

Scuola Di Fisica Nucleare "Raimondo Anni" (II corso)  
Otranto, 29 maggio-3 giugno 2006

# IL PLASMA DI QUARK E GLUONI E LE COLLISIONI DI IONI PESANTI ULTRARELATIVISTICI

2

Marzia Nardi  
INFN Torino

# Programma

## 1) Introduzione

- sistemi di particelle relativistiche
- introduzione alla QCD, simmetrie
- QCD su reticolo
- transizione di fase nel modello a bag

## 2-3-4) Collisioni di ioni pesanti ultrarelativistici

- fasi della collisione
- modello di Glauber e misura di centralità
- espansione, descrizione idrodinamica
- segnali di deconfinamento: sonde dure
- segnali di deconfinamento: sonde soffici

Saturazione partonica: separazione degli effetti di stato iniziale/ finale

# Risultati del reticolo

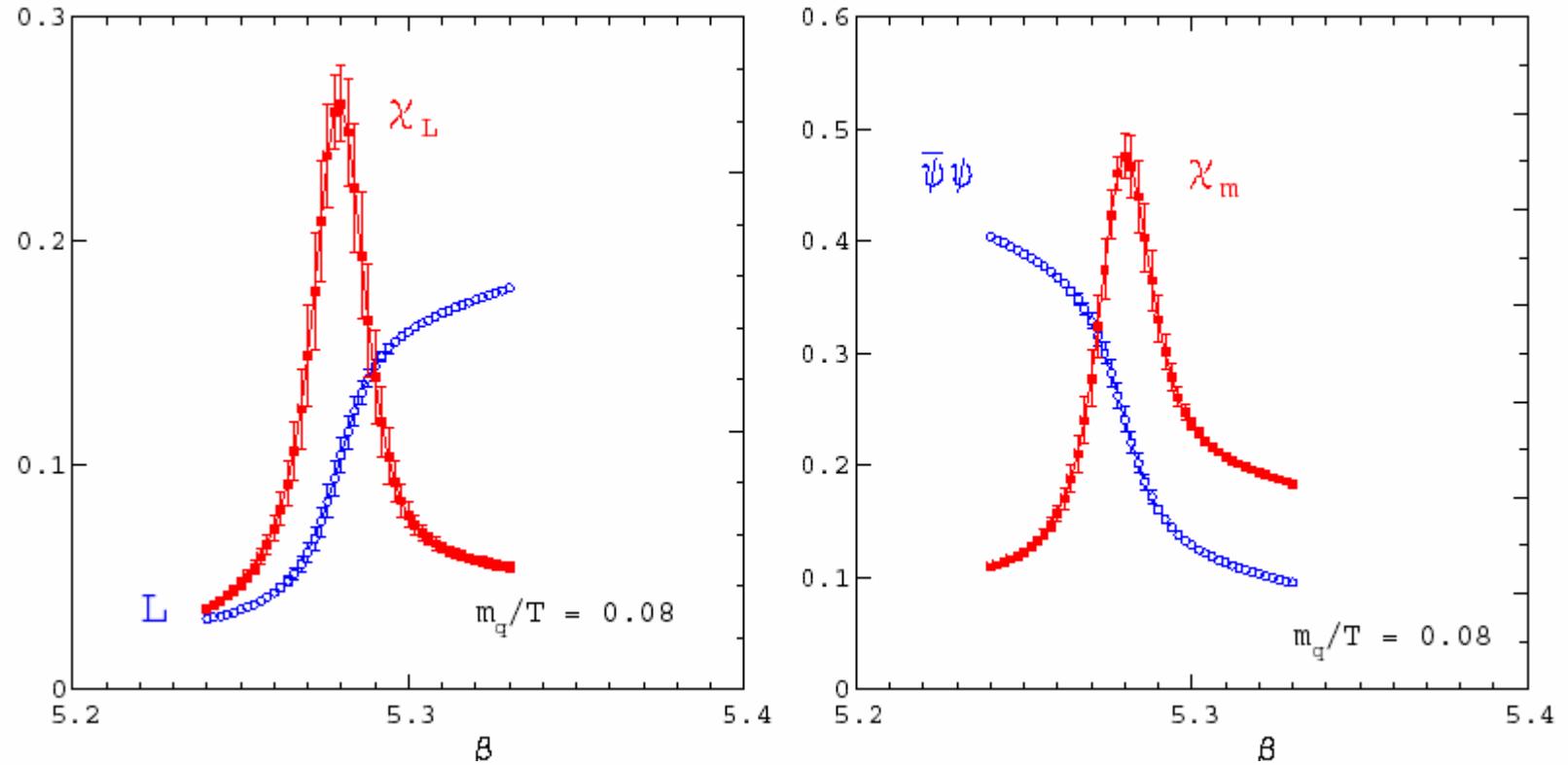
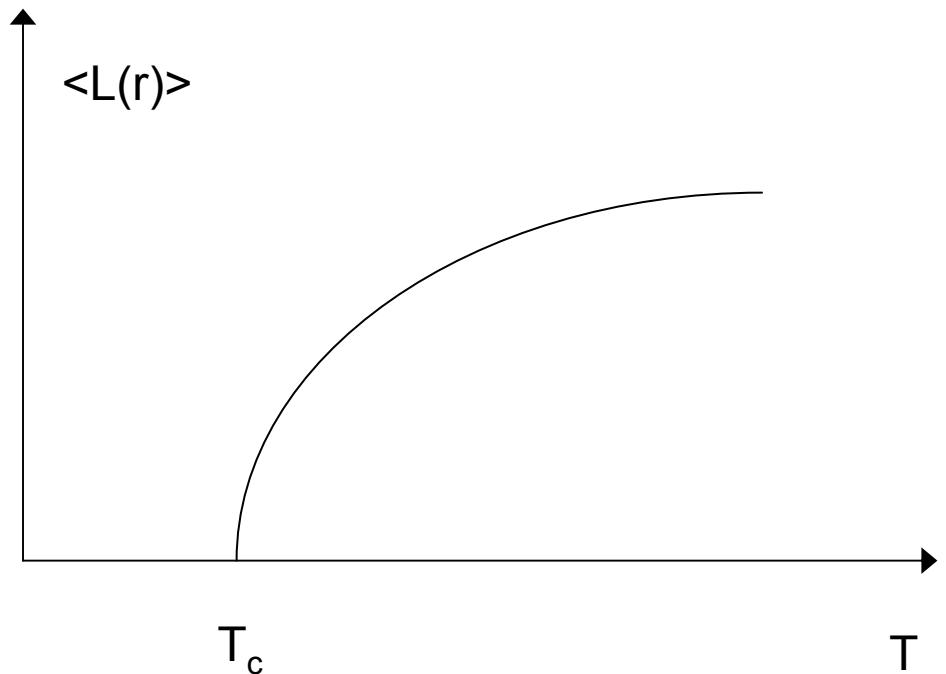


Fig. 1: Left: Polyakov loop expectation value  $\langle L \rangle$  and its temperature derivative (Polyakov loop susceptibility  $\chi_L$ ) as a function of the lattice coupling  $\beta = 6/g^2$  which is monotonically related to the temperature  $T$  (larger  $\beta$  correspond to larger  $T$ ). Right: The chiral condensate  $\langle \bar{\psi} \psi \rangle$  and the negative of its temperature derivative (chiral susceptibility  $\chi_m$ ) as a function of temperature. (From Ref. [4].)

$$L(r) = \frac{1}{N_c} Tr \exp \left\{ - g \int_0^\beta dt A_0(r, t) \right\}$$

Per una coppia di quark massivi si calcola il correlatore di  $L(r)$ :

$$e^{-\beta(F_{q\bar{q}}(r)-F_0-2M)} = \langle L(0)L^+(r) \rangle$$



Da F si ottiene il potenziale di interazione tra due quark

# Altri risultati di reticolo

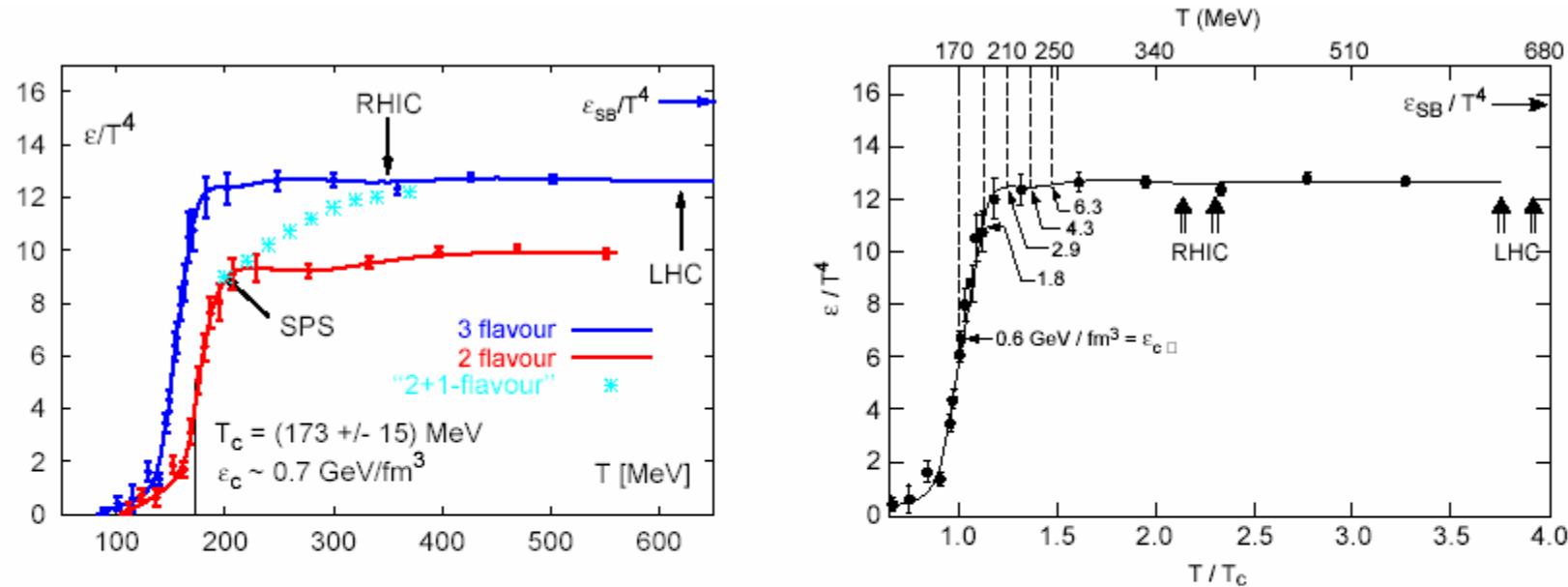
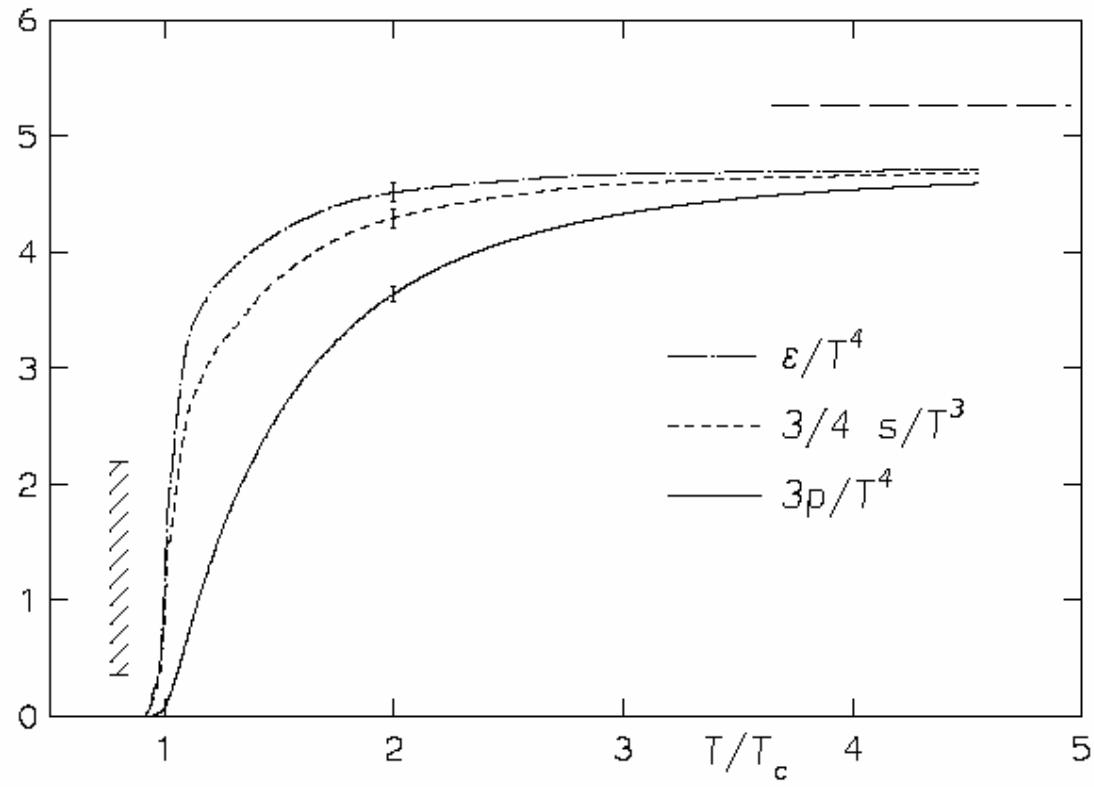


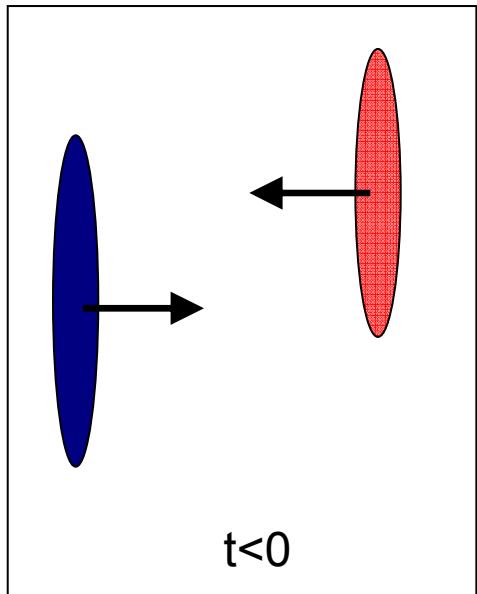
Fig. 2: Energy density in units of  $T^4$  for QCD with two and three dynamical quark flavors [5, 6]. (The symbol  $\varepsilon$  is here used for the energy density  $e$ .) The curves labelled “2 flavour” and “3 flavor” were calculated for two and three light quark flavors of mass  $\frac{m_q}{T} = 0.4$ , respectively. “2+1 flavour” indicates a calculation for two light and one heavier strange quark flavor of  $\frac{m_q}{T} = 1$ . In this case the ratio  $\varepsilon/T^4$  interpolates between two light flavors at  $T \lesssim T_{\text{cr}}$  and three light flavors at  $T \gtrsim 2T_{\text{cr}}$  [6]. For 2 and 2+1 flavors the critical temperature is  $T_{\text{cr}} = 173 \pm 15$  MeV [6]. The right figure indicates, for the case of 3 light flavors, absolute values for the energy density  $\varepsilon$  at several temperatures.



**Figure 1.** Scaled energy density, entropy density and pressure vs. scaled temperature at the continuum limit in pure gauge  $SU(3)$  theory [6, 5]. The horizontal dashed line is the ideal gas limit and the vertical hatched band illustrates the latent heat. The figure is from [6].



# Collisioni di ioni pesanti ultrarelativistici



## t=0

Interazioni "dure", vengono create particelle con grande momento ( $p_T > 1 \text{ GeV}$ ) o grande massa. Questi processi si possono calcolare con la QCD perturbativa grazie ai teoremi di fattorizzazione usando le funzioni di struttura. Per il principio di indeterminazione la produzione avviene su scale di tempo  $\tau_{\text{form}}$  dell'ordine di  $1/\sqrt{Q^2}$ , ad esempio  $Q=2 \text{ GeV}$  implica  $\tau_{\text{form}} = 0.1 \text{ fm}$ .

Fino ad energie dell'SPS le particelle dure possono essere prodotte solo nei primi istanti della collisione, cioe` nelle interazioni tra i nucleoni iniziali e sono testimoni dell'evoluzione del sistema, possono cioe` essere usate per verificare se avviene il deconfinamento.

Ad energie superiori (RHIC,LHC) la produzione puo` avvenire anche in stadi successivi dell'evoluzione.

# termalizzazione ed espansione

Le particelle prodotte nelle collisioni primarie interagiscono tra di loro formando un mezzo denso di materia fortemente interagente, che raggiunge presto l'equilibrio termico. Se la densita` di energia e` sufficientemente alta si forma il QGP.

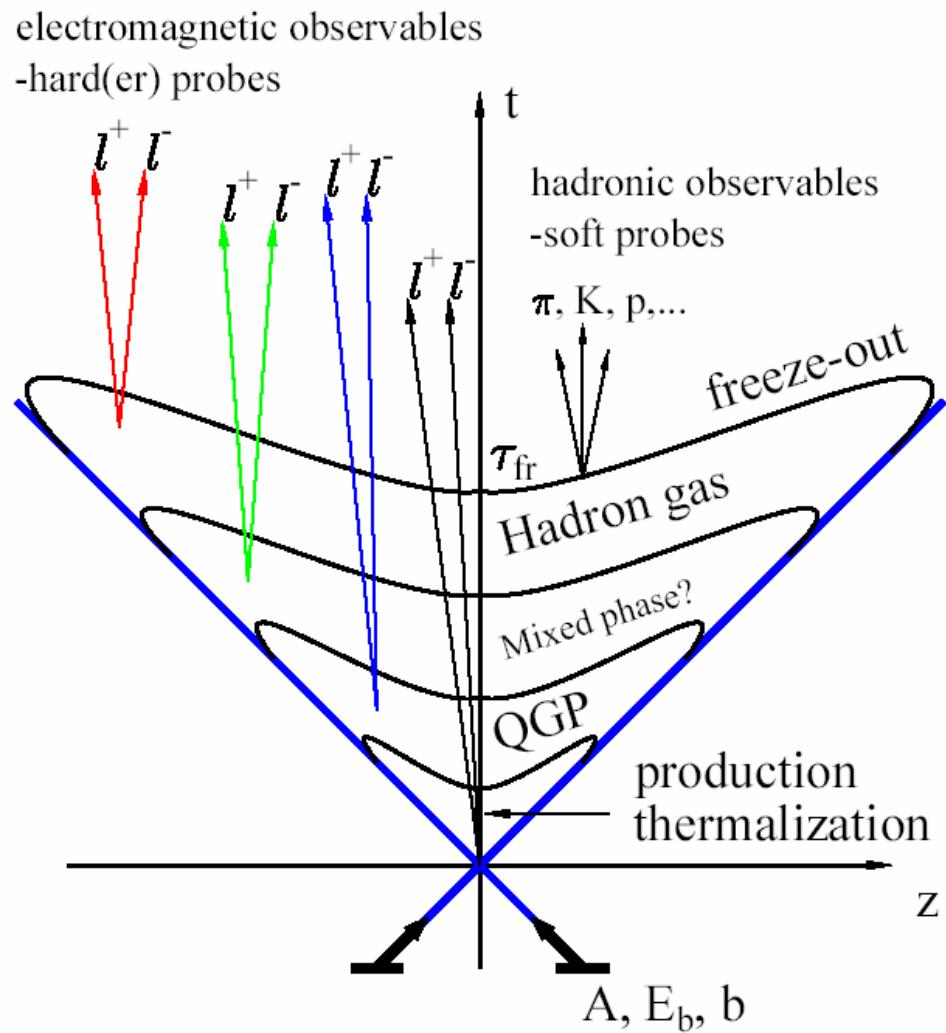
Partoni deconfinati e simmetria chirale ripristinata, quark s sono piu` leggeri e sono prodotti piu` abbondantemente che in collisioni pp  $\rightarrow$  innalzamento di stranezza (equilibrio chimico tra u,d,s).

Espansione collettiva (idrodinamica) della bolla di QGP con conseguente raffreddamento. Quando la densita` di energia raggiunge il valore critico il QGP decade in un gas di adroni. L'entropia diminuisce bruscamente

# Freeze-out adronico

Gli adroni prodotti dal decadimento del QGP interagiscono finche' il libero cammino medio e` maggiore della distanza media tra particelle. La temperatura del mezzo e` dell'ordine di 150-170 MeV, quindi le interazioni sono soffici (non perturbative). Le abbondanze delle specie di particelle vengono fissate quando cessano le collisioni inelastiche (freeze-out chimico). Ad una temperatura ancora inferiore (110-130 MeV) cessano anche le interazioni elastiche (freeze-out cinetico). Le particelle (o i loro prodotti di decadimento) vengono rivelate nell'apparato sperimentale.

L'intera evoluzione del sistema deve essere ricostruita a partire da queste osservabili sperimentali !



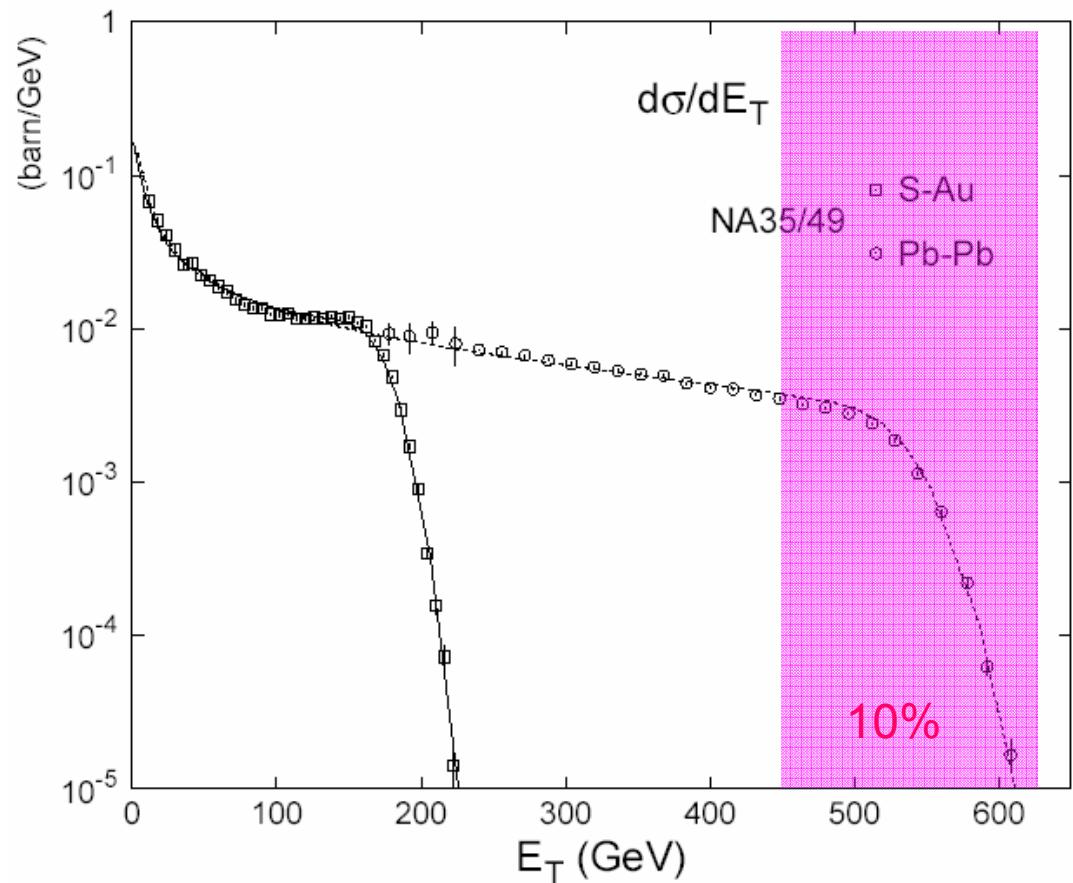
Space-time evolution of a strongly interacting system produced in a very high energy  $A + A$  collision, projected in the plane of the longitudinal coordinate  $z$  and time  $t$ . Different stages of evolution and different types of observables are demonstrated.

# Geometria della collisione

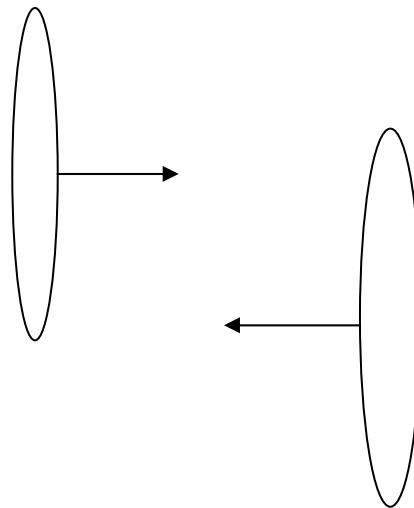
Un metodo per la determinazione sperimentale della geometria della collisione (cioè` del parametro di impatto dei due nuclei incidenti) e` la misura dell'energia trasversa, definita da

$$E_T = \sum_i E_i \sin \vartheta_i$$

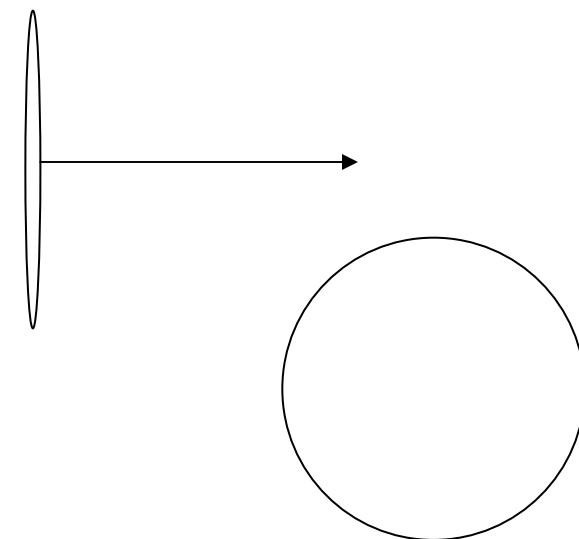
Maggiore e` la centralita` della collisione, maggiore e` l'energia trasversa prodotta.



Un metodo molto piu` intuitivo e diretto (ma non sempre facile) e` tramite il "Calorimetro a zero gradi"

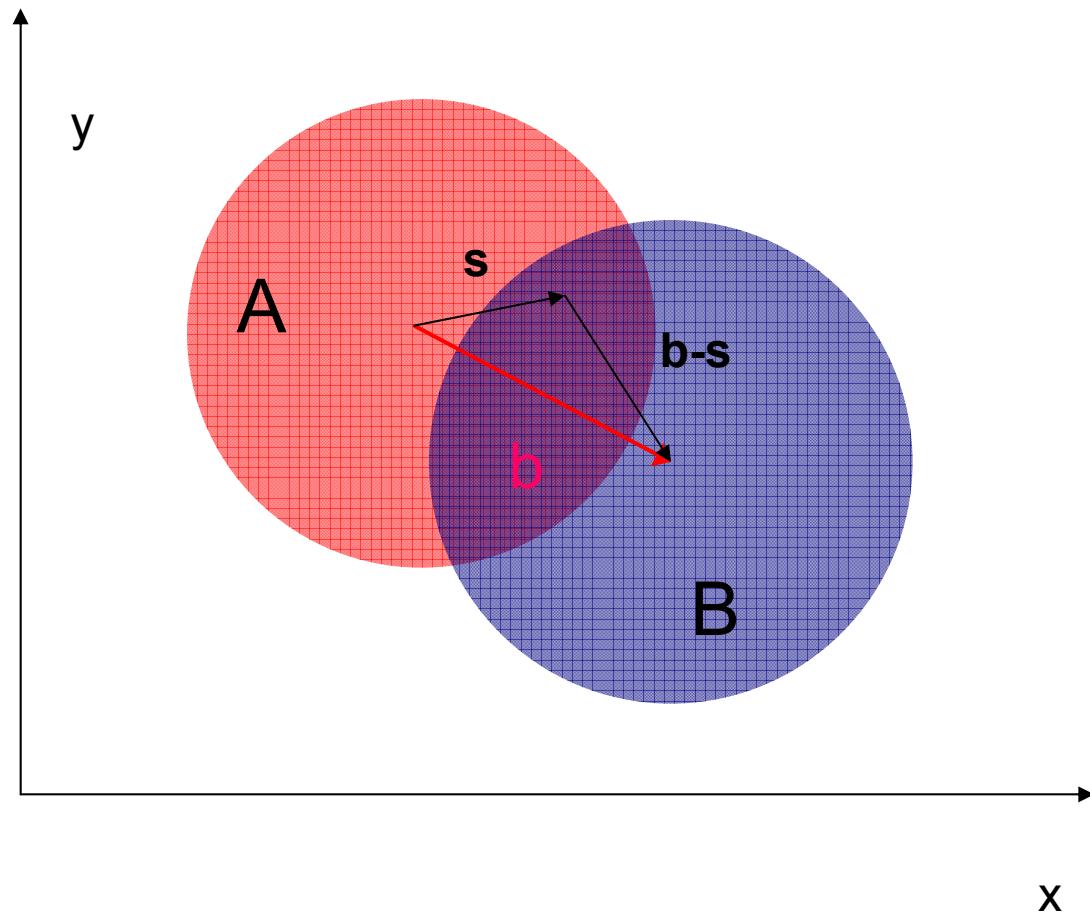


nel centro di massa

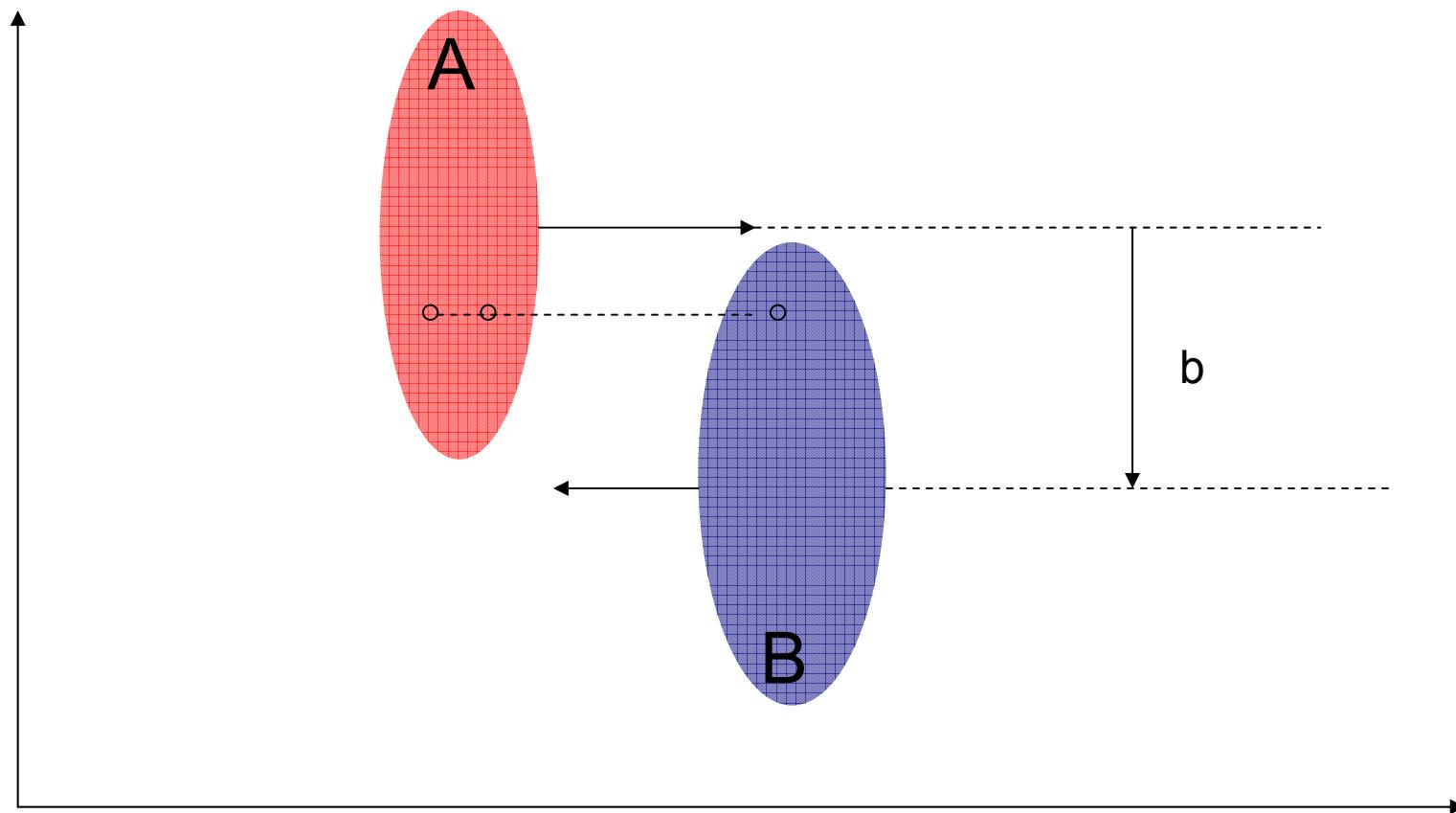


nel laboratorio

# piano trasverso



# piano longitudinale



# Modello di Glauber

Teoria delle collisioni multiple nucleari.

Si applica nei primi istanti della collisione nucleare, per descrivere le interazioni dei nucleoni costituenti.

I nucleoni costituenti non deviano dalla traiettoria iniziale a seguito delle interazioni e non perdono energia:  
approssimazione valida ad alte energie.

Si calcolano in questo modo il numero di nucleoni partecipanti e il numero di collisioni "elementari" NN per un determinato parametro di impatto

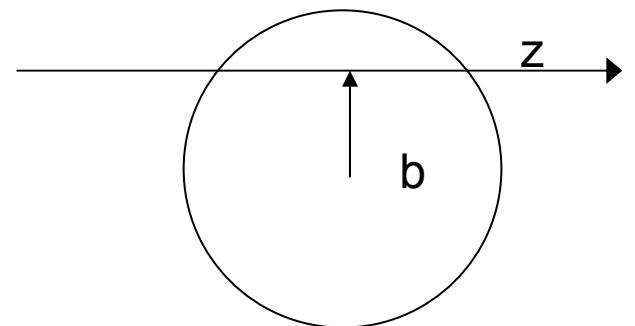
Si definisce la funzione di "spessore" nucleare:  $T_A(b) = \int dz \rho_A(b, z)$

dove  $\rho_A$  e` la densita` nucleare, normalizzata :

$$\int d^2 b \int dz \rho_A(b, z) = \int d^2 b T_A(b) = 1$$

Consideriamo un dato nucleone di B che collide con un singolo nucleone di A. La probabilita` di collisione e`

$$p_1 = A(\sigma T_A(b))(1 - \sigma T_A(b))^{(A-1)}$$



Analogamente la probabilita` di collisione con n nucleoni di A e`:

$$p_n = \binom{A}{n} (\sigma T_A(b))^n (1 - \sigma T_A(b))^{(A-n)}$$

Si ha ovviamente  $\sum_{n=0}^A p_n = 1$

Il numero medio di collisioni e`  $\sum_{n=1}^A np_n = \sigma AT_A(b)$

La probabilita` che un nucleone di B subisca almeno una collisione e`

$$\sum_{n=1}^A p_n = 1 - p_0 = 1 - (1 - \sigma T_A(b))^A = \frac{d^2 \sigma_{NA}}{d^2 b}$$

Consideriamo ora tutti i nucleoni di B, il numero medio di nucleoni partecipanti nella collisione A-B a parametro di impatto b e`:

$$N_{part}(b) = \int d^2 s \left\{ AT_A(s) [(1 - \sigma T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}))]^B + BT_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}) [(1 - \sigma T_A(s))]^A \right\}$$

Il numero medio di collisioni e`

$$\sigma AB \int d^2 s T_A(b) T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}) = \sigma AB T_{AB}(b)$$

Assumendo  $\langle E_T(b) \rangle = q \langle N_{part}(b) \rangle$  (ipotesi ben verificata a SPS) si ottiene una buona descrizione della centralita` della collisione A-B (fluttuazioni gaussiane attorno al valore medio)

