A

Modèle de Glauber, N_{part} et N_{coll}

Le modèle géométrique de Glauber [28] permet de relier le paramètre d'impact au nombre moyen $\langle N_{part} \rangle$ de nucléons participants à la collision ainsi qu'au nombre moyen $\langle N_{coll} \rangle$ de collisions binaires nucléon-nucléon. Ce modèle décrit les collisions noyau-noyau comme une superposition de collisions nucléon-nucléon élémentaires : chaque collision nucléon-nucléon est supposée être indépendante et elle se produit avec une section efficace inélatisque $\sigma_{NN} = 42$ mb (mesurée dans les collisions p + p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV). La trajectoire des nucléons est supposée être rectiligne ; cette approximation est raisonnable dans le cas de collisions relativistes où l'énergie incidente est telle que l'effet du potentiel de répulsion coulombien est négligeable. Les nucléons sont distribués dans chaque noyau selon le profil de densité nucléaire de Woods-Saxon [46] qui est fonction de la distance r par rapport au centre du noyau :

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1}{1 + \exp(\frac{r-R}{a})} \tag{A.1}$$

où $\rho_0 = 0,17$ nucléon/fm^3 est la densité nucléaire, R est le rayon du noyau et a le facteur paramétrisant la diffusivité de la surface. La densité nucléaire est normalisée de sorte que $\int \mathrm{d}^3 r\, \rho(r) = A$ pour un noyau de masse A. Pour le cuivre, $R = 4,21$ fm et $a = 0,60$ fm ; pour l'or, $R = 6,38$ fm et $a = 0,54$ fm. L'équation A.1 n'est pas valable pour les noyaux légers.

rajouter Hulthen pour le deuton et la gaussienne pour les noyaux légers

Considérons la figure A.1 où les deux noyaux sont vus dans le plan transverse (orthogonal à l'axe z du faisceau). Les noyaux étant très applatis selon z en raison de la contraction de Lorentz, toutes les quantités à considérer seront intégrées sur z. C'est notamment le cas du nombre $T_A(s)$ de nucléons (par unité de surface transverse) à une position $\vec{s}$ donnée dans le noyau A [64] :

$$T_A(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}z\, \rho_A(\sqrt{s^2 + z^2}) \tag{A.2}$$

$\vec{s}$ est un vecteur à deux dimensions dans le plan transverse. Ainsi, à la position $\vec{s}$ par rapport au centre du noyau (*modulo* la symétrie sphérique), $T_A(s)$ définit « l'épaisseur » du noyau selon la direction z et $\int \mathrm{d}^2 s\, T_A(s) = A$ où A désigne le nombre de masse du noyau considéré. L'ordre de grandeur naturel pour $T_A(s)$ est

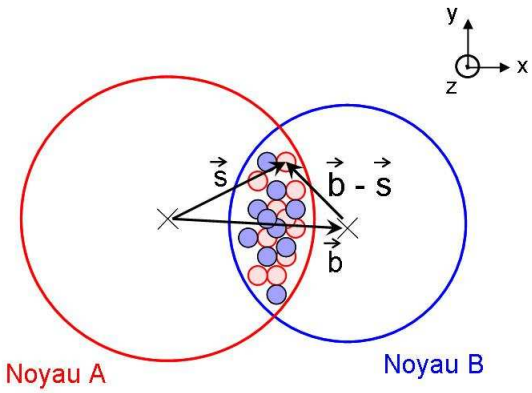

Fig. A.1: Vue dans le plan transverse d'une collision d'ions lourds à un paramètre d'impact $\vec{b}$ quelconque.

$A/\pi R_A^2$. Physiquement, $\sigma_{NN} T_A(s)$ donne le nombre de collisions binaires nucléon-nucléon subies par un nucléon quand il traverse le noyau A au paramètre d'impact s.

Pour un paramètre d'impact b donné entre les deux noyaux A et B, nous pouvons définir l'intégrale suivante qui court sur la surface transverse de recouvrement des noyaux (cf. figure A.1) [64] :

$$T_{AB}(b) = \int \mathrm{d}s^2 \, T_A(s) T_B(|\vec{b} - \vec{s}|) \tag{A.3}$$

où $\mathrm{d}s^2 = 2\pi s \mathrm{d}s$ et $\int \mathrm{d}^2 b \, T_{AB}(b) = AB$. En raison de cette définition, $T_{AB}(b)$ est connue sous le nom d'intégrale de recouvrement nucléaire. De même, l'ordre de grandeur[1] naturel pour $T_{AB}(b)$ est $AB/\pi(R_A + R_B)^2$, et le nombre de collisions binaires nucléon-nucléon obtenues quand le noyau A traverse le noyau B au paramètre d'impact b est proportionnel à $T_{AB}(b)$:

$$N_{coll}(b) = \sigma_{NN} \, T_{AB}(b) \tag{A.4}$$

Ceci revient à compter une collision nucléon-nucléon pour chaque paire de nucléons dans la zone de recouvrement lorsque la distance d entre les deux nucléons est telle que $\pi d^2 < \sigma_{NN}$.

Le nombre de nucléons participants est donné par [65] :

[1]Dans la paramétrisation de Woods-Saxon, pour une collision de deux noyaux de la même espèce, $T_{AA}(0) \simeq \alpha A^2/\pi R_A^2$ où α est pratiquement égal à 1 pour $A \approx 200$; il est inférieur 1 pour des noyaux plus petits et approche 9/8 lorsque $R_A >> a$ [64].

$$N_{part}(b) = \int \mathrm{d}^2 s\, T_A(s) \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\sigma_{NN} T_B(|\vec{b} - \vec{s}|)}{B} \right]^B \right\}$$
$$+ \int \mathrm{d}^2 s\, T_B(|\vec{b} - \vec{s}|) \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\sigma_{NN} T_A(s)}{A} \right]^A \right\} \quad \text{(A.5)}$$

En effet, nous avons remarqué plus haut que $\sigma_{NN} T_A(s)$ est la probabilité[2] qu'un nucléon (du noyau B) interragisse avec le noyau A étant donné le paramètre d'impact s. La probabilité que ce même nucléon n'interragisse pas avec un nucléon choisi au hasard parmi les A nucléons est de $\overline{P} = 1 - \sigma_{NN} T_A(s)$. La probabilité que ce nucléon n'interragisse avec aucun des A nucléons est $\overline{P}^A$. Ce nucléon est un nucléon participant s'il a interragit, ce qui se produit donc avec la probabilité $P = 1 - \overline{P}^A$. Finalement, le nombre de nucléons du noyau B qui participent à la collision est obtenu par convolution de P avec $T_B(|\vec{b} - \vec{s}|)$.

En pratique, le modèle de Glauber est implémenté de manière Monte-Carlo : la position des nucléons pour chaque noyau est générée aléatoirement (en suivant le profile de densité nucléaire de Woods-Saxon), ainsi que le paramètre d'impact (en suivant une distribution en $2\pi b \mathrm{d}b$). Nous pouvons donc déterminer N_{coll} et N_{part} événement par événement.

Les valeurs moyennes $\langle N^i_{coll} \rangle$, $\langle N^i_{part} \rangle$ et $\langle b^i \rangle$ sont obtenues en sélectionant la $i^{\text{ème}}$ tranche de centralité en se basant sur la modélisation de la réponse du BBC (cf. section III.3.3). Les deux principales contributions aux erreurs systémtiques sur ces valeurs moyennes sont obtenues :

- en faisant varier les paramètres de Woods-Saxon, i.e. en prenant pour le Cu $(R, a) = (4,4064; 0,6277)$ puis $(R, a) = (4,0064; 0,5677)$ exprimés en fm ;
- en faisant varier la section efficace inélatisque de collision nucléon-nucléon , i.e. en prenant $\sigma_{NN} = 39$ mb puis $\sigma_{NN} = 45$ mb.

[2]En fait, en raison de la normalistation A.2 de $T_A(s)$, il faut diviser cette quantité par A pour effectivement obtenir une probabilité.