

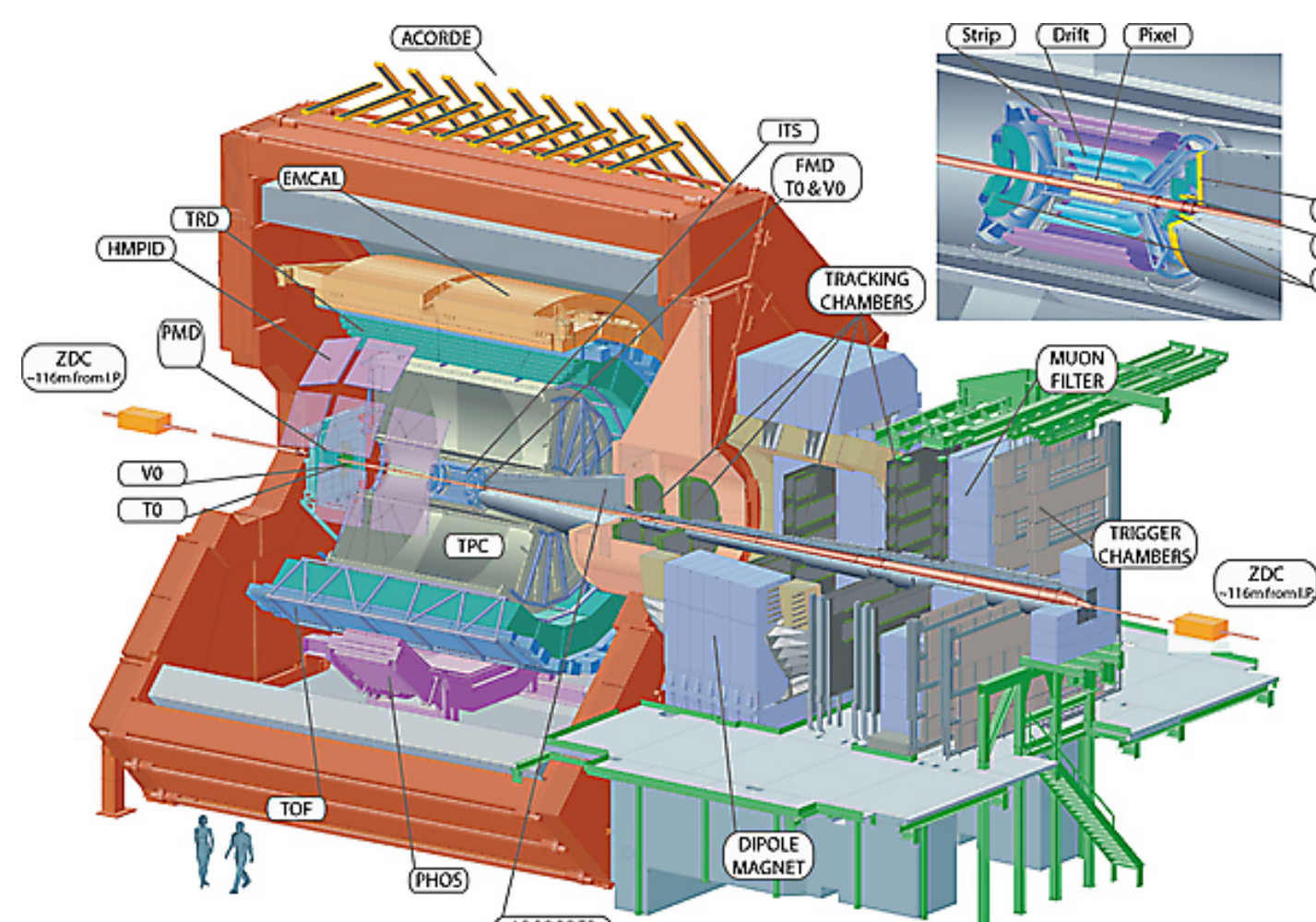


Studio della produzione di materia nucleare con l'esperimento ALICE a LHC

Luca Barioglio, per la collaborazione ALICE
INFN e Università degli Studi di Torino

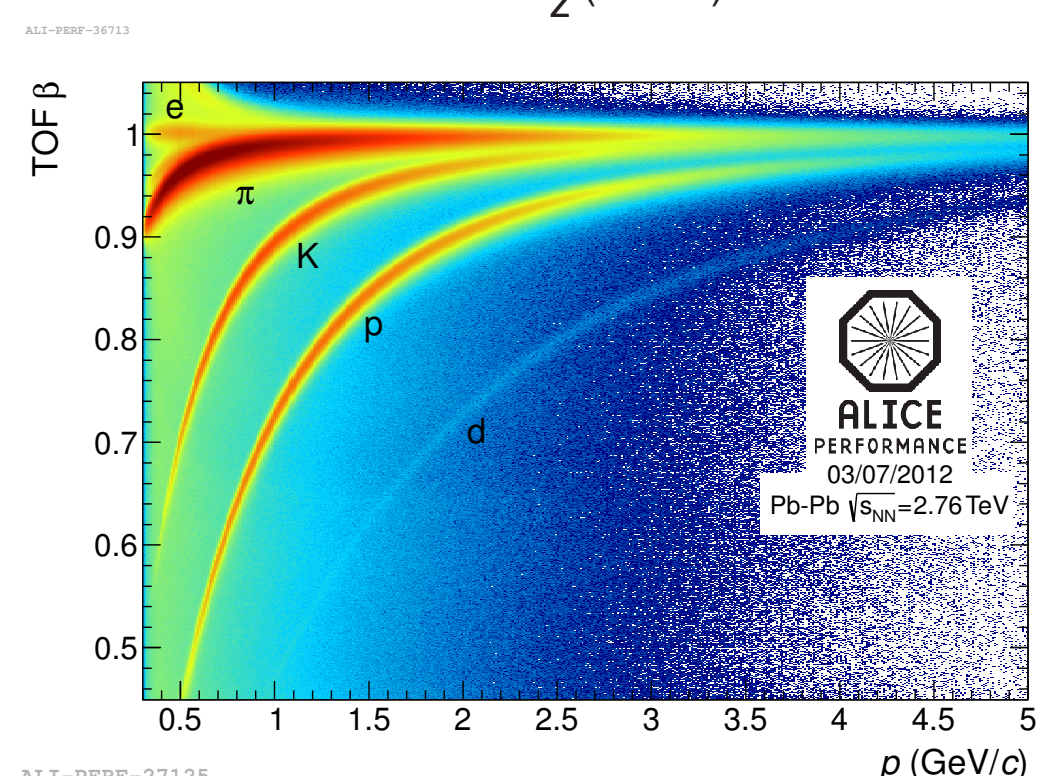
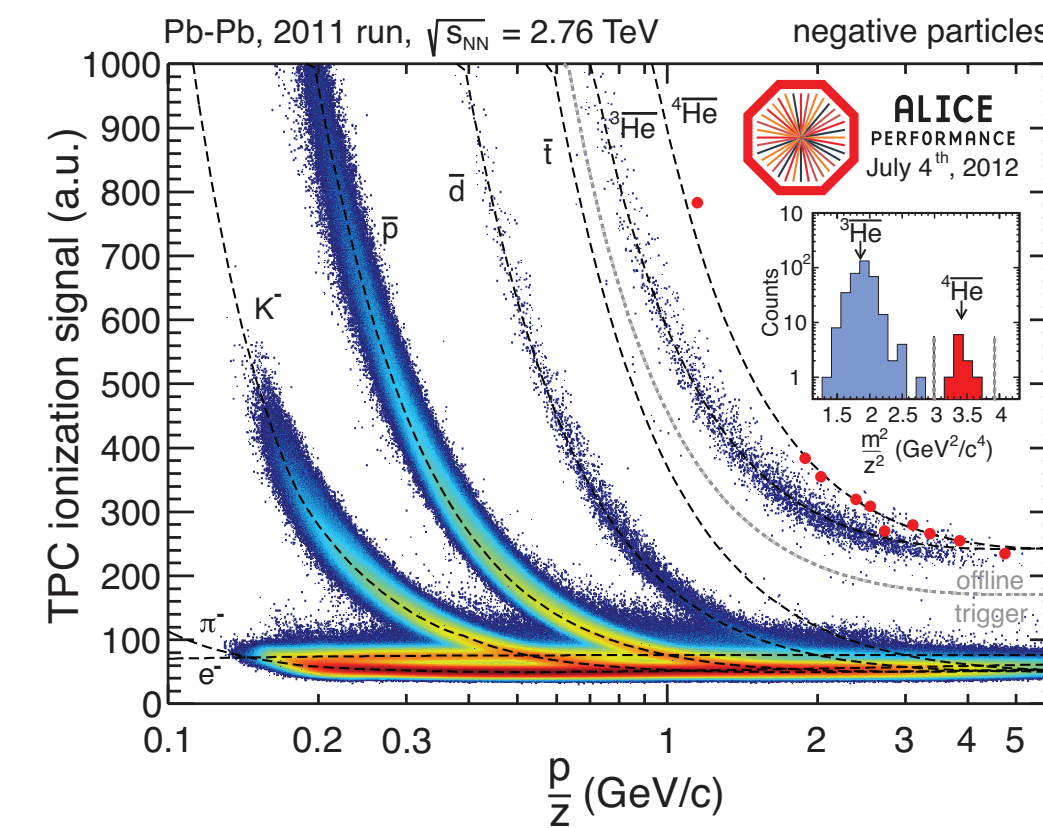


Apparato sperimentale



Inner Tracking System

- $\sigma_{DCA_{xy}} < 100 \mu\text{m}$ per $p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$ in Pb-Pb
- ✓ separazione dei primari dai secondari prodotti nell'interazione con il rivelatore



Time Projection Chamber

- Identificazione delle particelle tramite la misura della perdita di energia dE/dx ($\sigma \sim 7\%$ in collisioni Pb-Pb centrali)
- ✓ buona capacità di distinguere i nuclei a bassi valori di p_T

Time Of Flight

- Identificazione delle particelle tramite la misura del tempo di volo ($\sigma \sim 85 \text{ ps}$ in collisioni Pb-Pb centrali)
- ✓ capacità di identificare i deutoni fino a $5 \text{ GeV}/c$

Produzione di materia nucleare

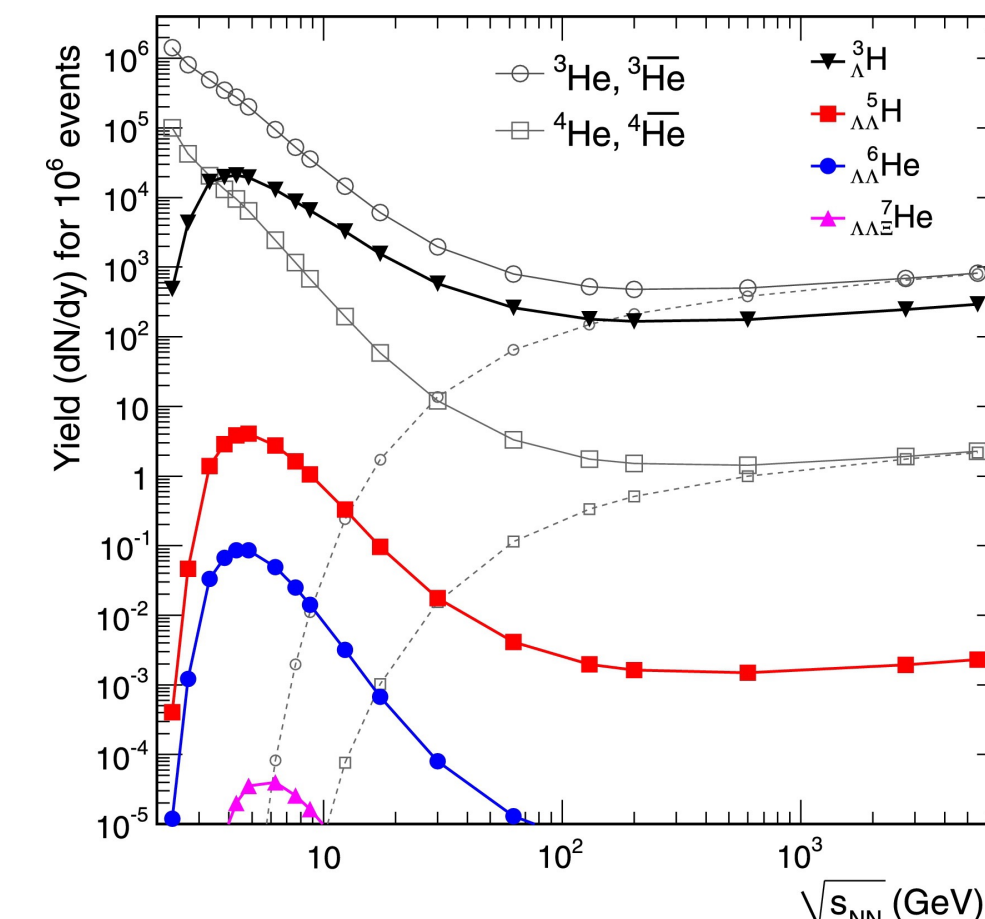
- Alle elevate energie che caratterizzano le collisioni a LHC si assiste ad una produzione abbondante di nuclei e antinuclei leggeri, secondo due possibili meccanismi di produzione:

Produzione termica [1]

- L'abbondanza delle specie adroniche dN/dy è fissata al freeze-out chimico e dipende dalla temperatura T_{ch} a cui questo avviene e dalla loro massa m :

$$\frac{dN}{dy} \propto \exp\left(-\frac{m}{T_{ch}}\right)$$

- Vista la loro massa elevata, la produzione di nuclei è fortemente sensibile alla temperatura T_{ch}

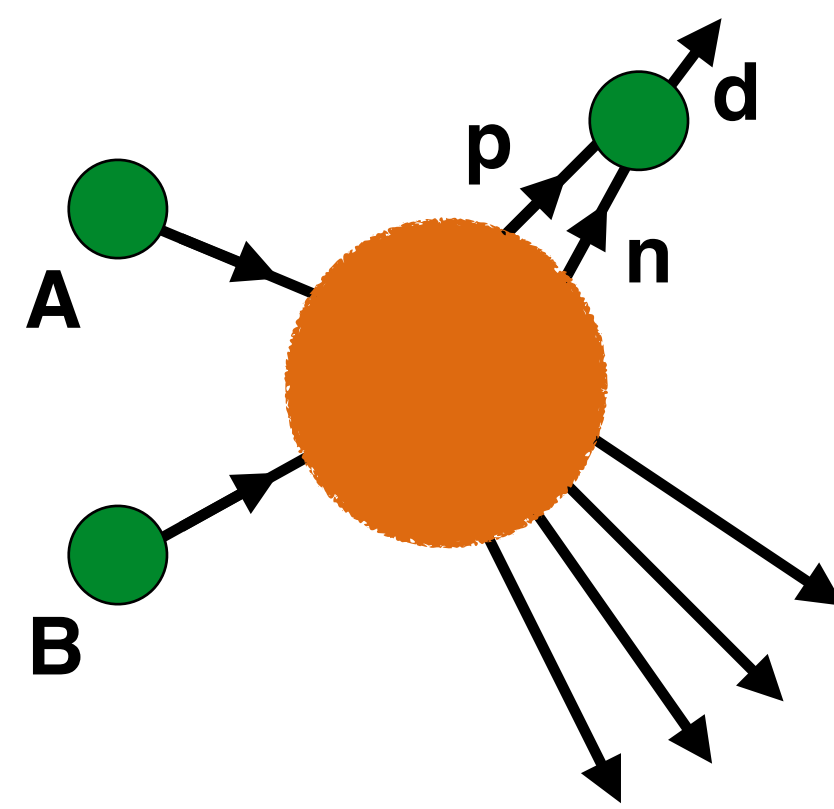


Coalescenza [2]

- Barioni che si trovano in prossimità nello spazio delle fasi al freeze-out cinetico possono unirsi a formare nuclei e antinuclei
- La probabilità di formazione per coalescenza può essere espressa tramite il *parametro di coalescenza* B_A [3]:

$$B_A = \frac{E_A \frac{d^3 N_A}{d^3 p_A}}{\left(E_p \frac{d^3 N_p}{d^3 p_p}\right)^A}$$

E_p : energia dei protoni
 p_p : impulso dei protoni
 $d^3 N/d^3 p_p$: densità dei protoni
 A : numero atomico
 $E_A = A \cdot E_p$: energia dei nuclei con A nucleoni
 $p_A = A \cdot p_p$: impulso dei nuclei con A nucleoni
 $d^3 N_A/d^3 p_A$: densità dei nuclei con A nucleoni



Spettri in p_T di nuclei

- Le distribuzioni di impulso trasverso (p_T) delle particelle prodotte nello stato finale di collisioni Pb-Pb sono confrontate con il modello fluidodinamico d'onda d'urto, nel quale le particelle sono emesse termicamente da una sorgente in espansione [4]:

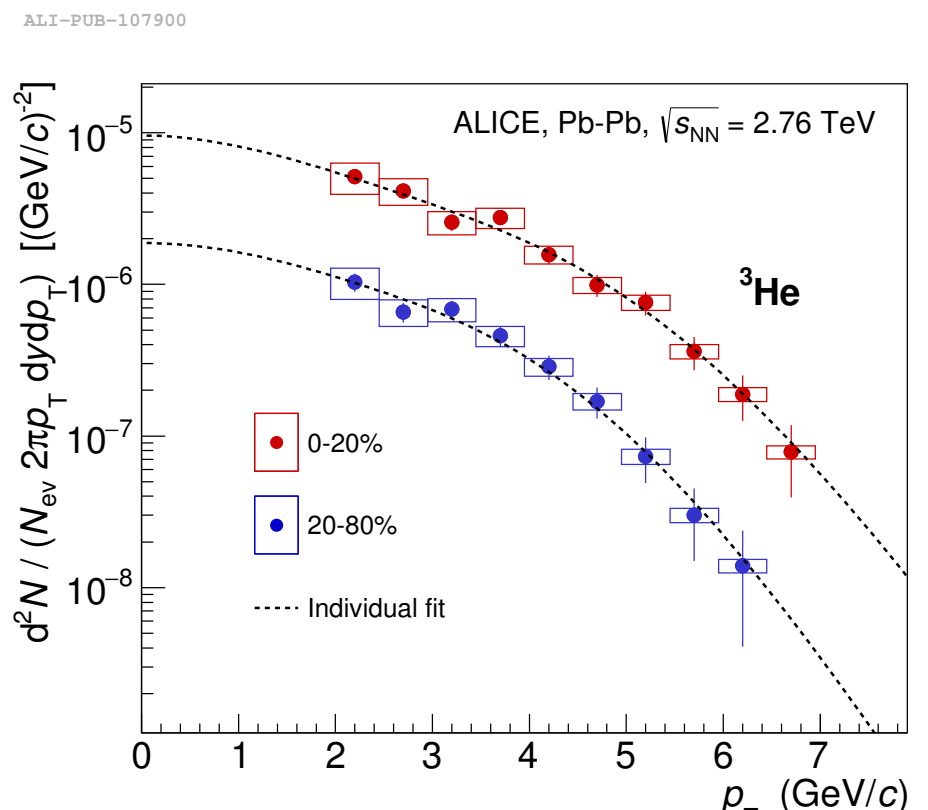
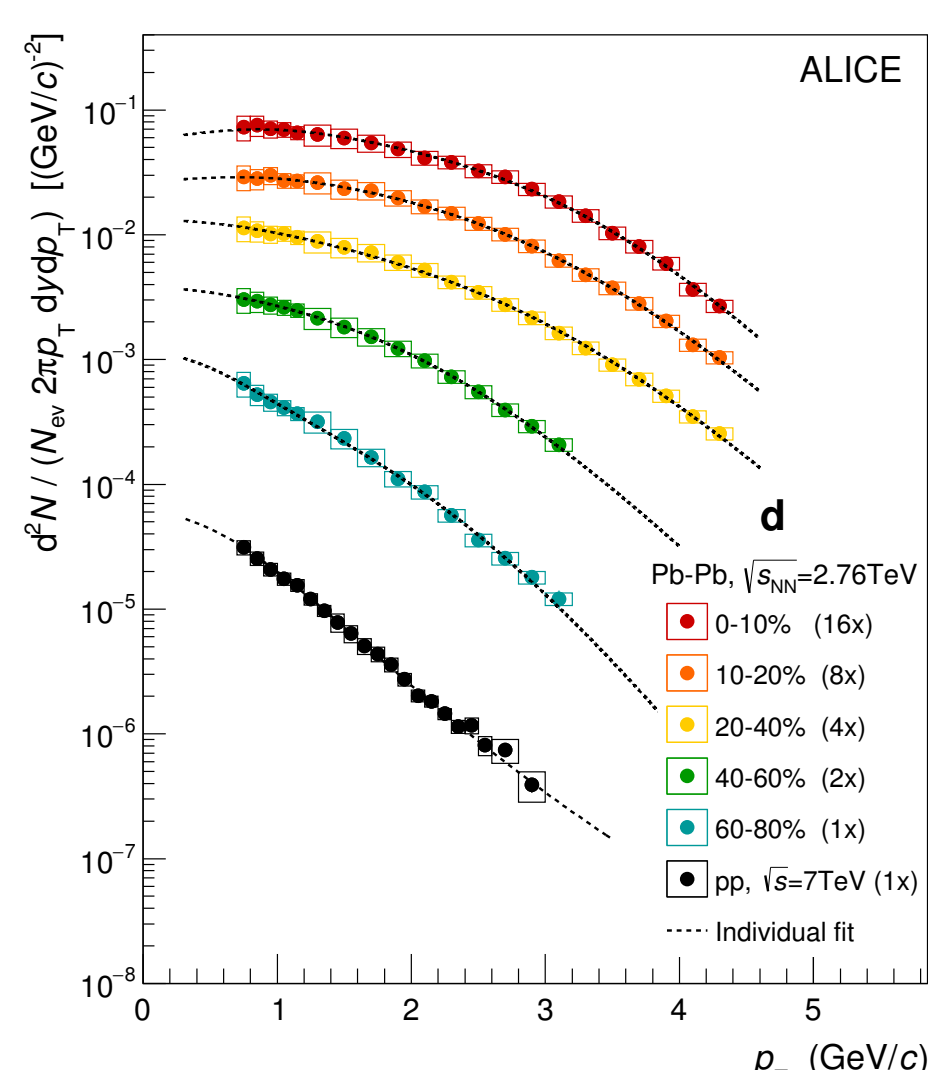
$$\frac{1}{p_T} \frac{dN}{dp_T} \propto \int_0^R r dr m_T I_0\left(\frac{p_T \sinh \rho}{T_{kin}}\right) K_1\left(\frac{m_T \cosh \rho}{T_{kin}}\right)$$

dove il profilo di velocità ρ è

$$\rho = \tanh^{-1} \beta = \tanh^{-1} (\beta_S(r/R)^n)$$

I_0, K_1 : funzioni di Bessel Modificate
 r : distanza radiale dal centro della regione di emissione nel piano trasverso
 R : raggio del sistema al freeze-out cinetico
 β : velocità di espansione trasversa
 β_S : velocità di espansione trasversa alla superficie
 n : coefficiente del profilo di velocità
 T_{kin} : temperatura del freeze-out cinetico

- Gli spettri di d e di ^3He risultano ben descritti dal modello d'onda d'urto



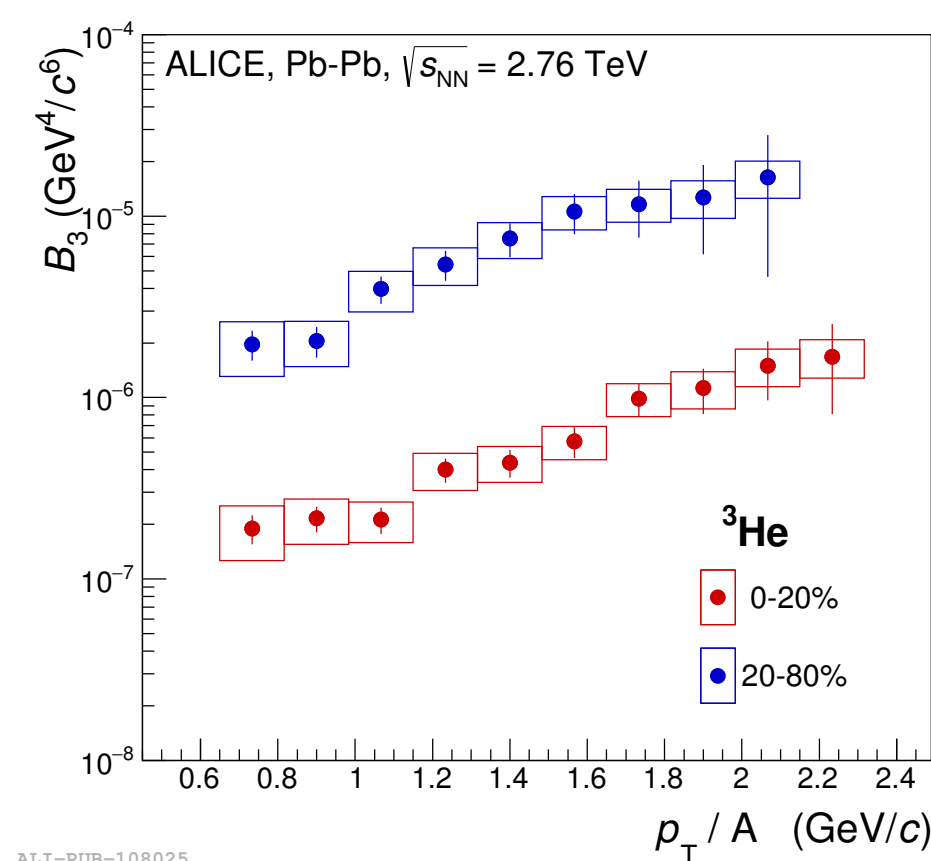
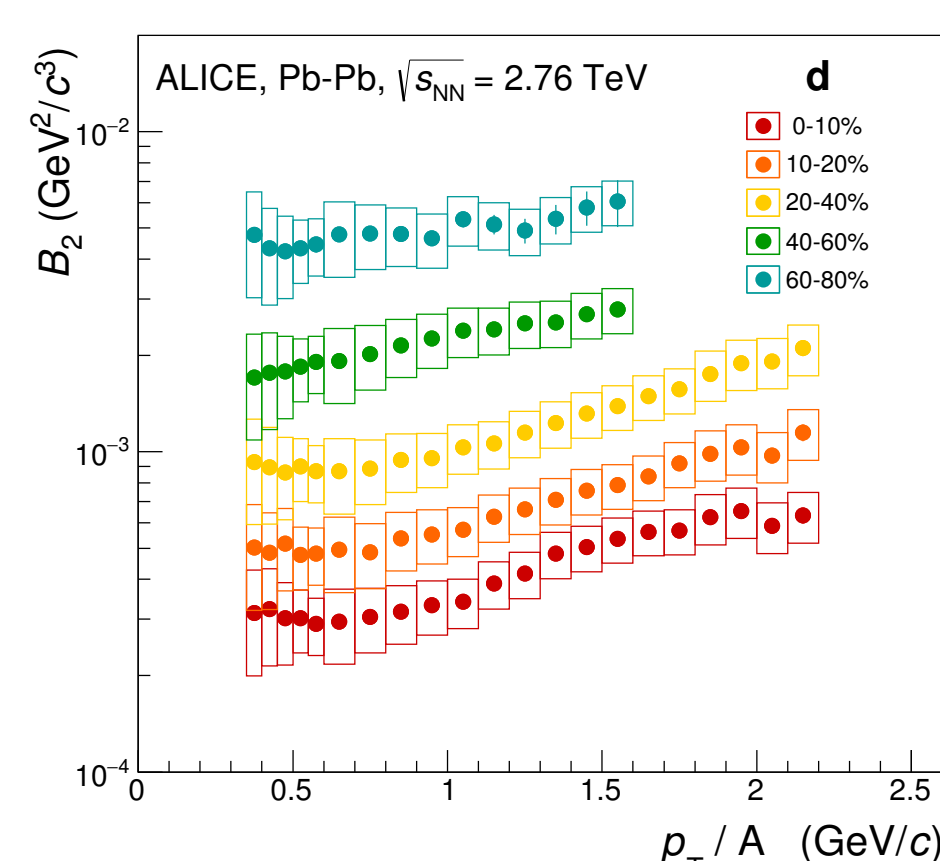
Coalescenza

- i valori dei parametri di coalescenza B_3 e B_2 **diminuiscono** al crescere della **centralità**: risultano proporzionali al volume effettivo V_{eff} della collisione, ottenuto con misure femtoscopiche

$$B_{2,3} \propto V_{eff}^{-1} \propto R_{\perp}^{-2} \cdot R_{\parallel}^{-1}$$

$R_{\perp}$: raggio femtoscopico nel piano trasverso
 $R_{\parallel}$: raggio femtoscopico in direzione del fascio

- la **dipendenza dal p_T** non viene riprodotta utilizzando esclusivamente modelli di coalescenza [3] ma può essere spiegata in termini di correlazioni nello spazio delle fasi legate all'espansione radiale collettiva del mezzo (**flusso radiale**) [5]



Conclusioni

- Nelle collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ GeV}$ a LHC si osserva che:
 - nuclei e antinuclei leggeri sono prodotti con la stessa abbondanza ($\mu = 0$)
 - le distribuzioni di impulso trasverso dei nuclei leggeri sono ben descritte dal modello d'onda d'urto
 - le misure del coefficiente v_2 del deutone denotano la presenza di flusso ellittico
 - i modelli di coalescenza semplice non riproducono adeguatamente i dati

Nuclei e antinuclei

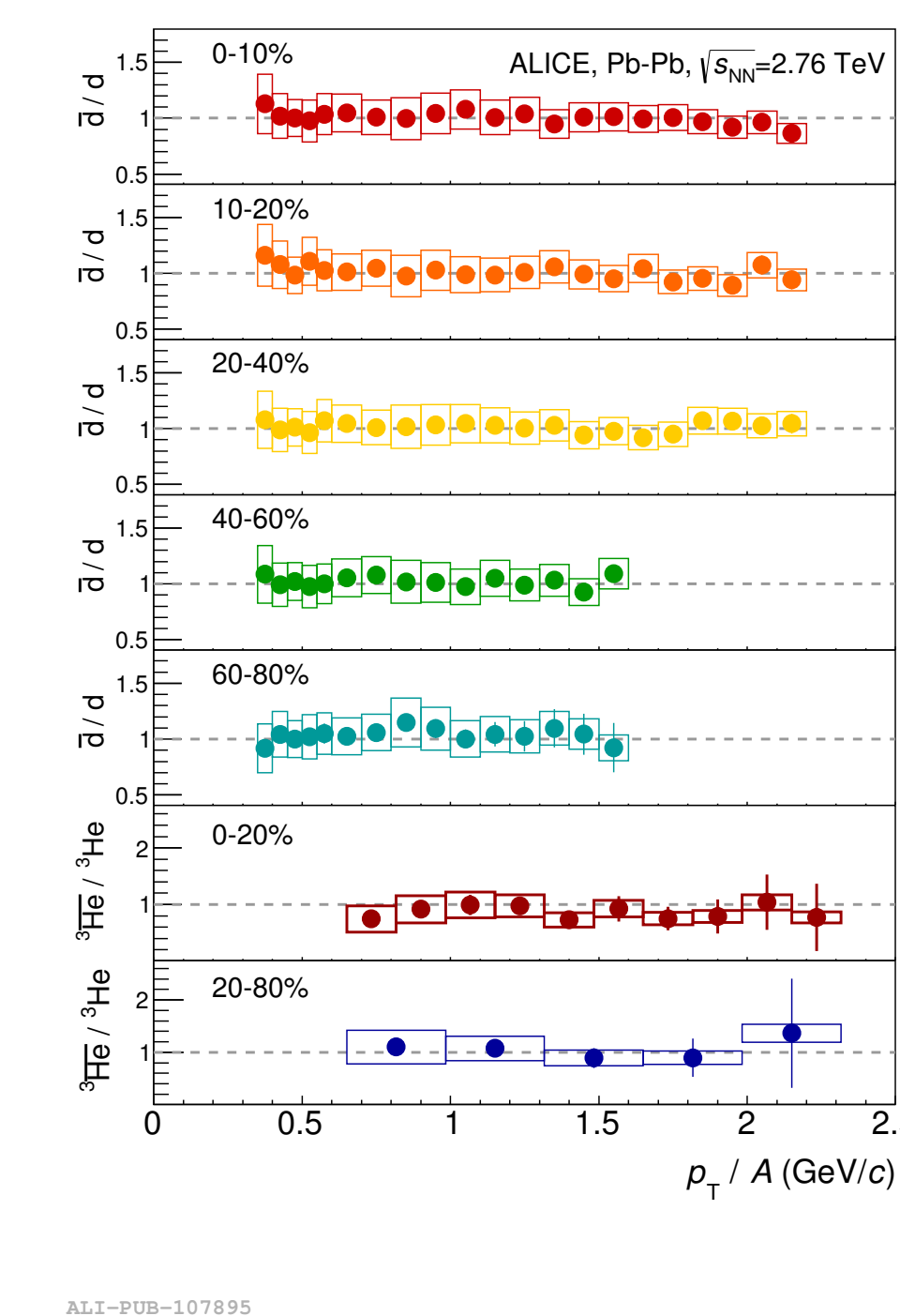
- Nel modello termico, le specie di particelle presenti nel mezzo post-collisionale sono descritte da funzioni di partizione distinte dal solo **potenziale chimico**

$$\mu_i = \mu_{i,B} B_i + \mu_{i,I_3} I_{3,i} + \mu_{i,S} S_i$$

- Nella regione centrale di rapidità, i numeri quantici sono in media nulli $\rightarrow \mu = 0$, ovvero ogni specie ha la stessa funzione di partizione della propria coniugata di carica

- ✓ questo regime è detto **trasparenza nucleare** ed è confermato dai rapporti delle abbondanze di p, Λ , ecc. e delle rispettive antiparticelle, compatibili con l'unità

- anche per i nuclei il **rapporto materia/antimateria** è compatibile con l'unità, indipendentemente dai valori di p_T e di centralità



Flusso ellittico

- È un effetto di **moto collettivo** determinato dalla geometria iniziale della collisione, che si manifesta in un'asimmetria della distribuzione angolare delle particelle nello stato finale.

- L'asimmetria azimutale è quantificabile con la variabile $\mathbf{v}_2$, il secondo coefficiente della serie di Fourier della **distribuzione angolare** delle particelle:

$$\frac{dN}{d(\varphi - \Psi_{RP})} = \frac{N_0}{2\pi} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\varphi - \Psi_{RP})] \right)$$

$$v_2 = \langle \cos 2(\varphi - \Psi_{RP}) \rangle$$

dove φ è l'angolo della particella considerata e Ψ_{RP} è l'angolo del piano di reazione

- Il piano di reazione è definito dal parametro di impatto e dalla direzione di volo dei nuclei incidenti. In ALICE è determinato tramite i rivelatori V0, situati nella regione di pseudorapidità in avanti ($2.8 < \eta < 5.1$) e indietro ($-3.7 < \eta < -1.7$)

- Per la misura del coefficiente v_2 del deutone si è utilizzato il metodo del **prodotto scalare** (SP) [6]:

$$v_2\{SP\} = \frac{\left\langle \left\langle u_{i,2}(p_T, \eta) \cdot \frac{Q_2^*}{M} \right\rangle_p \right\rangle_e}{\sqrt{\left\langle \frac{Q_{2,A}}{M_A} \cdot \frac{Q_{2,B}^*}{M_B} \right\rangle_e}}$$

u_{2i} : versore dei momenti
 Q_2 : vettore di flusso
 M : molteplicità dell'evento
 A, B : sottoeventi
 p : particella
 e : evento

- Il v_2 del deutone è **ben riprodotto** dal modello d'onda d'urto, mentre un semplice modello di **coalescenza**, in cui non è considerata l'espansione del mezzo, **non riproduce adeguatamente** i dati sperimentali

Bibliografia

- [1] A. Andronic, et al. *Phys. Lett. B* 697, 203 (2011)
[2] S. T. Butler, C. A. Pearson. *Phys. Rev.* 129, 836 (1963)
[3] J. I. Kapusta, *Phys. Rev. C* 21.4, 1301 (1980)
[4] E. Schnedermann, et al. *Phys. Rev. C* 48, 2462 (1993)
[5] R. Scheibl, U. Heinz. *Phys. Rev. C* 59, 1585 (1999)
[6] I. Selyuzhenkov, S. Voloshin. *Phys. Rev. C* 77, 034904 (2008)