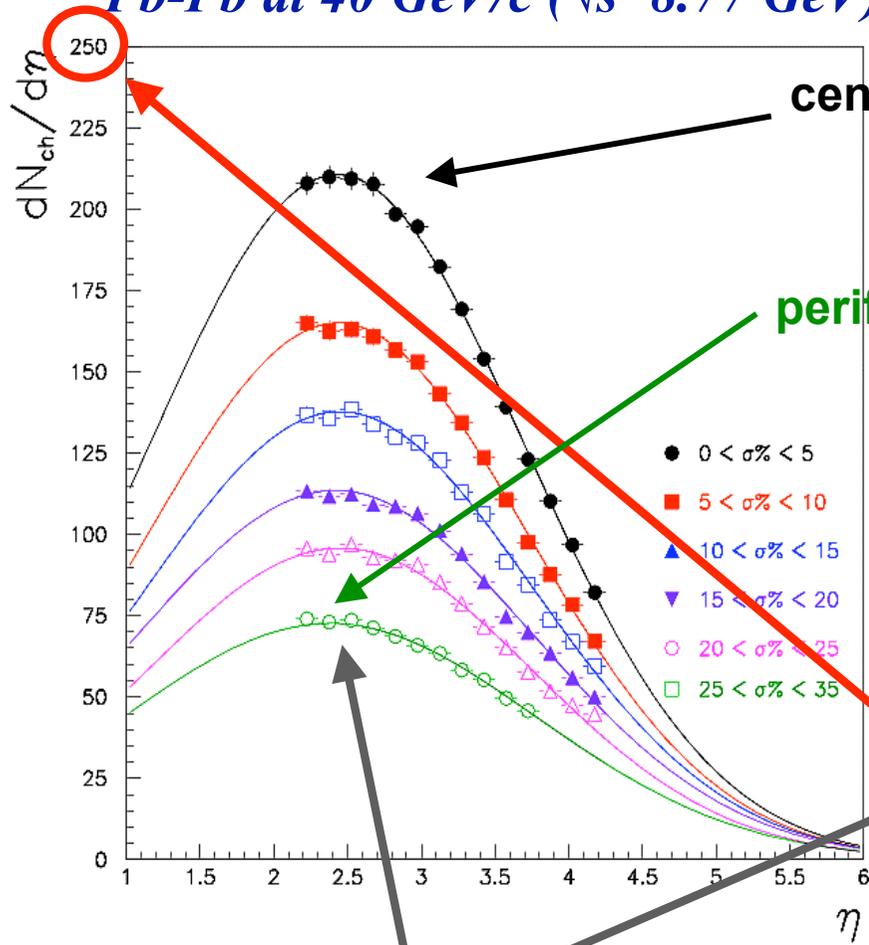


Risultati sperimentali

Collisioni PbPb all'SPS

Pb-Pb at 40 GeV/c ($\sqrt{s}=8.77$ GeV)

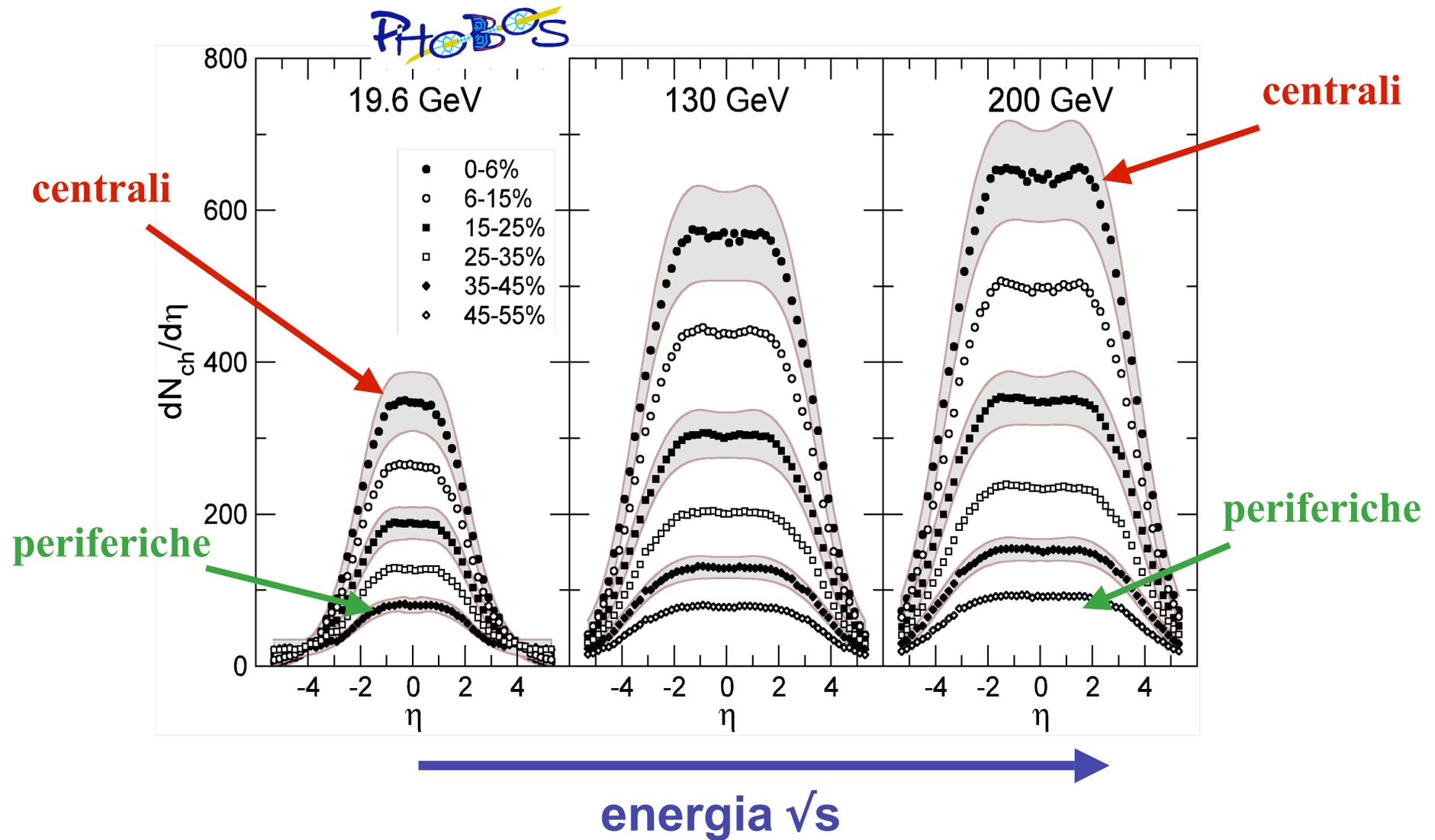
Pb-Pb at 158 GeV/c ($\sqrt{s}=17.2$ GeV)



La posizione del picco si
sposta (midrapidity = $y_{\text{beam}}/2$)

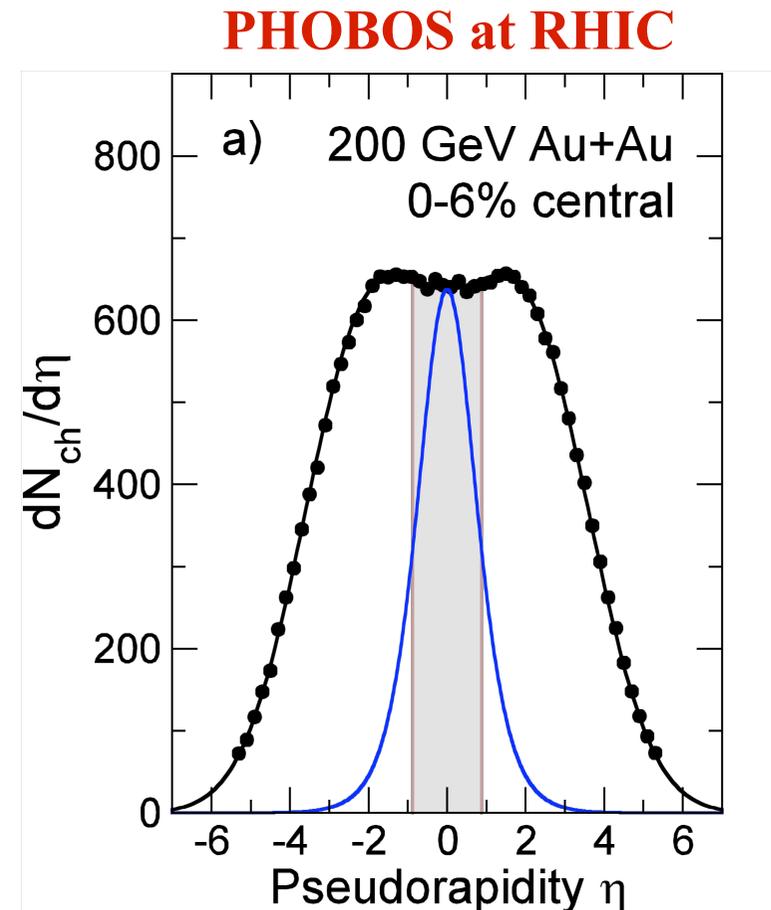
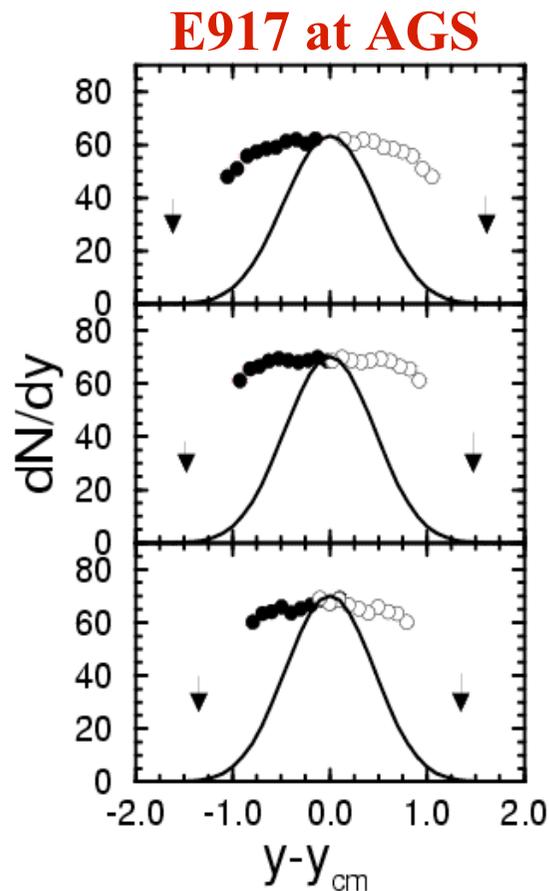
La densità di particelle al picco
aumenta con l'energia

Collisioni AuAu a RHIC

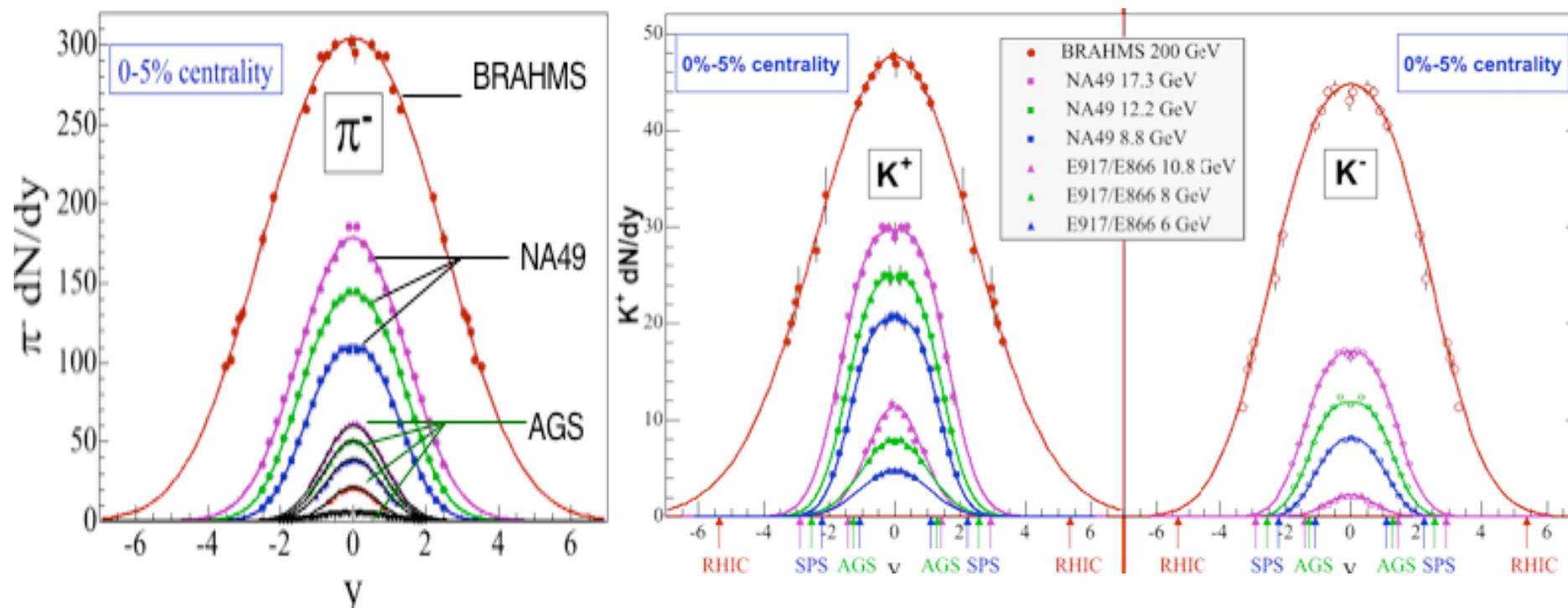


Full stopping?

- In caso di "full stopping" la $dN/d\eta$ dovrebbe avere un caratteristico valore universale $FWHM=1.8$
 - ⇒ Lo stopping risulta incompleto già alle energie dell'AGS ($\sqrt{s} \approx 5$ GeV)



Forma delle distribuzioni dN/dy



- Le dN/dy misurate per pioni e kaoni sono ben rappresentate da gaussiane (Landau) per tutte le energie dall'AGS a RHIC
 - ⇒ Non c'è un plateau a midrapidity invariante per boost di Lorentz
 - ⇒ NOTA: le dN/dy misurate a targhetta fissa si possono confrontare con quelle misurate ai collider con una semplice traslazione
- ✓ *Con le $dN/d\eta$ non sarebbe la stessa cosa, perché η non è Lorentz-invariante*

***Risultati sperimentali:
dipendenza dalla geometria
(centralità) della collisione***

Densità di particelle per coppia di partecipanti

- Si introduce la variabile:

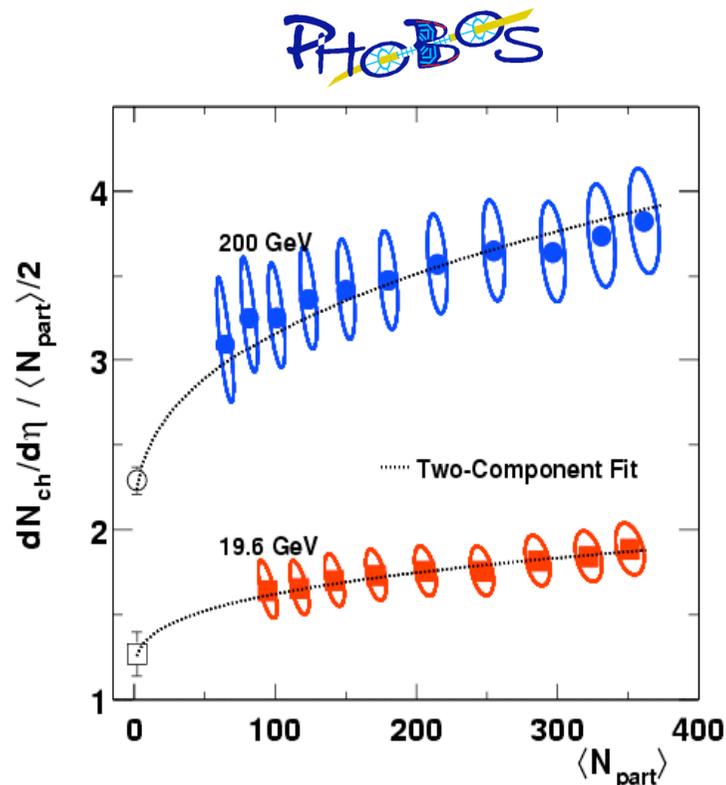
$$\frac{dN / d\eta|_{\eta=0}}{N_{part} / 2}$$

⇒ che è la densità di particelle a mid-rapidity per coppia di partecipanti

- Se la $dN/d\eta|_{\eta=0}$ scala come N_{part} , questa variabile deve mostrare un andamento piatto in funzione della centralità della collisione
- Questa variabile consente un semplice confronto con le collisioni pp in cui $N_{part}=2$

Densità a midrapidity vs. N_{part}

- La densità per coppia di partecipanti cresce di $\approx 25\%$ dalle collisioni AuAu periferiche a quelle centrali



- Spiegazione più immediata: c'è un contributo che proviene dalla componente hard di produzione delle particelle

⇒ Si può fare un fit con una semplice funzione a due componenti

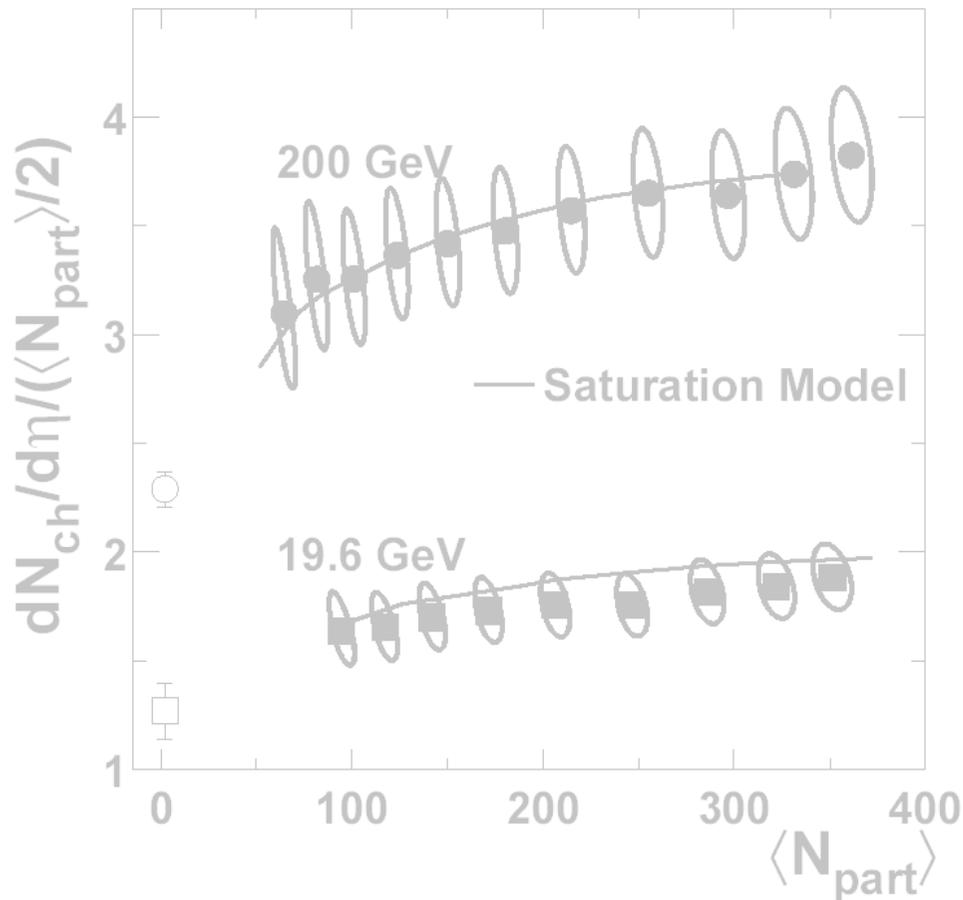
$$\frac{dN}{d\eta} \propto (1 - F) \frac{N_{part}}{2} + FN_{coll}$$

in cui F rappresenta la frazione dovuta alla componente hard

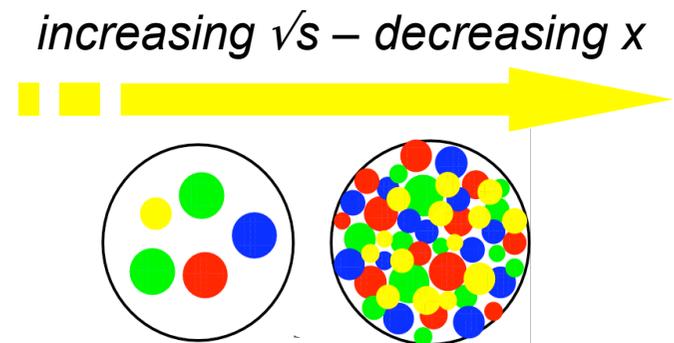
⇒ Si trova lo stesso valore di F (≈ 0.13) alle due energie → **PROBLEMA**

Densità a midrapidity vs. N_{part}

- La densità per coppia di partecipanti cresce di $\approx 25\%$ dalle collisioni AuAu periferiche a quelle centrali

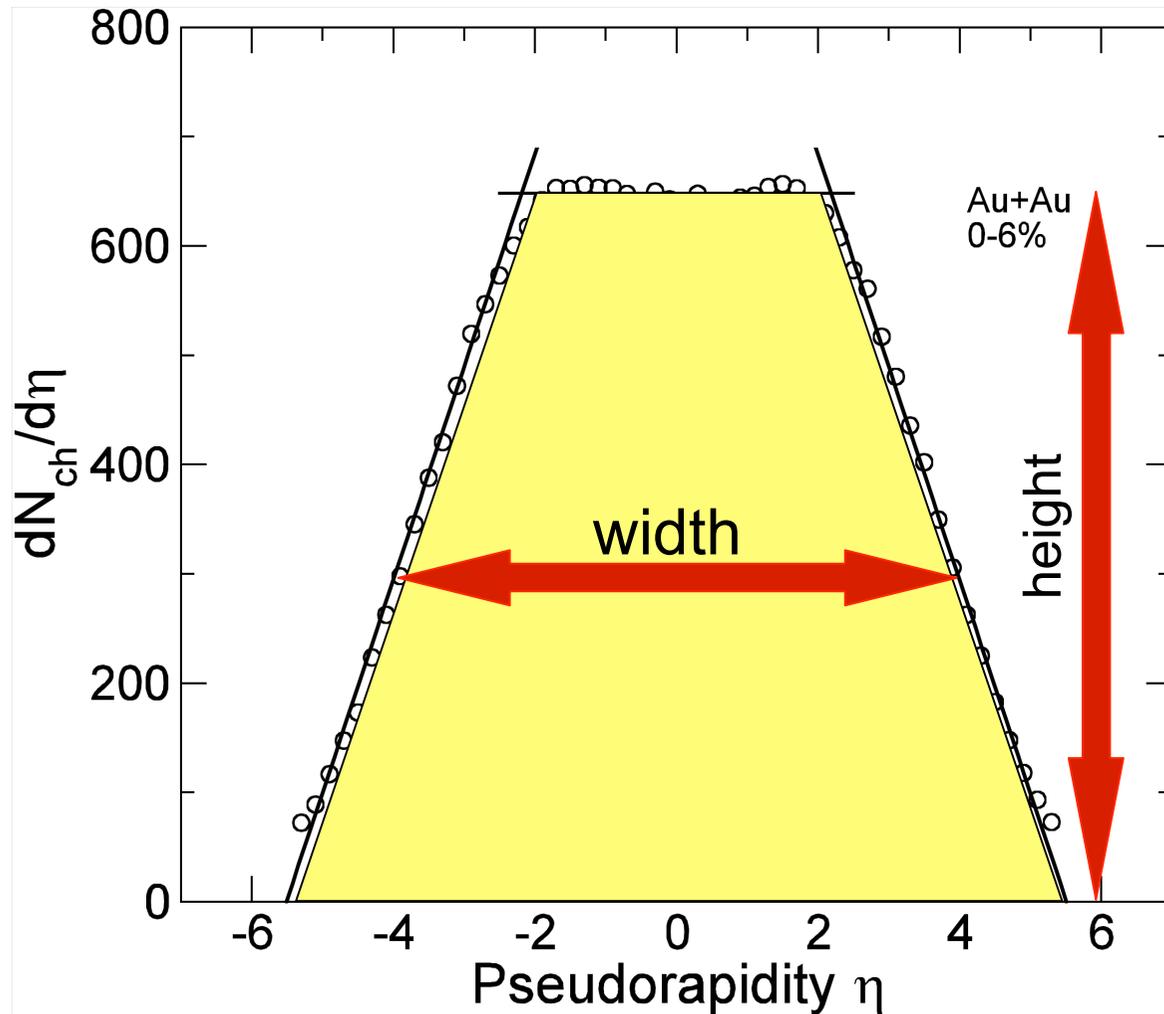


- L'andamento è riprodotto a tutte le energie misurate dai modelli teorici basati sulla saturazione della densità di gluoni a bassi valori di x



Molteplicità totale (I)

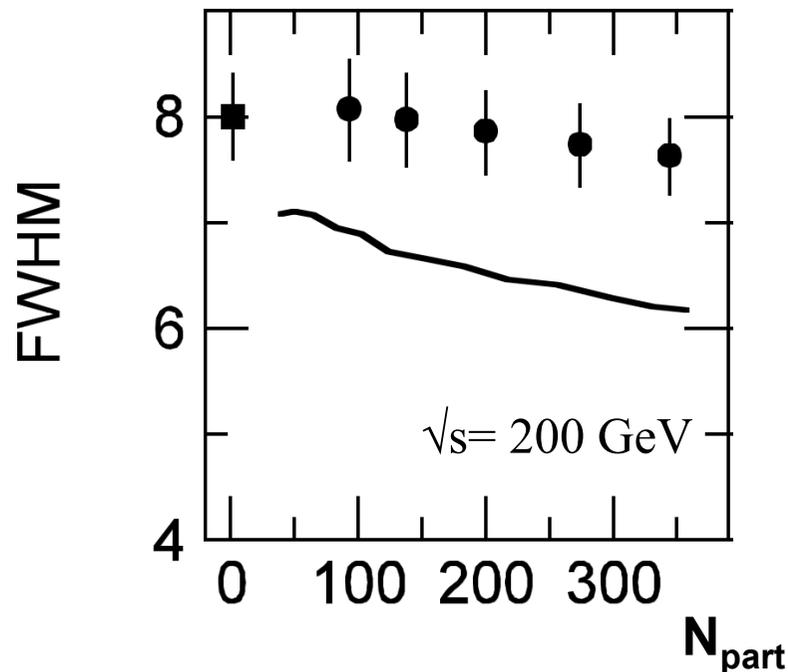
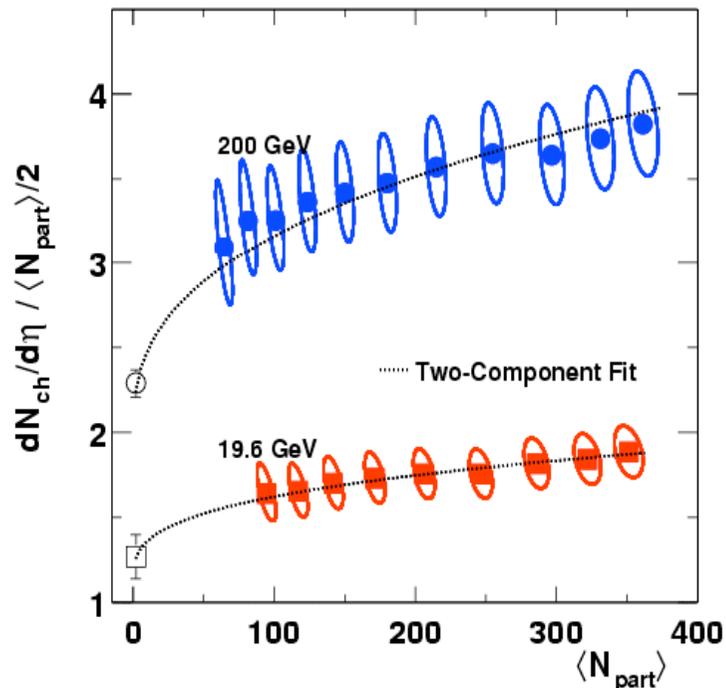
- La molteplicità totale di particelle cariche si ottiene integrando le distribuzione $dN/d\eta$ o dN/dy



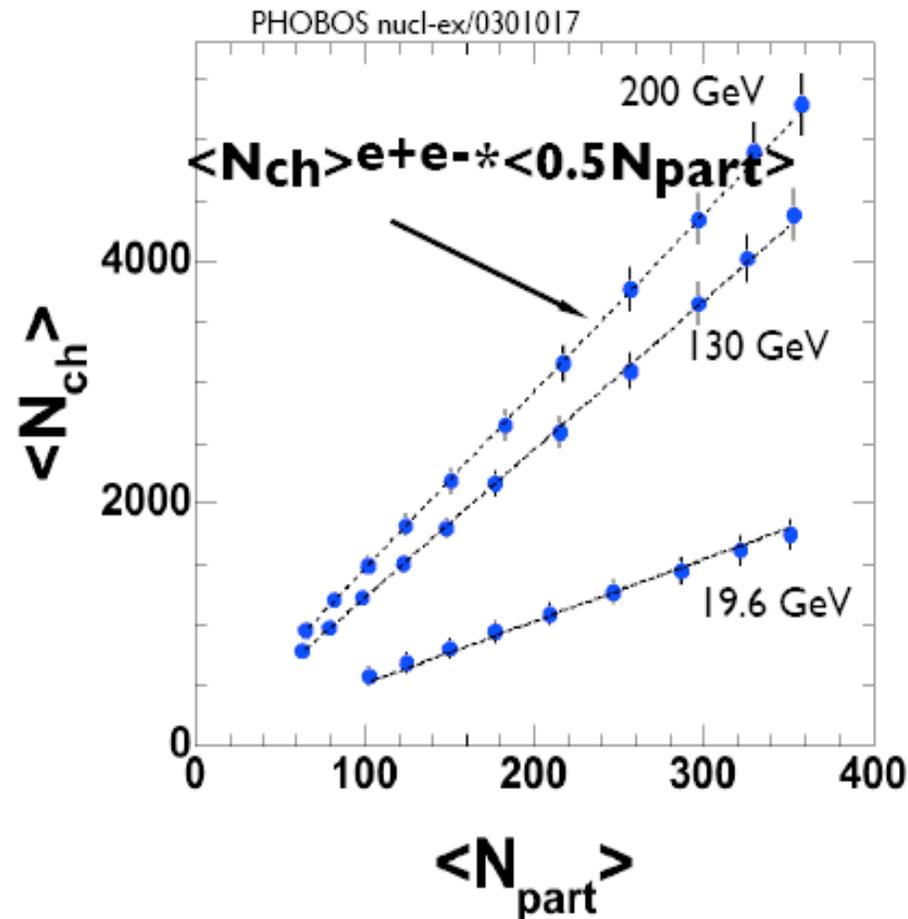
⇒ Questo richiede un'estrapolazione che è tanto più piccola quanto più è grande l'accettazione in η dell'esperimento (ad es. l'estrapolazione è abbastanza piccola nel caso di PHOBOS che ha una copertura in η tra -5 e 5)

Molteplicità totale (II)

- La forma delle distribuzioni $dN/d\eta$ dipende dalla centralità (cioè da N_{part})
 - ⇒ L'altezza ($dN/d\eta|_{\eta=0}$) cresce più che linearmente con N_{part}
 - ⇒ La larghezza decresce al crescere di N_{part}
 - ⇒ Altezza \times Larghezza \approx costante

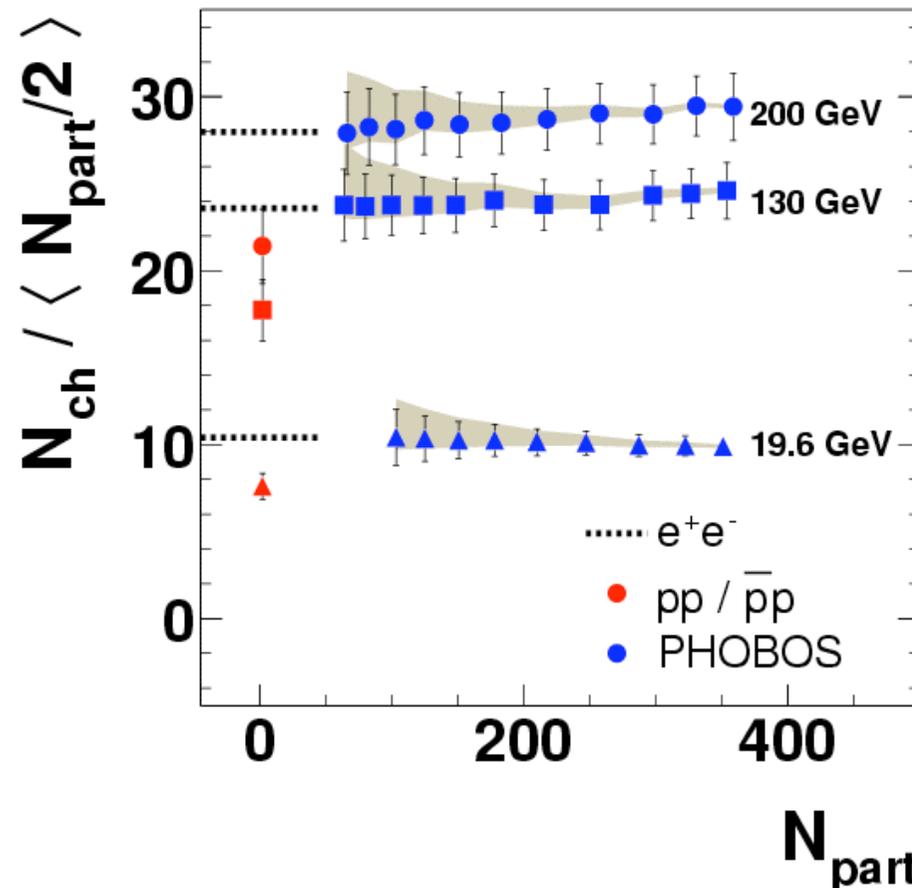


Molteplicità totale vs. N_{part}



- La molteplicità carica totale risulta proporzionale a N_{part}
 - ⇒ Secondo le assunzioni del "Wounded Nucleon Model"
 - ⇒ Stessa dipendenza osservata in collisioni pA

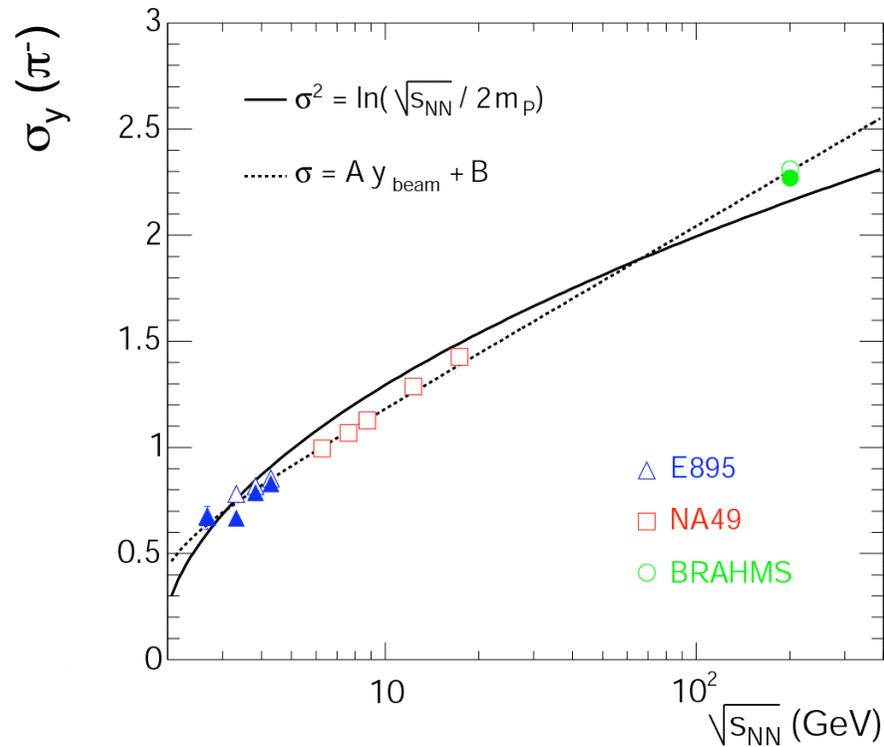
Molteplicità per partecipante vs. N_{part}



- La molteplicità totale per coppia di partecipante
 - ⇒ è compatibile con quella misurata in collisioni e^+e^- alla stessa energia
 - ⇒ è più alta di quella osservata in collisioni pp alla stessa energia

***Risultati sperimentali:
dipendenza dall'energia della
collisione***

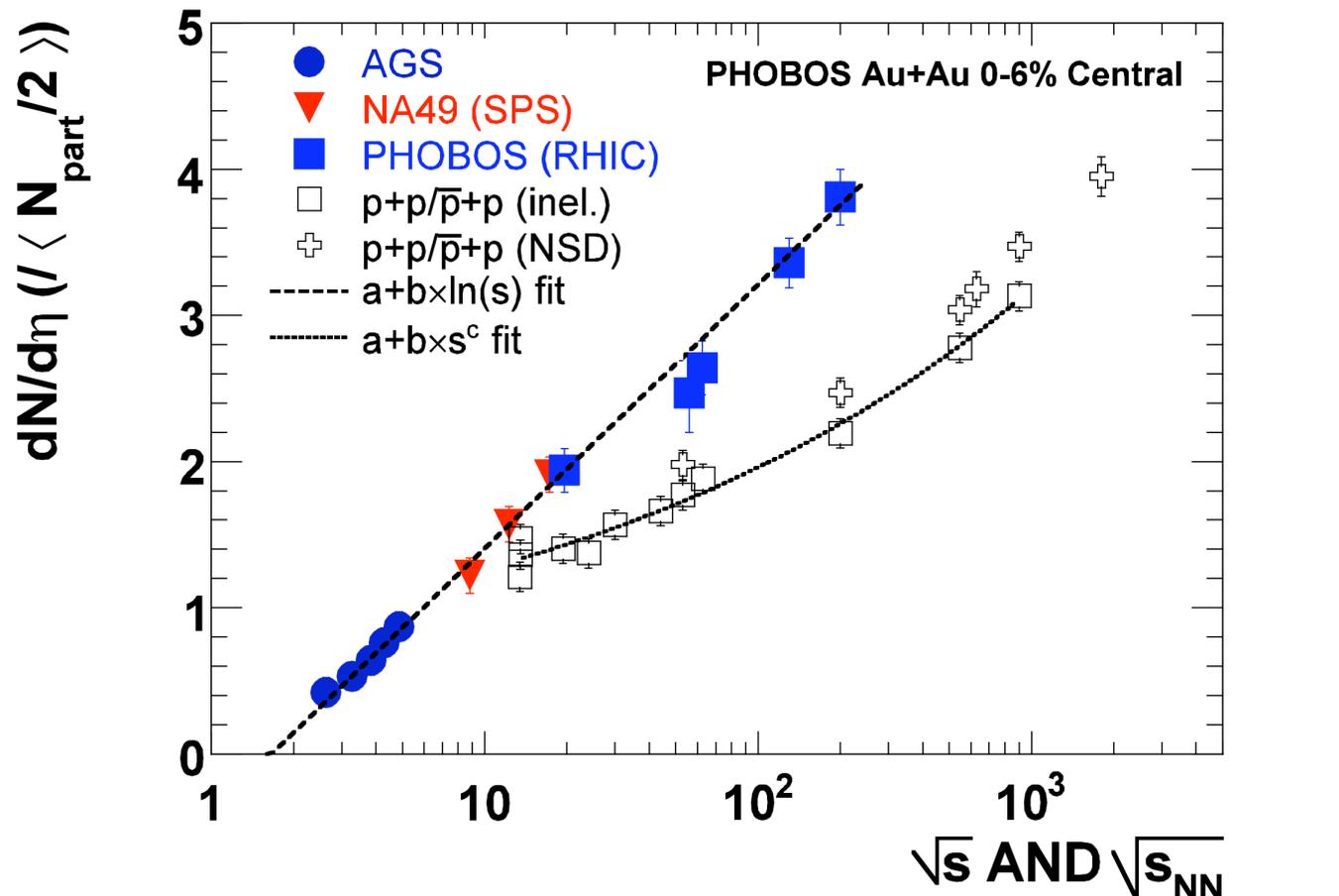
Larghezza della dN/dy vs. \sqrt{s}



- L'aumento della larghezza al crescere di \sqrt{s} è dovuto alla crescita dello spazio delle fasi raggiungibile in y
 - ⇒ l'andamento è leggermente diverso da quello previsto dall'idrodinamica di Landau

Densità a midrapidity vs. \sqrt{s}

- La $dN/d\eta$ a midrapidity in collisioni centrali di ioni pesanti cresce come $\ln s$ dalle energie AGS alle massime energie di RHIC
- La dipendenza da \sqrt{s} è diversa in collisioni pp e AA



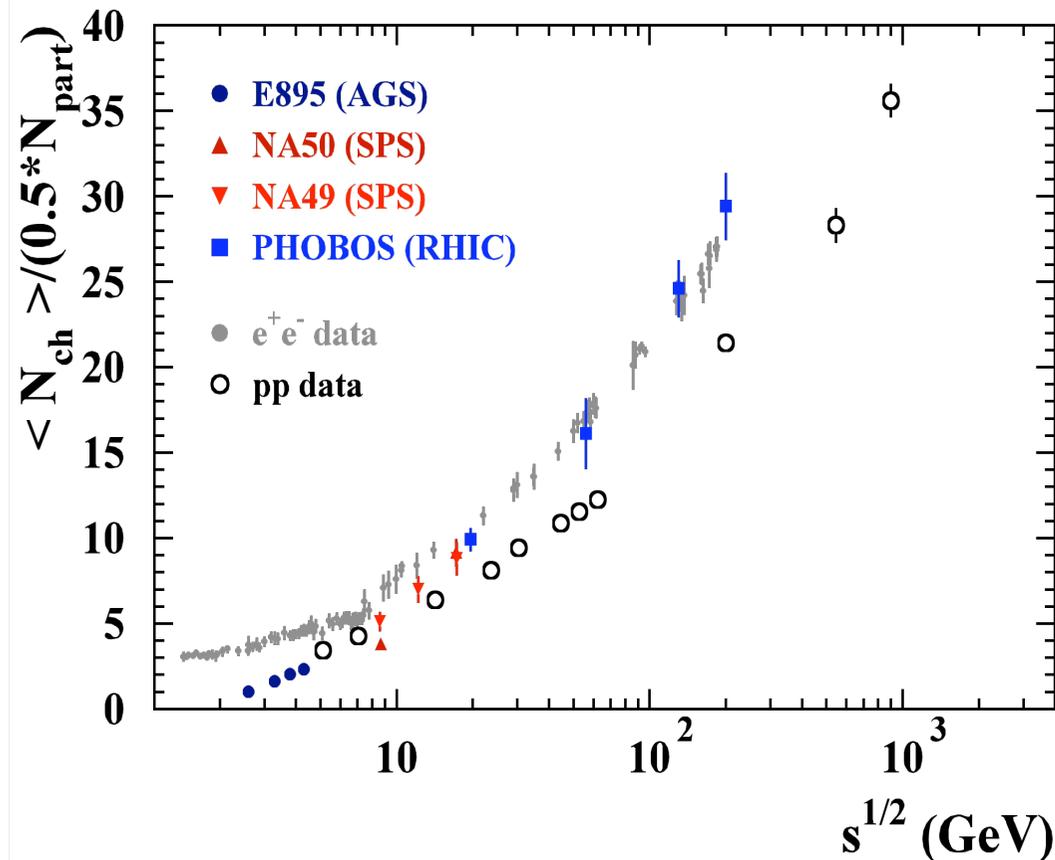
Molteplicità totale vs. \sqrt{s}

- La molteplicità in collisioni di ioni:

- ⇒ E' minore di quella in collisioni pp e e^+e^- a energia AGS

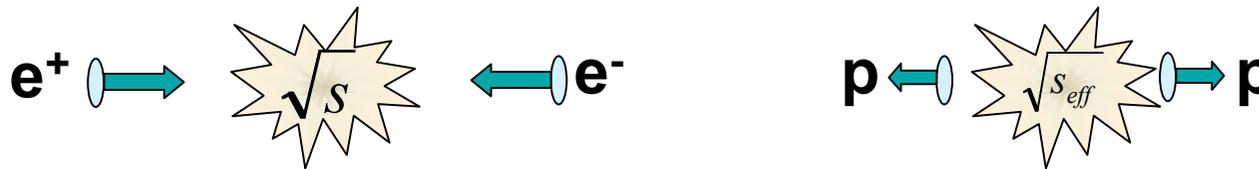
- ⇒ Attraversa i dati pp alle energie dell'SPS

- ⇒ E' in accordo con quella e^+e^- per energie dell'ordine della massima energia dell'SPS ($\sqrt{s}=17$ GeV)



pp vs. e⁺e⁻

- La differenza tra le molteplicità misurate in collisioni e⁺e⁻ e pp è spiegata con il "leading particle effect"
 - ⇒ Il protone uscente dalla collisione porta via una quantità significativa di \sqrt{s} che invece in e⁺e⁻ è completamente disponibile per la produzione di particelle
 - ⇒ In collisioni pp solo l'energia \sqrt{s}_{eff} ($< \sqrt{s}$) è disponibile per la produzione di particelle



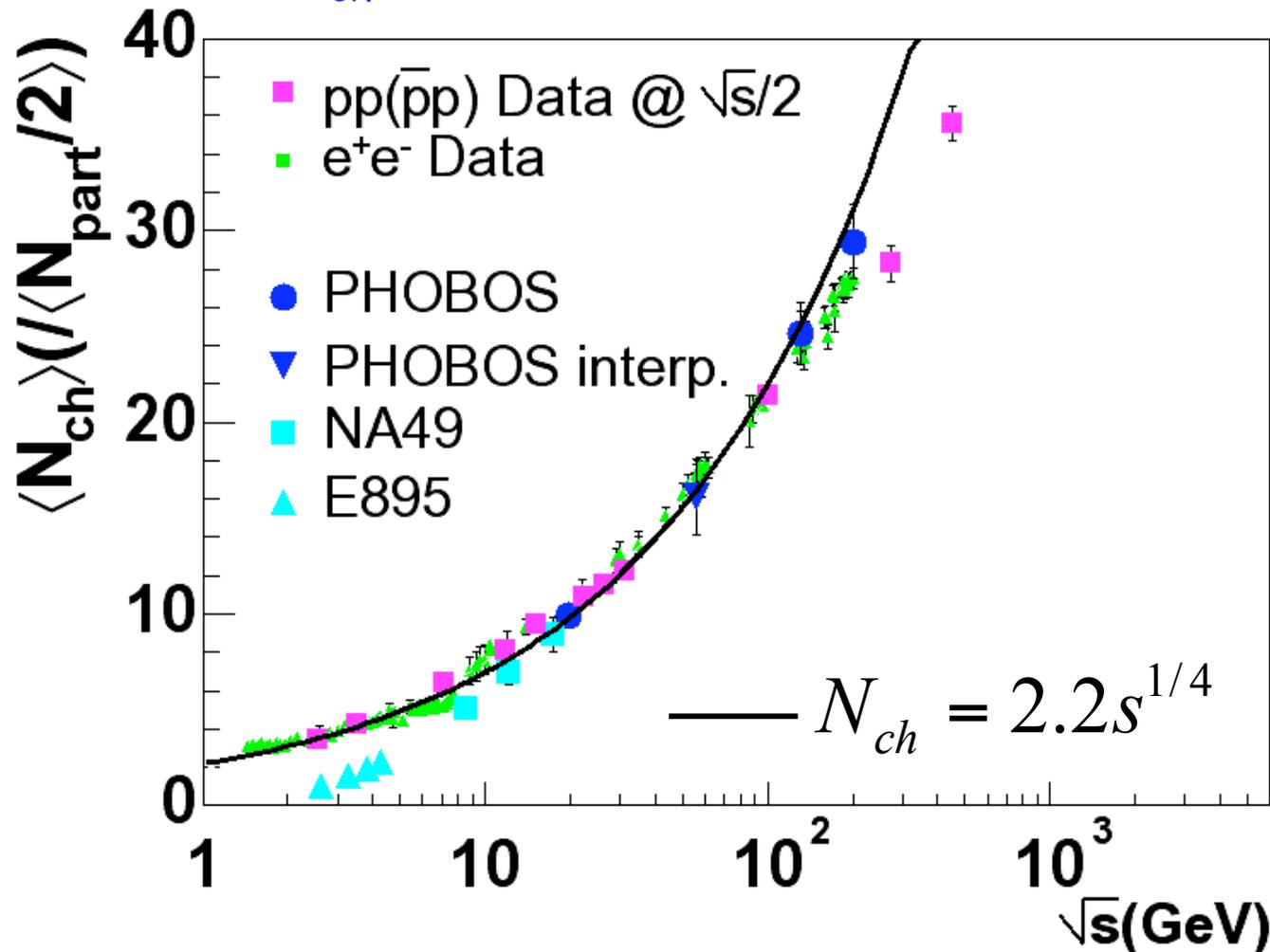
- L'energia \sqrt{s}_{eff} effettivamente disponibile per la produzione di particelle viene definita come:

$$\sqrt{s}_{eff} = \begin{cases} \sqrt{s} & e^+e^- \text{ collision} \\ \sqrt{s}/2 & pp \text{ collision} \end{cases}$$

- ⇒ con questa definizione, le molteplicità in e⁺e⁻ e pp risultano in accordo a parità di \sqrt{s}_{eff}

Universalità ?

- L'andamento in funzione di \sqrt{s}_{eff} in pp, e^+e^- e AA (per $\sqrt{s} > 15$ GeV) segue una curva universale con un andamento alla Landau ($N_{ch} \propto s^{1/4}$)



Conclusioni dopo RHIC

- Le molteplicità di particelle cariche seguono semplici leggi di scaling
 - ⇒ Molteplicità totale $\approx N_{\text{part}} \times$ molteplicità in e^+e^- alla stessa energia
 - ⇒ La molteplicità totale segue l'andamento previsto da Landau ($\propto s^{1/4}$) in pp, e^+e^- e AA (per $\sqrt{s} > 15$ GeV)
- Non si osserva un "boost invariant central plateau" anche all'energia massima di RHIC
- Se si usa la formula di Bjorken (vedi prossima lezione) per calcolare la densità di energia partendo dalle dN/dy ($dN/d\eta$) misurate alla massima energia di RHIC si ottengono valori di:

$$\epsilon_{BJ} = \frac{\langle m_T \rangle}{Ac\tau_0} \left(\frac{dN}{dy} \right)_{y=0} = \frac{0.6 \text{ GeV}/c^2}{145 \text{ fm}^2 \times c \times \tau_0} \times \left(700 \times \frac{3}{2} \times 1.1 \right) \begin{cases} \approx 15 \text{ GeV}/\text{fm}^3 (\tau_0 = 0.35 \text{ fm}/c) \\ \approx 5 \text{ GeV}/\text{fm}^3 (\tau_0 = 1 \text{ fm}/c) \end{cases}$$

ben al di sopra della densità critica ($\epsilon_c \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$) previsti dalla lattice QCD per la transizione di fase

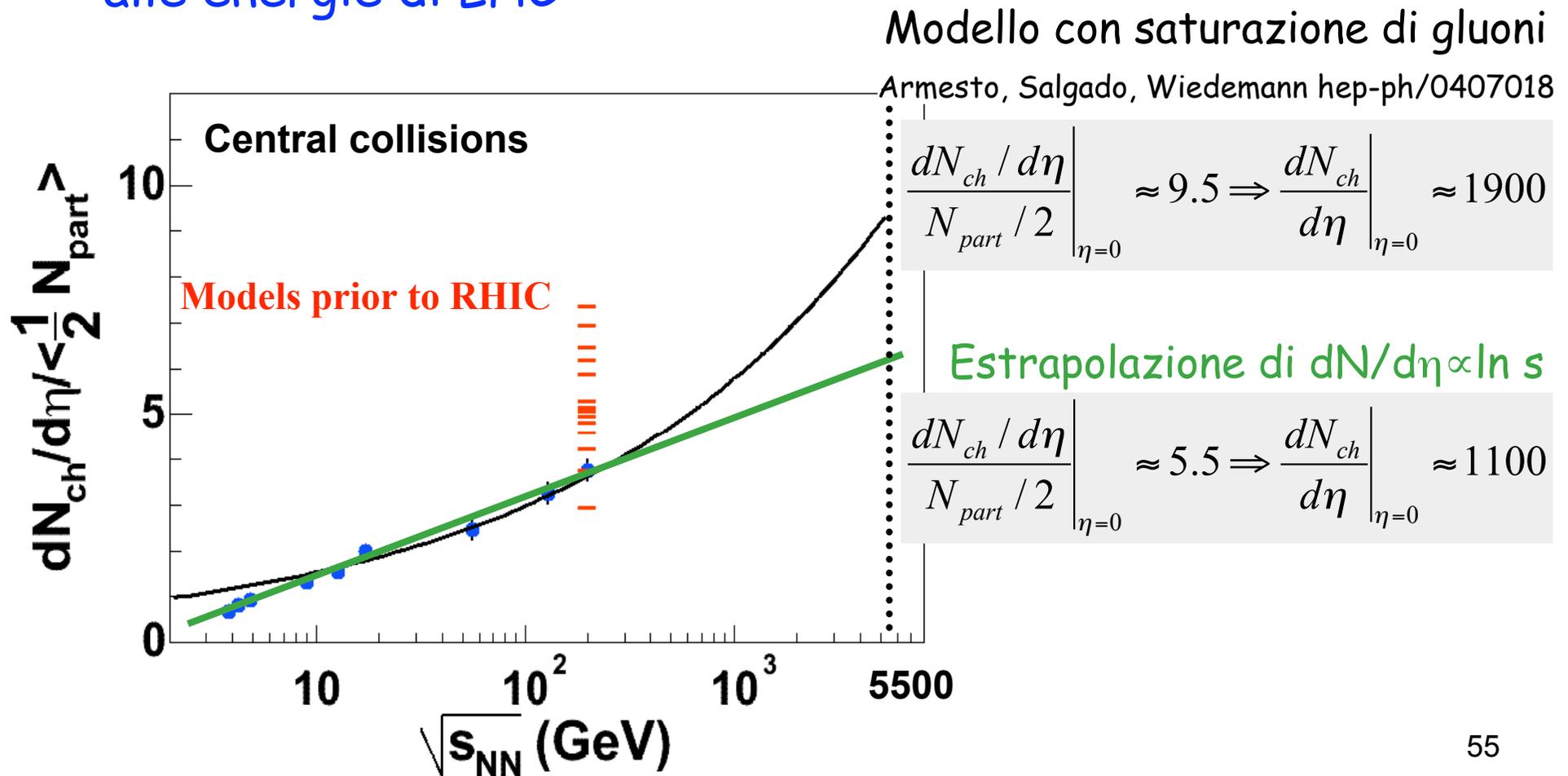
Prospettive per LHC

Prevedere le molteplicità

- Il numero di particelle prodotte nella collisione è un parametro importante per disegnare esperimenti con ioni
 - ⇒ L'occupazione del rivelatore (es. la frazione di pixel in cui passa una particella) è legata alla densità di particelle (es. il numero di particelle per cm^2 sull'area del sensore) e quindi alla molteplicità
 - ⇒ Il danneggiamento da radiazione è legato al numero di particelle che attraversano il volume del rivelatore o dell'elettronica
- Al momento della progettazione di ALICE all'LHC i dati sulle molteplicità a RHIC non erano disponibili
 - ⇒ ALICE è stato progettato sulla base delle molteplicità date da simulazioni Monte Carlo delle collisioni PbPb
 - ✓ *I valori di dN/dy attesi a midrapidity variavano tra 2000 e 8000 particelle per unità di rapidità a seconda del modello di produzione di particelle implementato in un particolare Monte Carlo*
 - ⇒ I rivelatori di ALICE sono stati progettati per avere buone performances fino a valori di densità di particelle $dN/dy = 8000$

Previsioni per LHC dopo RHIC

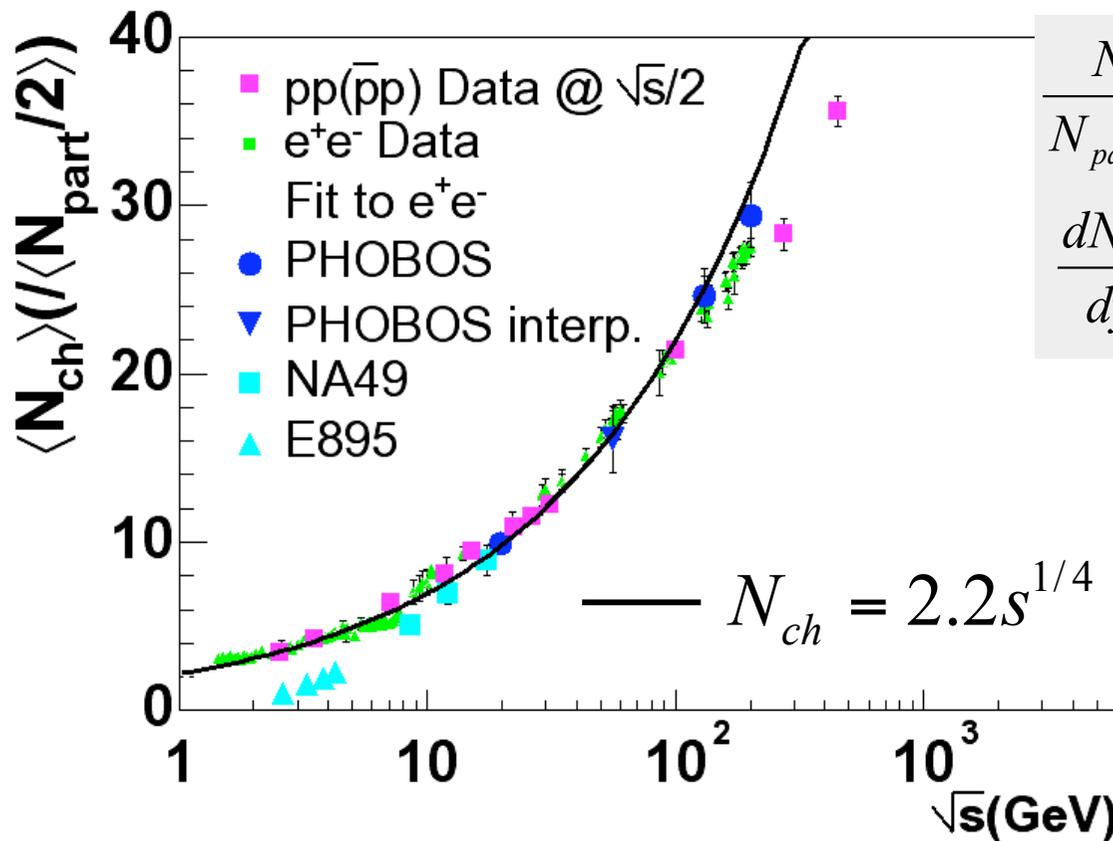
- Diversi modelli riproducono i dati di collisioni centrali di ioni pesanti a SPS e RHIC e possono essere estrapolati alle energie di LHC



Previsioni per LHC dopo RHIC

- Diversi modelli riproducono i dati di collisioni centrali di ioni pesanti a SPS e RHIC e possono essere estrapolati alle energie di LHC

Idrodinamica di Landau



$$\frac{N_{ch}}{N_{part} / 2} = 2.2s^{\frac{1}{4}} = 163 \Rightarrow N_{ch} \approx 33000$$

$$\left. \frac{dN_{ch}}{dy} \right|_{y=0} = \frac{N_{ch}}{\sqrt{2\pi L}} = \frac{N_{ch}}{\sqrt{2\pi \ln \gamma}} \approx 4700$$

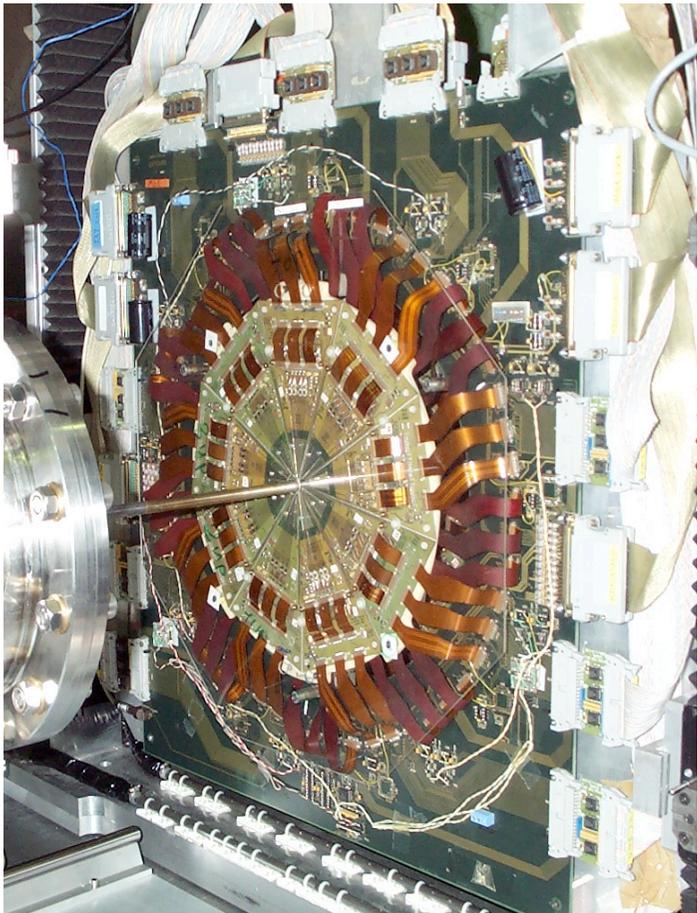
Tecniche sperimentali

Misurare le $dN/d\eta$

- Non c'è bisogno di identificare le particelle né di misurare i momenti, basta contare il numero di particelle in funzione dell'angolo polare
- Si usano tipicamente rivelatori al silicio (pixel o strip)
- La copertura in η deve essere abbastanza ampia se si vogliono misurare le particelle a midrapidity e quelle nelle regioni di frammentazione
 - ⇒ La larghezza delle distribuzioni e quindi la regione da coprire cresce al crescere di \sqrt{s}
- Il materiale tra il punto di interazione e il rivelatore che misura la molteplicità deve essere minimizzato per ridurre le conversioni
 - ⇒ Per ricavare il numero di particelle primarie prodotte nella collisione si applica una correzione Monte Carlo che tiene conto dei materiali presenti sulla traiettoria delle particelle, ma questa correzione introduce un possibile errore sistematico

Tecnica 1: hit su un rivelatore

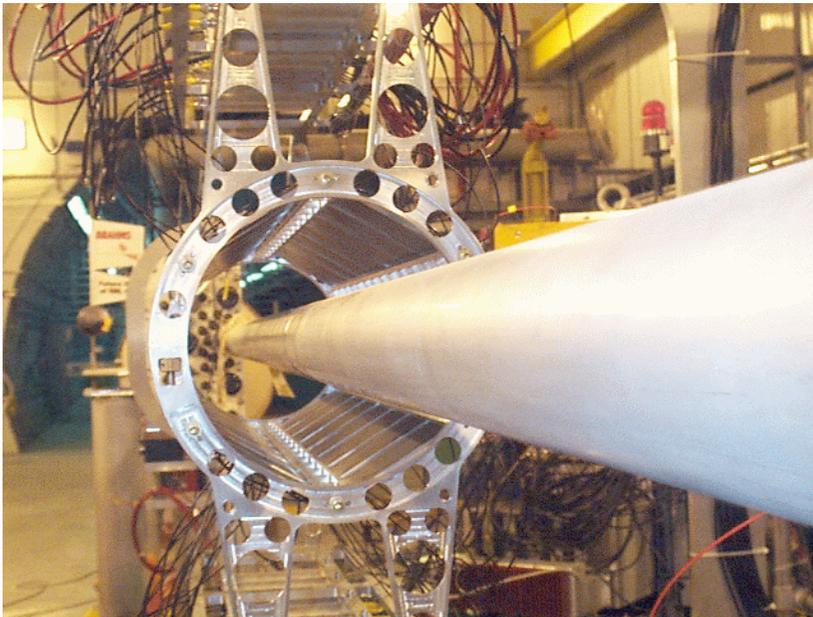
- La tecnica più semplice è quella di usare un rivelatore con un'elettronica di lettura binaria che fornisce per ogni canale (strip/pixel) una informazione hit / no hit
 - ⇒ Usata da NA50 all'SPS e PHOBOS a RHIC
- La molteplicità si ottiene contando i canali (strip/pixel) accesi ("hit")



- In generale, un "hit" non è uguale a una particella perché:
 - ⇒ Più di una particella può passare nello stesso pixel ("multiple occupancy")
 - ⇒ Una particella può "accendere" più di un pixel
 - ✓ *Nel caso di tracce inclinate o di charge sharing (particelle che passano vicino al bordo tra due pixel) o di rumore elettronico*
- La soluzione è quella di contare i CLUSTERS (= gruppi di pixel contigui accesi) e applicare una correzione Monte Carlo per passare da numero di clusters a numero di particelle

Tecnica 2: energia depositata

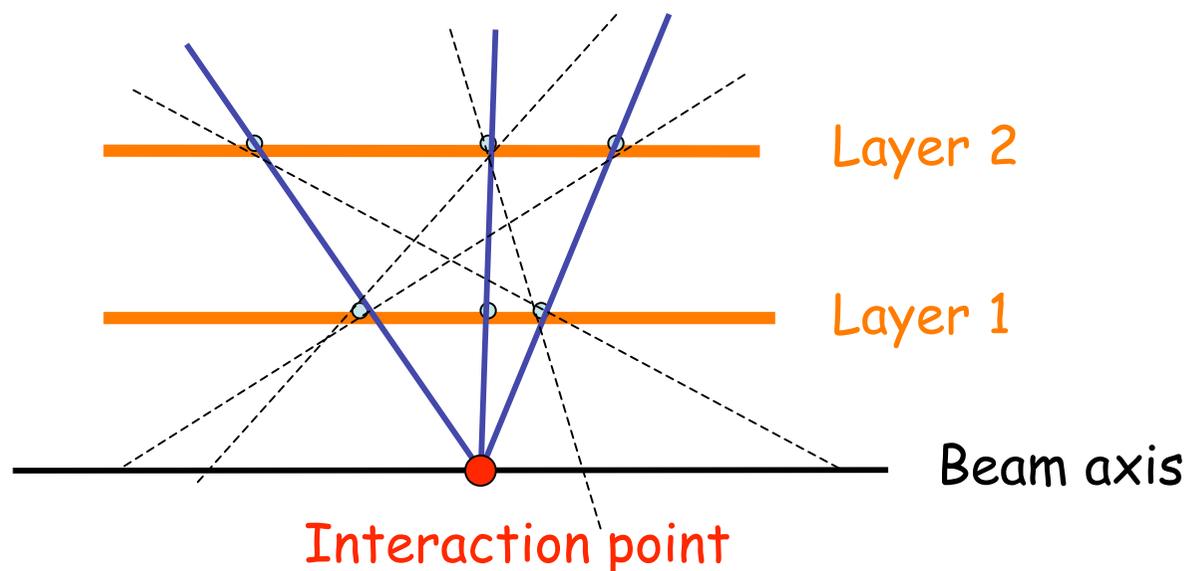
- Requisito: l'elettronica di lettura del rivelatore deve fornire l'ampiezza del segnale, che è proporzionale all'energia rilasciata dalla particella nel sensore
- Si ricava la molteplicità dal segnale misurato nei vari canali diviso per l'energia rilasciata tipicamente da una particella
 - ⇒ Richiede una correzione per il fatto che in rivelatori sottili (come quelli di silicio) la perdita di energia (e quindi la carica rilasciata) segue una distribuzione di Landau
 - ⇒ Usata da NA57 all'SPS e da BRAHMS a RHIC



- Il rivelatore di BRAHMS era un rivelatore ibrido costituito da uno strato (layer) di rivelatori a microstrip di silicio e uno strato (layer) più esterno fatto di scintillatori

Tecnica 3: tracklets

- Se si hanno due piani di rivelatore, si può ricavare la molteplicità contando i "tracklets", che sono linee rette definite associando due cluster (uno su ciascuno dei due piani) in modo che puntino al vertice di interazione
 - ⇒ Richiede un allineamento più preciso e una più precisa conoscenza del vertice primario
 - ⇒ Usata da PHOBOS e PHENIX a RHIC

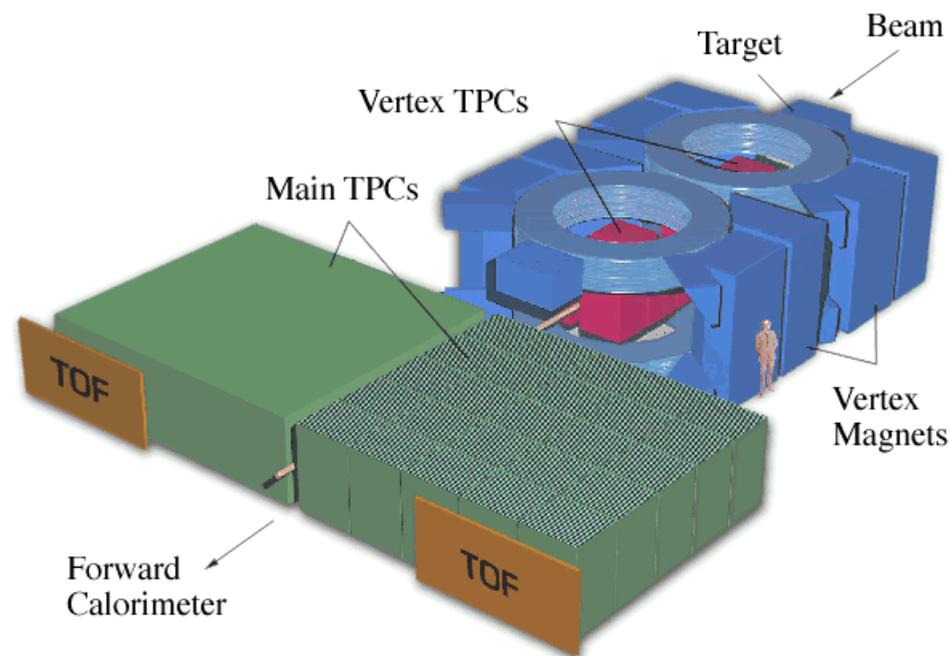


Misurare le dN/dy

- Per misurare le dN/dy c'è bisogno di misurare i momenti e di identificare le particelle
 - ⇒ E' quindi necessario tracciare le particelle misurando più punti lungo la loro traiettoria all'interno di un campo magnetico
 - ✓ *Il campo magnetico comporta un "low p_T cut-off" perché le particelle a basso momento (molto curvate) non vengono tracciate → correzione a Monte Carlo*

- Si usano tipicamente:

- ⇒ grossi rivelatori a gas (TPC)
 - ✓ *NA49 e STAR*
- ⇒ spettrometri costituiti più piani di silicio (pixel o strip)
 - ✓ *BRAHMS*



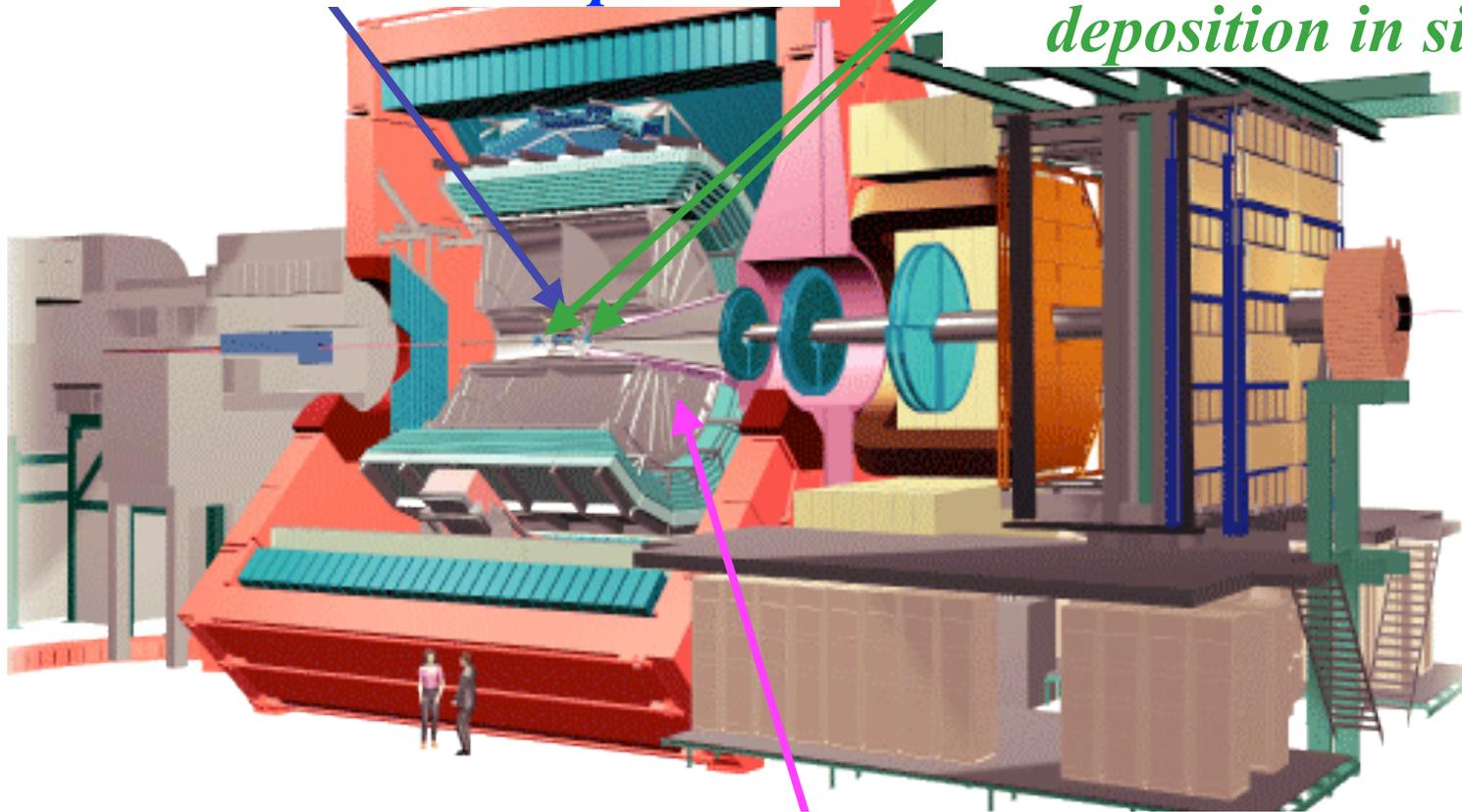
Molteplicità in ALICE

Inner Tracking System (ITS)

→ $dN/d\eta$ from clusters and tracklets in silicon pixels

Forward Multiplicity Detector (FMD)

→ $dN/d\eta$ from energy deposition in silicon strips



Time Projection Chamber (TPC)

→ tracking, dN/dy