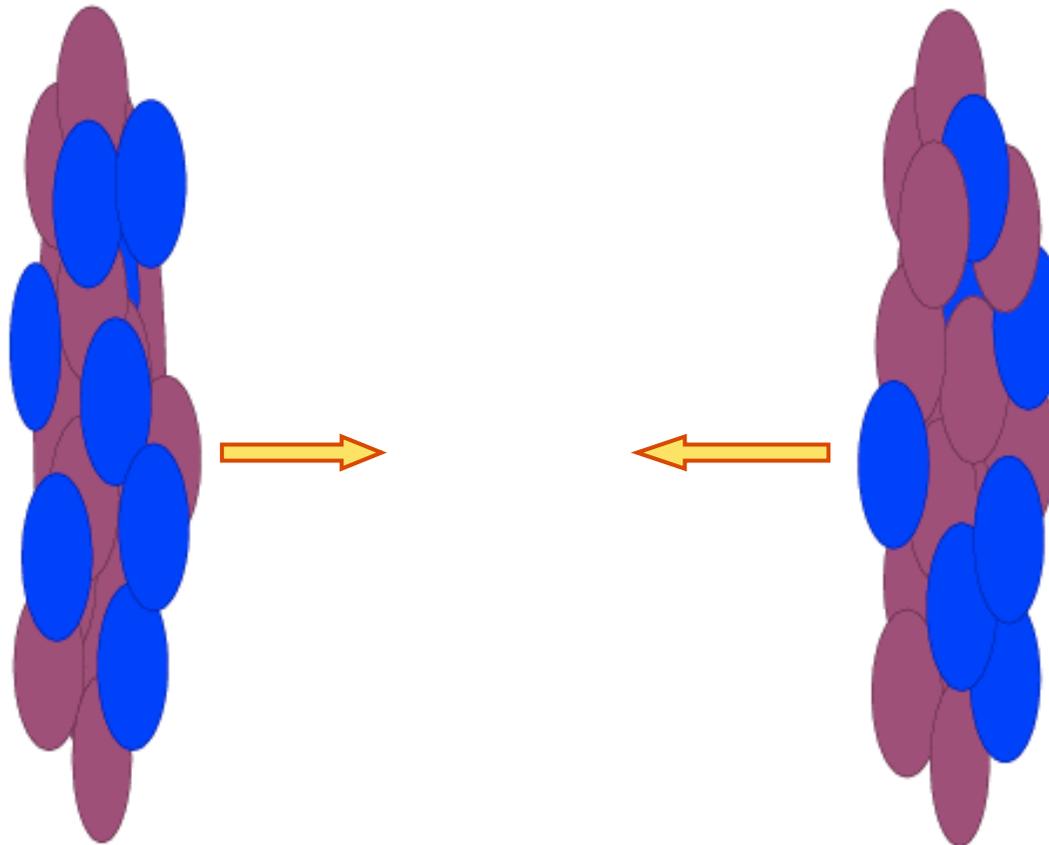


Il processo di collisione tra nuclei

Densità di energia

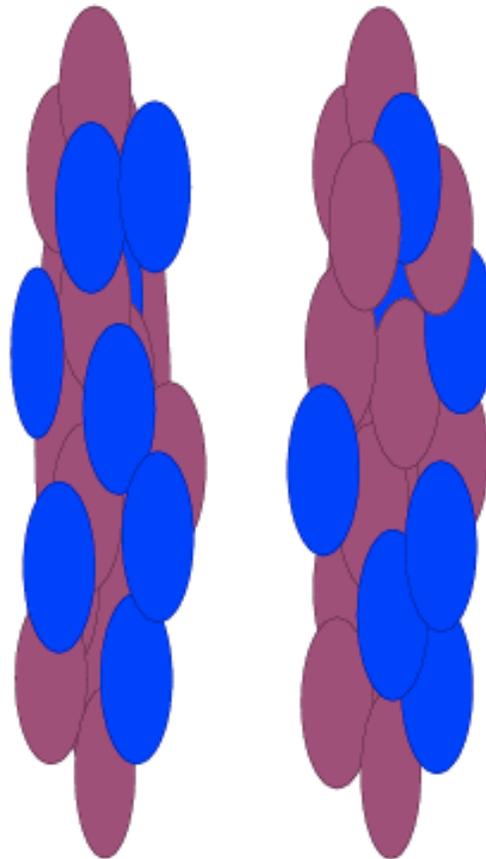
Tipi di osservabili

Processo di collisione



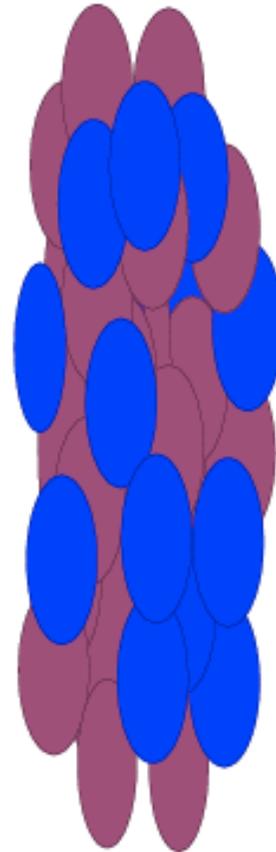
Prima della
collisione: i due
nuclei sono
Lorentz-contratti

Processo di collisione



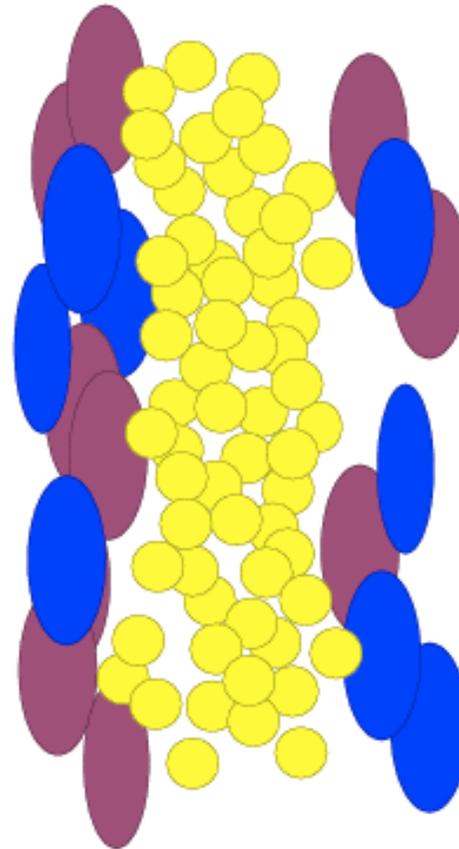
Prima della
collisione: i due
nuclei sono
Lorentz-contratti

Processo di collisione



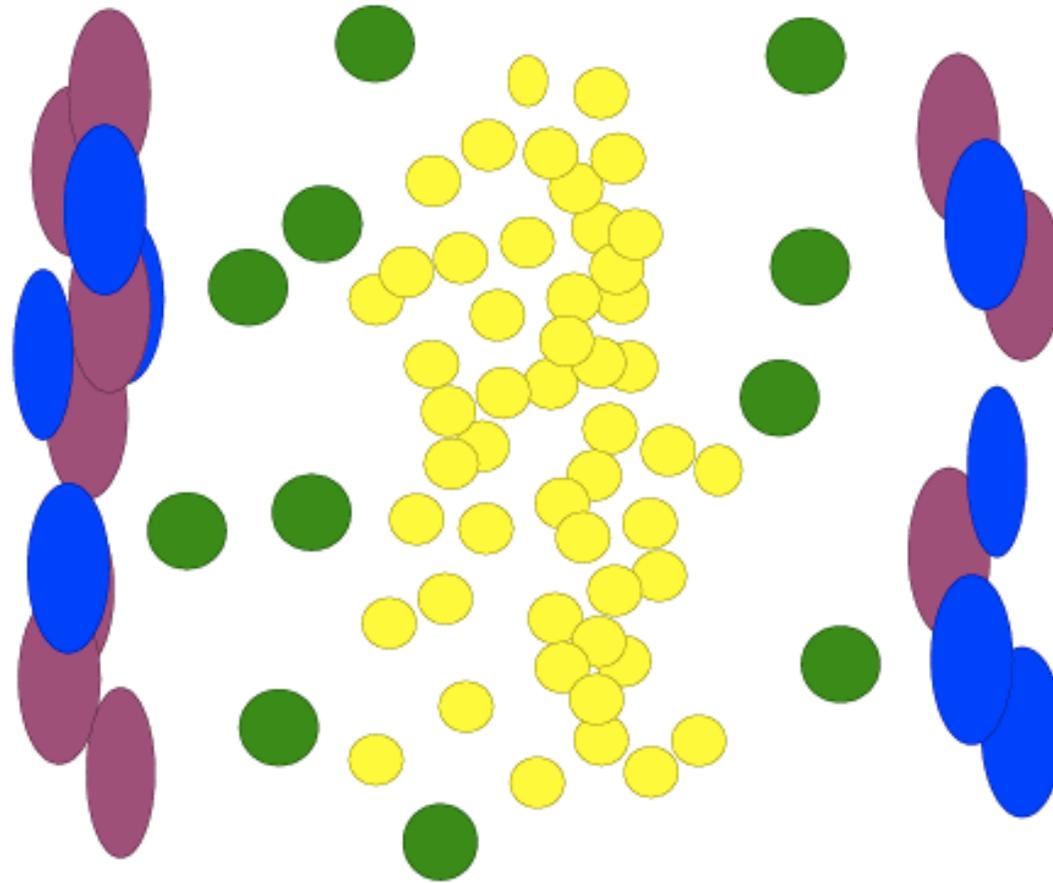
$t=0$: inizio della collisione: tutta l'energia è nella regione centrale

Processo di collisione



Per tempi inferiori a
 $0.1 \div 0.3 \text{ fm}/c$:
formazione del QGP

Processo di collisione



Espansione ed
adronizzazione

Densità di energia

- Dall'animazione appena mostrata appare chiaro che la collisione tra due nuclei è un evento che ha uno sviluppo spazio-temporale complesso
- Si possono individuare alcune fasi successive e cercare di associare osservabili sperimentali ad esse correlate
- Una domanda fondamentale è quella legata alla densità di energia che si raggiunge in una collisione
- Il concetto di densità di energia è solo apparentemente elementare → occorre una definizione precisa, associabile ad una misura sperimentale
- La definizione più in uso è quella data da J.D. Bjorken nel 1982

Regime di Bjorken



PHYSICAL REVIEW D

VOLUME 27, NUMBER 1

1 JANUARY 1983

Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region

J. D. Bjorken

*Fermi National Accelerator Laboratory, * P.O. Box 500, Batavia, Illinois 60510*

(Received 13 August 1982)

The space-time evolution of the hadronic matter produced in the central rapidity region in extreme relativistic nucleus-nucleus collisions is described. We find, in agreement with previous studies, that quark-gluon plasma is produced at a temperature $\gtrsim 200\text{--}300$ MeV, and that it should survive over a time scale $\gtrsim 5$ fm/c. Our description relies on the existence of a flat central plateau and on the applicability of hydrodynamics.

- Collisione trattata nell'ambito del modello idrodinamico di Landau
- Assunzione dell'esistenza di un plateau centrale nella produzione inclusiva di particelle in funzione della rapidità
- Assunzione di una regione centrale di rapidità a numero barionico netto nullo

Densità di energia / 1

Una definizione di densità di energia potrebbe essere data dal rapporto tra l'energia associata alla massa in una regione di spazio ed il volume della regione stessa, misurata in un qualche sistema di riferimento.

Questa definizione è insoddisfacente perché se ρ_0 è la densità di energia di un sistema nel riferimento in cui esso è in quiete, si ha che in un sistema che differisca per un boost di Lorentz di entità γ , la densità è $\rho = \gamma^2 \rho_0$

Una definizione soddisfacente si ottiene se si aggiunge la condizione che il momento totale della regione considerata sia nullo.

Consideriamo due nuclei uguali collidenti nel sistema del centro di massa. Nel momento iniziale della collisione (piena sovrapposizione), la densità di energia è: $\langle \varepsilon \rangle = 2\rho_0\gamma^2$ Per una collisione a RHIC questa formula dà:

$$\langle \varepsilon \rangle = 2 \times 0.14 \times (106)^2 = 3150 \text{ GeV/fm}^3$$

Fisica ↑

3 ordini di grandezza in più di quanto occorra per la formazione del QGP

Densità di energia / 2

La definizione precedente è in qualche modo artificiosa: la sovrapposizione dei due nuclei è molto breve. Se per ipotesi non si producono particelle nell'urto, la densità di energia è molto elevata soltanto per un tempo $t=2R/\gamma=0.13 \text{ fm}/c$ nel caso di nuclei di oro ($R=7 \text{ fm}$).



Consideriamo quindi soltanto situazioni in cui siano prodotte delle particelle e nelle quali si possa pensare alla transizione ad uno stato deconfinato.

Nei sistemi di riferimento in cui entrambi i nuclei collidenti hanno alta energia, essi possono essere visti come dischi sottili che si attraversano rapidamente → le particelle secondarie vengono generate contemporaneamente in un volume iniziale di limitata estensione longitudinale → questa è essenzialmente la condizione di Bjorken

Densità di energia / 3

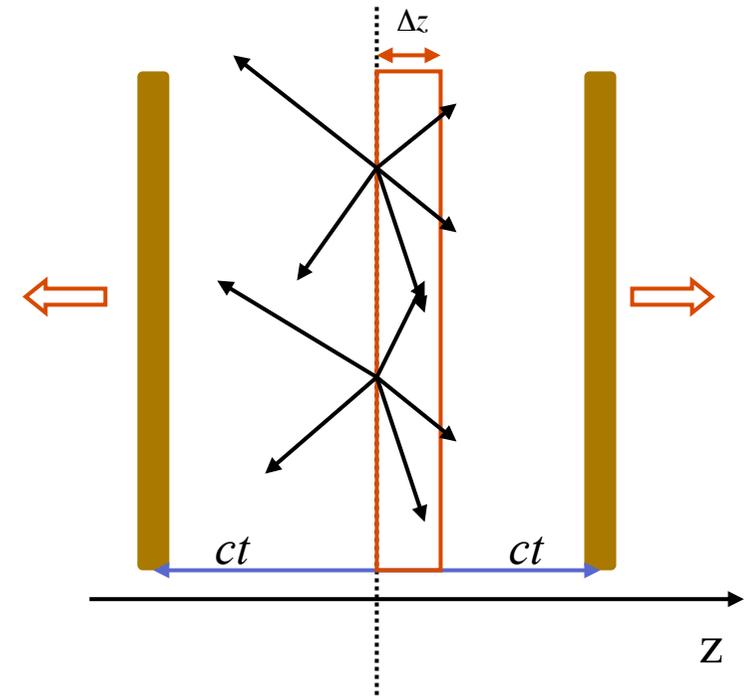
Con queste assunzioni la regione di rapidità centrale è popolata dalle particelle secondarie.

Possiamo calcolare la densità di energia al tempo di formazione di queste particelle secondarie: assumiamo quindi che esse siano “formate” ad un tempo τ_f .

La regione di interesse che consideriamo è la “fetta” longitudinale di spessore Δz e sezione trasversa A , illustrata in figura.

Questa regione contiene tutte le particelle con velocità compresa nell'intervallo:

$$0 \leq \beta_z \leq \frac{\Delta z}{\tau_f}$$



Bjorken si riferisce ai secondari come a quanta: L'assunzione più semplice è che si tratti di partoni a moderato p_T (mini jet)

Densità di energia / 4

Il numero di particelle nella regione è

$$\Delta N = \int_0^{\frac{\Delta z}{\tau_f}} \frac{dN}{d\beta_z} d\beta_z \cong \frac{\Delta z}{\tau_f} \frac{dN}{d\beta_z} = \frac{\Delta z}{\tau_f} \frac{dN}{dy} \quad \text{Visto che } y \rightarrow \beta \text{ a rapidità prossima a zero}$$

L'energia media di queste particelle coincide con la massa trasversa media visto che a rapidità prossima a zero si ha $E = m_T \cosh y \cong m_T$

Quindi la densità di energia media è:

$$\langle \varepsilon(\tau_f) \rangle = \frac{\Delta N \langle m_T \rangle}{\Delta z A} = \frac{\Delta z}{\tau_f} \frac{dN}{dy} \frac{\langle m_T \rangle}{\Delta z A} = \frac{1}{\tau_f A} \langle m_T \rangle \frac{dN(\tau_f)}{dy} = \frac{1}{\tau_f A} \frac{dE_T(\tau_f)}{dy}$$

Questa relazione è nota come densità di energia di Bjorken

$$\varepsilon_{Bj} = \frac{1}{\tau_f A} \frac{dE_T(\tau_f)}{dy}$$

Condizioni di validità:

1. Il tempo di formazione possa essere definito
2. $\tau_f \gg 2R/\gamma$

Densità di energia / 5

Uso storico della formula di Bjorken:

1. Densità di energia trasversa dello stato finale (in rapidità o pseudorapidità)

2. Tempo di formazione assunto pari a $1 \text{ fm}/c$

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \text{AGS (Au - Au): } \sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ GeV} \Rightarrow \varepsilon_{Bj} = 1.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3 \\
 \text{SPS (Pb - Pb): } \sqrt{s_{NN}} = 17 \text{ GeV} \Rightarrow \varepsilon_{Bj} = 2.9 \text{ GeV}/\text{fm}^3 \\
 \text{RHIC (Au - Au): } \sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV} \Rightarrow \varepsilon_{Bj} = 5.4 \text{ GeV}/\text{fm}^3
 \end{array} \right.$$

In realtà l'assunzione del tempo di formazione va giustificata e la condizione 2, relativa al tempo di attraversamento dei nuclei deve essere rispettata: all'SPS e all'AGS il crossing time eccede $1 \text{ fm}/c$

Tempo di formazione

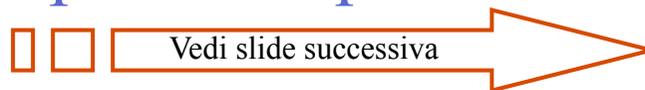
- Dal principio di indeterminazione si può inferire che una particella è formata dopo un tempo

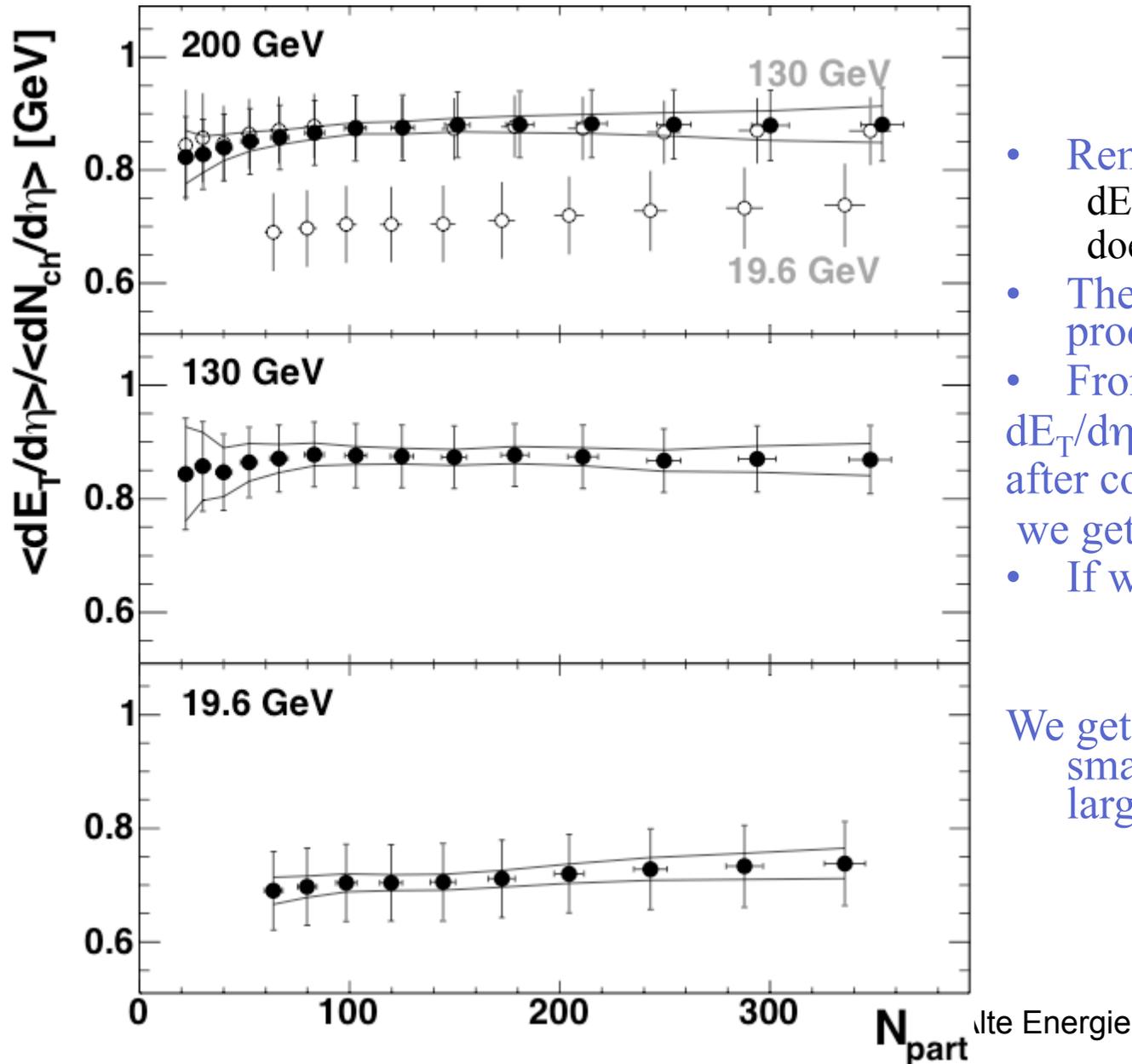
$$t = \frac{\hbar}{m_T}$$

- La massa trasversa media può essere stimata da misure sugli stati finali con la relazione, che sperimentalmente ha un valore che dipende poco dall'energia del sistema collidente

$$\langle m_T \rangle = \frac{\left[\frac{dE_T(\tau_f)}{dy} \right]}{\left[\frac{dN(\tau_f)}{dy} \right]} \cong \frac{\left(\frac{dE_T}{d\eta} \right)}{\left(\frac{dN}{d\eta} \right)} \quad (\text{stato finale})$$

- A RHIC si trova per il tempo di formazione il valore di: *0.35 fm/c*





- Remarkably, $dE_T/d\eta / dN_{ch}/d\eta$ does not change much with \sqrt{s}
- The extra energy goes into particle production
- From $dE_T/d\eta / dN_{ch}/d\eta = 0.85$ GeV after converting to $dN/d\eta$, we get $\langle m_T \rangle \sim 0.57$ GeV
- If we assume that

$$t = \frac{\hbar}{\langle m_T \rangle}$$

We get $\tau_{form} \sim 0.35$ fm/c . This is smaller than the “nominal”, but larger than $2R/\gamma$

Densità di energia a τ_f

Nelle collisioni più centrali a RHIC si raggiunge una densità di energia relativa alle particelle appena formate a mid-rapidity pari a

$$\varepsilon = 15 \text{ GeV/fm}^3$$

Questo valore rappresenta una stima prudentiale, in quanto ottenuta da una misura di energia trasversa nello stato finale. Non esistono meccanismi che aumentino l'energia trasversa a mid-rapidity rispetto ai valori iniziali durante il processo di collisione

In questa fase della collisione però le particelle secondarie non sono ancora termalizzate... Al tempo di termalizzazione la densità di energia sarà ancora tale da permettere l'esistenza di un QGP?

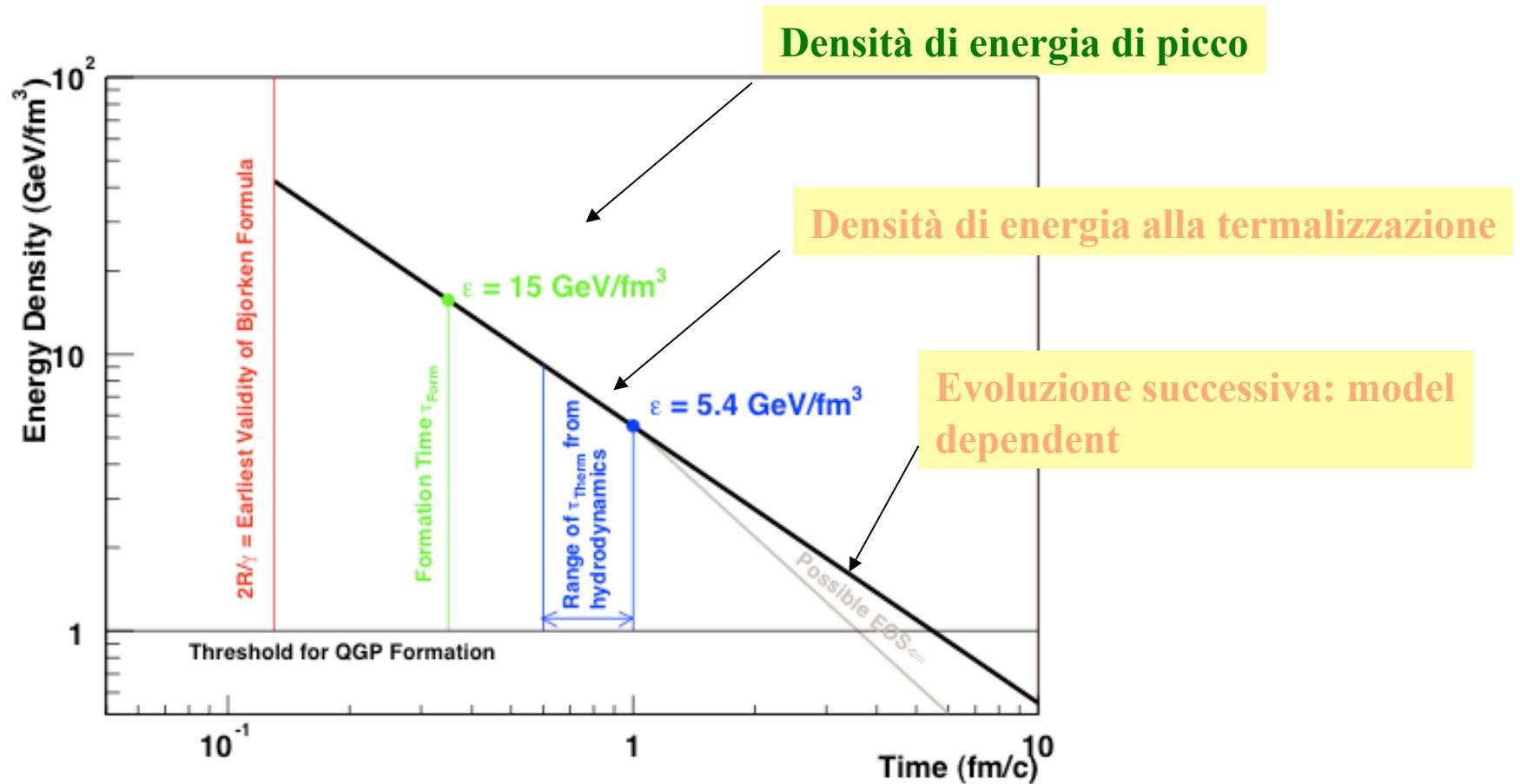
Densità di energia a τ_{th}

- Fintanto che l'espansione della fireball è prevalentemente longitudinale si può usare la formula di Bjorken, usando il tempo t invece del tempo di formazione
- I dati di RHIC sul flow ellittico sono interpretati come segno di una termalizzazione precoce

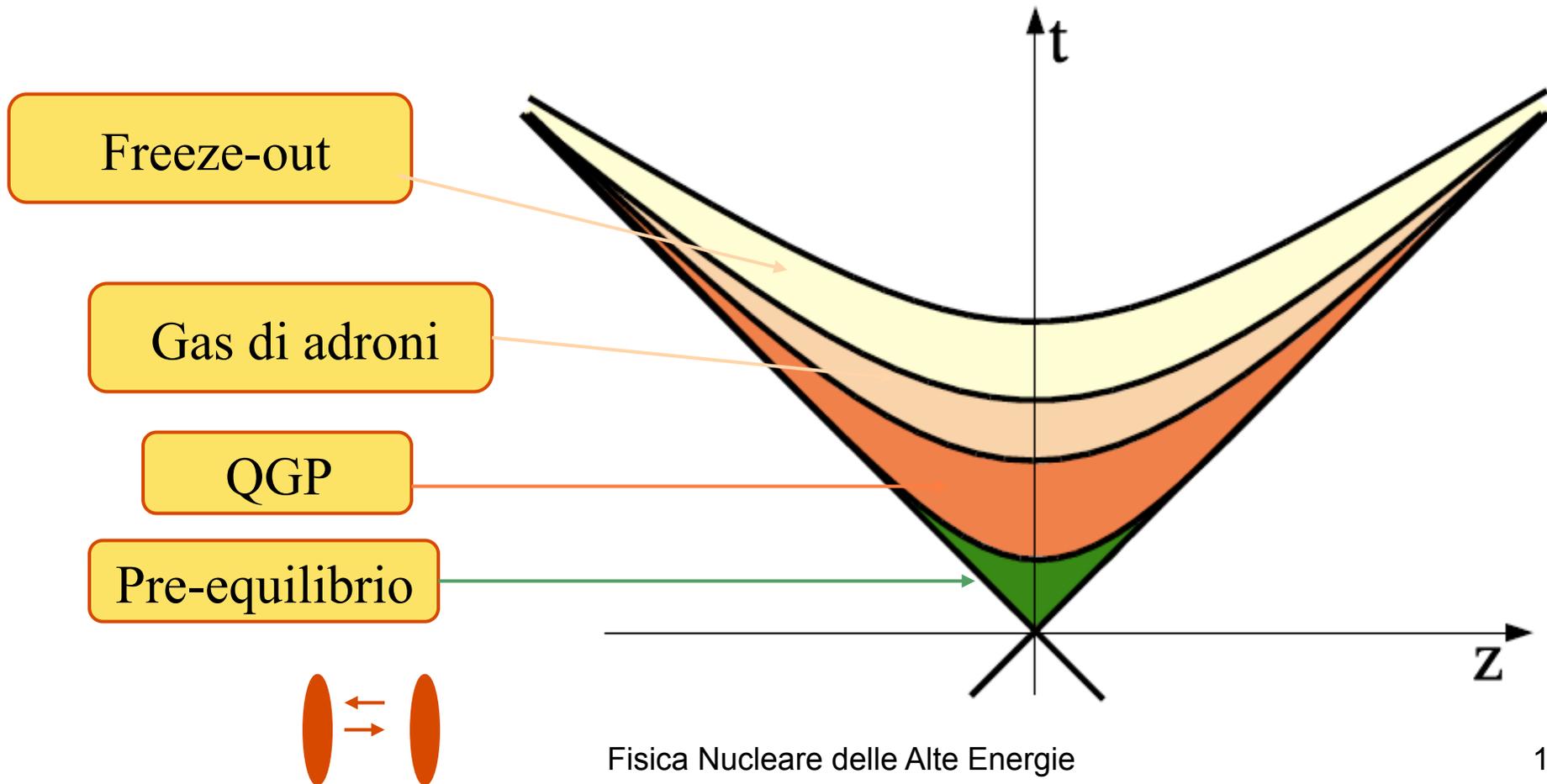
$$0.6 \leq \tau_{th} \leq 1 \quad \text{fm}/c$$

- Con questi valori, la densità di energia di termalizzazione è $5.4 \leq \varepsilon_{\tau_{th}} \leq 9.0 \quad \text{GeV}/\text{fm}^3$

Evoluzione temporale della densità di energia



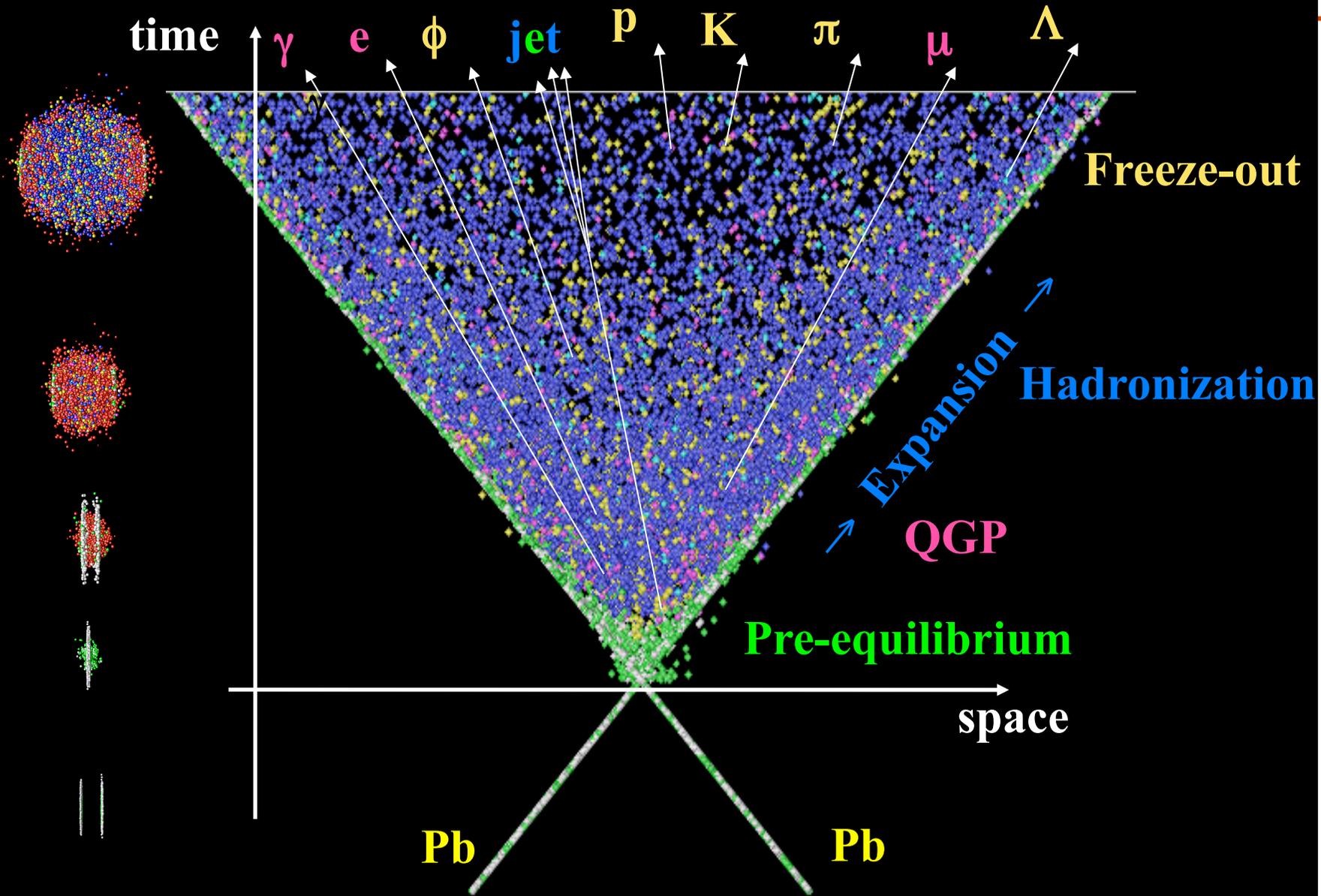
Evoluzione spazio-temporale



Fasi della collisione

- **Pre-equilibrio:** formazione dei secondari e termalizzazione
- **QGP:** dopo la termalizzazione può essere trattato con termodinamica dell'equilibrio. Durante l'espansione si raffredda.
- **Adronizzazione:** a $T < T_c$ si formano gli adroni. Possibilità di fase mista (se transizione al primo ordine). Forte diminuzione della densità di entropia → aumento di volume a T costante perché l'entropia totale non può diminuire
- **Gas di adroni interagenti**
- **Freeze-out:**
 - Chimico: quando le interazioni sono di energia troppo bassa per variare l'abbondanza di specie diverse di adroni
 - Termico o cinetico: quando smettono di interagire tra loro

Space-time Evolution of Collisions

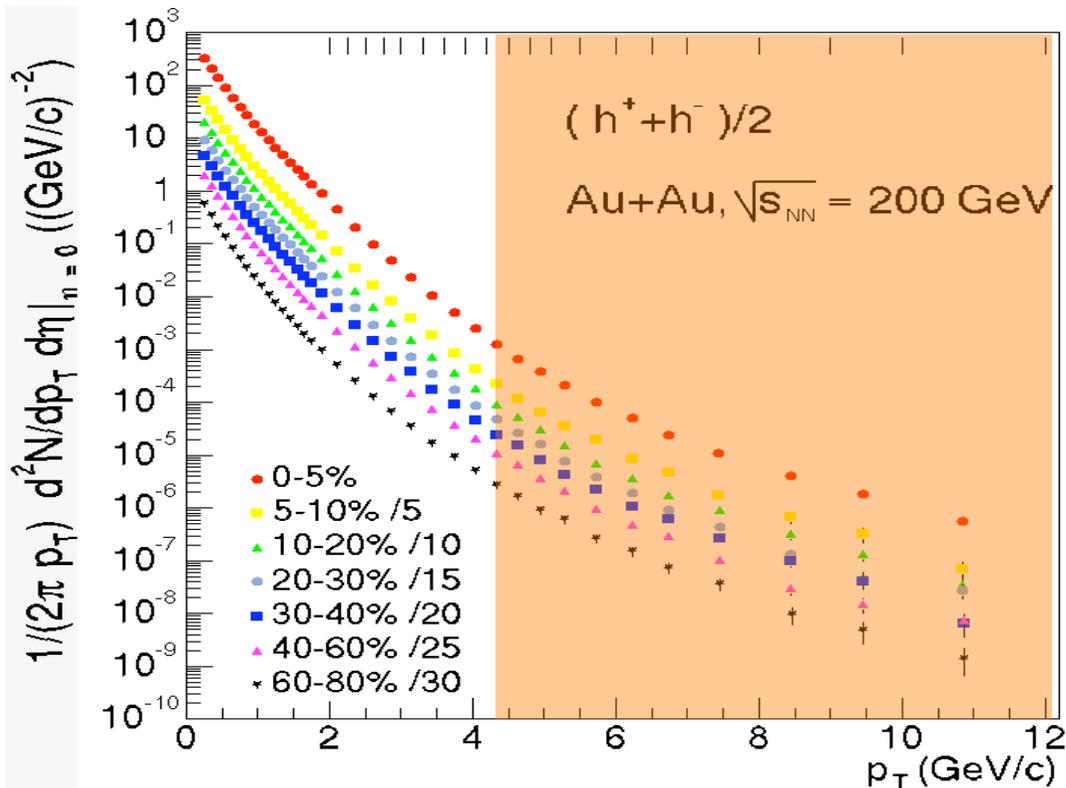


Tipi di osservabile

- **Hard:**
 - processi ad alto impulso trasferito, possibili **all'inizio della collisione**, quando l'energia non si è ancora degradata
 - Rate di produzione calcolabile in termini di QCD perturbativa
 - Produzione di heavy flavours (open charm e beauty, quarkonia)
 - Jet
 - Sono **sensibili alle fasi successive** della collisione (jet quenching, soppressione degli stati di quarkonio)
- **Fotoni diretti:**
 - Radiati dal plasma (sia reali che virtuali, osservabili come coppie di leptoni di segno opposto). Sono early probes, ma il fondo di fotoni prodotti nelle fasi successive ne rende ardua la rivelazione
- **Soft:**
 - Sono la più parte delle osservabili (adroni con quark leggeri, flow, molteplicità, correlazioni HBT, spettri in momento ed energia)
 - Sono prodotti nelle ultime fasi della collisione

Produzione di particelle - Hard

- Processi Hard =
processi ad alto momento trasferito \leftrightarrow piccole distanze
 - Interazioni a livello partonico
 - La produzione di particelle avviene su scale di tempi brevi
 - 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

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

e Alte E

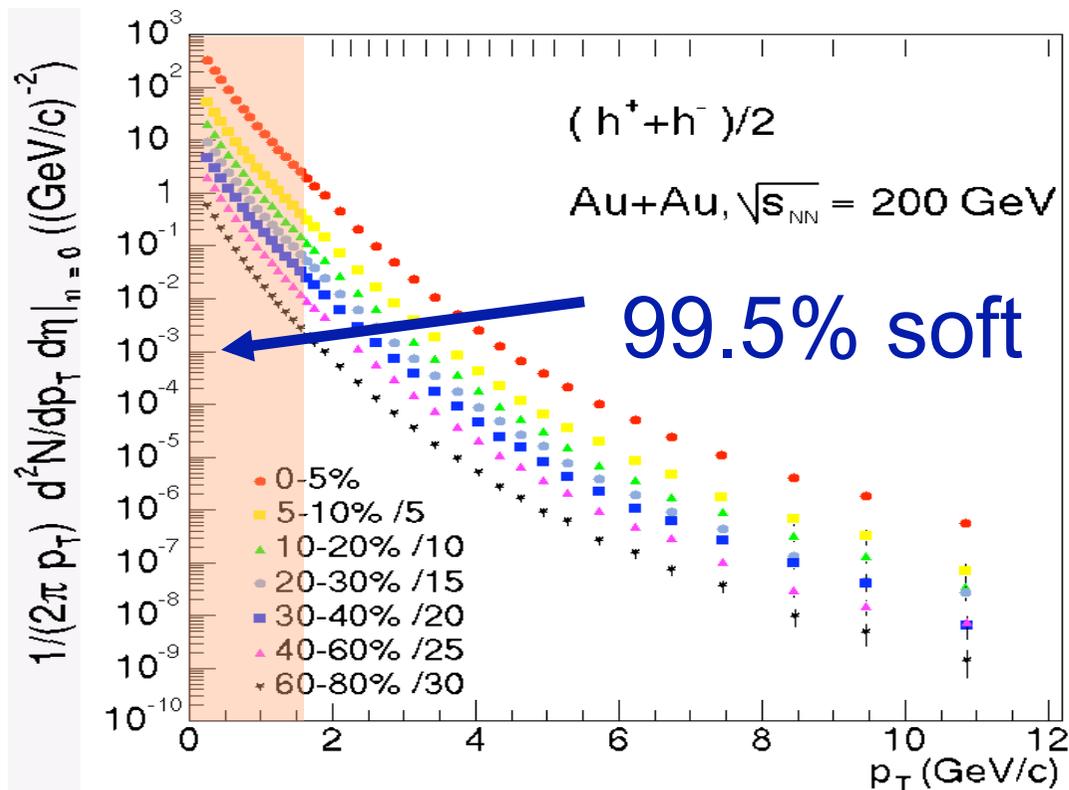
Produzione di particelle - Soft

- Processi Soft =

processi a basso momento trasferito \leftrightarrow grandi distanze

– Non sono in grado di risolvere la struttura partonica dei nucleoni

– 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 ($p_T < 1 \text{ GeV}$)

Diagnostic tools

the experimental challenge: to observe in the final state
the **signatures** of the phase transition

• Low- p_t “soft” probes

thermal particle production from QGP

- single particle spectra
- two particle correlations
- particle abundances and ratios
- flow patterns

• E_t High- p_t “hard” probes

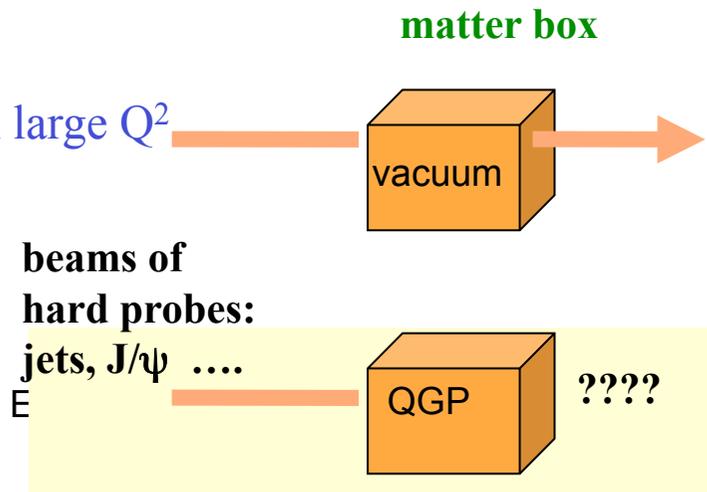
during formation phase parton scattering processes with large Q^2
create high mass or high momentum objects
that penetrate hot and dense matter
and are sensitive to the nature of the medium

Caveat: pure hadronic effects can mimic expected QGP signatures

Therefore one needs:

- to establish experimentally a **solid baseline** studying systems where no QGP is expected (e.g. **pp, pA**) and use these data as a reference

Fisica Nucleare delle Alte E



Why Heavy Ions at the LHC ?

New or more important at the LHC w.r.t. SPS and RHIC:

- ✿ Vanishing net baryon density ($\mu_B \rightarrow 0$)
- ✿ Closer to lattice QCD assumptions, closer to Early Universe
- ✿ High energy density \rightarrow limit of an “ideal” gas of QCD quanta
- ✿ Stronger thermal radiation
- ✿ Hard probes:
 - Heavy flavours
 - ✓ JJets and jet quenching

Dominant processes in particle production

SPS: soft

RHIC: soft and semi-hard

LHC: semi-hard and hard

Central collisions	SPS	RHIC	LHC
$s^{1/2}(\text{GeV})$	17	200	5500
dN_{ch}/dy	500	650	$3-8 \times 10^3$
ϵ (GeV/fm ³)	2.9	5.4	15-40
$V_f(\text{fm}^3)$	10^3	7×10^3	2×10^4
τ_{QGP} (fm/c)	<1	1.5-4.0	4-10
τ_0 (fm/c)	~ 1	~ 0.5	<0.2

- 1) $\epsilon_{\text{LHC}} > \epsilon_{\text{RHIC}} > \epsilon_{\text{SPS}}$
- 2) $V_f^{\text{LHC}} > V_f^{\text{RHIC}} > V_f^{\text{SPS}}$
- 3) $\tau_{\text{LHC}} > \tau_{\text{RHIC}} > \tau_{\text{SPS}}$

- The LHC is the ideal place to study the QGP:
- hotter - bigger - longer lived
- $\sim 10^4$ particles per event: Event by event physics