

cartésien. Les traits pleins ou tiretés sont obtenus par un fit sur les points et permettent de guider les yeux. La distribution est dominée par la contribution des neutrons de la cible piquée autour de 10° . La contribution de la cassure nucléaire apparaît à partir des angles supérieurs à 50° .

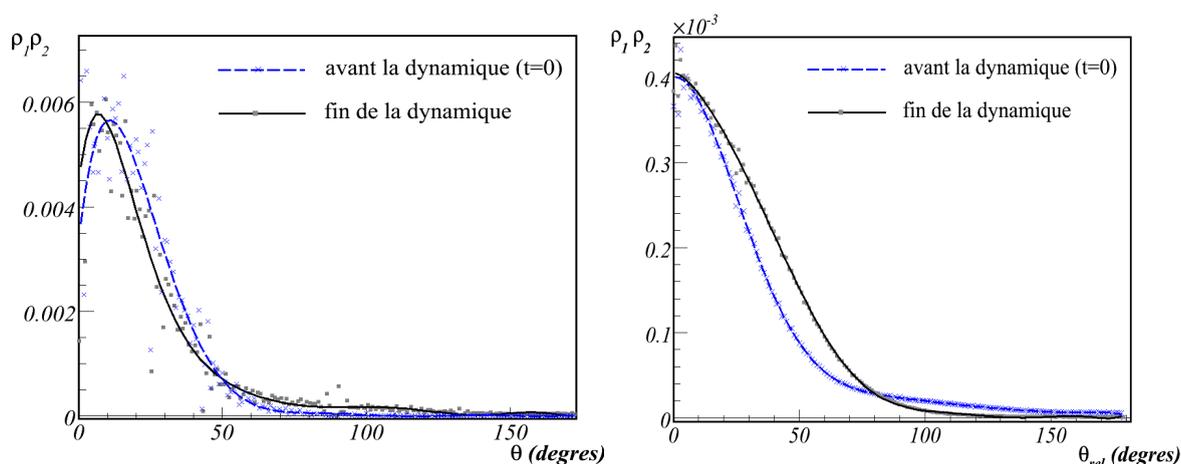


FIGURE 4.7 – Distribution angulaire à un corps des deux derniers neutrons liés (à gauche) et en angle relatif (à droite) obtenue par un calcul TDHF, avant et après la dynamique.

Les distributions en angle relatif avant et après la dynamique, présentées sur la figure 4.7, sont piquées à petit angle relatif. La distribution initiale pour les deux neutrons corrélés dans la cible s'étend déjà jusqu'à des grands angles relatifs de l'ordre de 50° . Comme pour extraire la distribution en angle relatif finale, on garde la contribution des deux neutrons corrélés restés dans la cible, on retrouve une forte contribution à petit angle relatif après la dynamique et une contribution plus élevée à grand angle relatif. Sur cette figure, on voit déjà que la contribution des deux neutrons restés dans la cible est importante à la fin de la dynamique et qu'elle domine la distribution en angle relatif. Etant donné que la distribution en angle à un corps est aussi très peu différente avant et après la dynamique, il reste relativement difficile de faire ressortir la contribution liée à l'émission. L'émission indépendante des deux neutrons ainsi obtenue sert de point de comparaison pour les calculs avec des corrélations initiales entre les neutrons.

4.4 Les corrélations à deux corps avec TDDM^P

4.4.1 Initialisation de différentes corrélations à deux corps

Afin d'étudier l'influence des corrélations initiales au sein du noyau sur la cassure nucléaire, le noyau d'¹⁶O a été initialisé avec deux types de corrélation différentes générées par une interaction résiduelle dépendant de la densité attractive ($v_0 = -300 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$) ou répulsive ($v_0 = 300 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$).

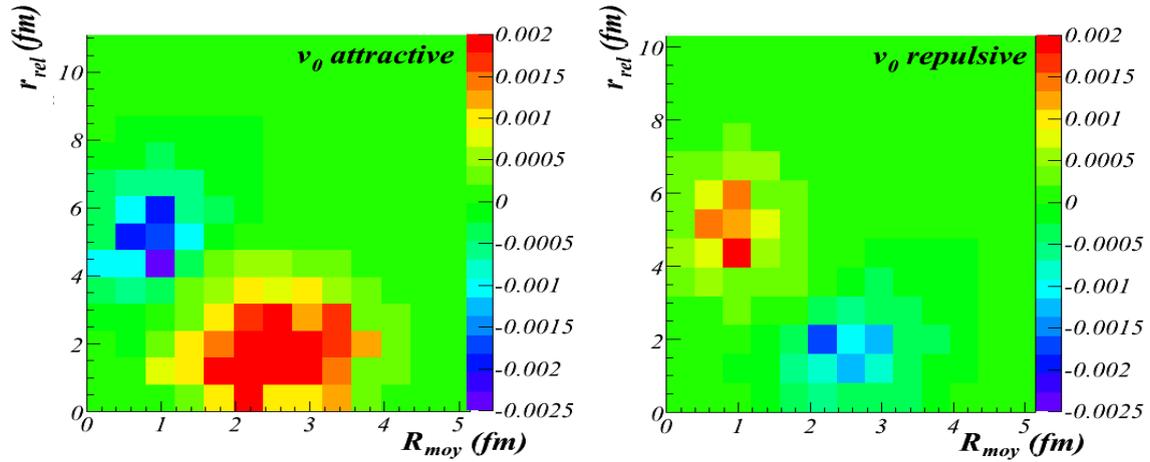


FIGURE 4.8 – Corrélations spatiales initiales : à gauche, pour la force attractive ; à droite, pour la force répulsive.

La corrélation spatiale des deux neutrons ainsi obtenue est représentée sur la figure 4.8 en fonction de la distance relative entre les deux neutrons et de la distance entre le cœur et le centre de masse des deux neutrons. Dans le cas d'une force attractive, la corrélation est très forte ($\sim 0,006$) pour une distance entre les deux neutrons de l'ordre de 1-2 fm et une distance au cœur de l'ordre de 3 fm. Une corrélation négative apparaît pour des distances relatives entre les deux neutrons très grandes mais de plus faible intensité ($\sim -0,002$). Pour la force répulsive, c'est exactement le contraire : une corrélation forte ($\sim 0,002$) apparaît pour les grandes distances entre les deux neutrons ($\sim 5 \text{ fm}$) et une distance au cœur relativement faible ($\sim 1 \text{ fm}$). Par contre, pour des neutrons proches, la corrélation est négative et de l'ordre de $-0,0015$.

Dans l'espace des impulsions, la corrélation initiale en angle relatif peut être extraite, dans le référentiel du ²⁰⁸Pb, pour les deux interactions résiduelles (*cf.* figure 4.9). Les deux corrélations sont très différentes avec des minima et des maxima opposés. Dans le cas où les neutrons sont spatialement proches, leur impulsion relative est grande (selon

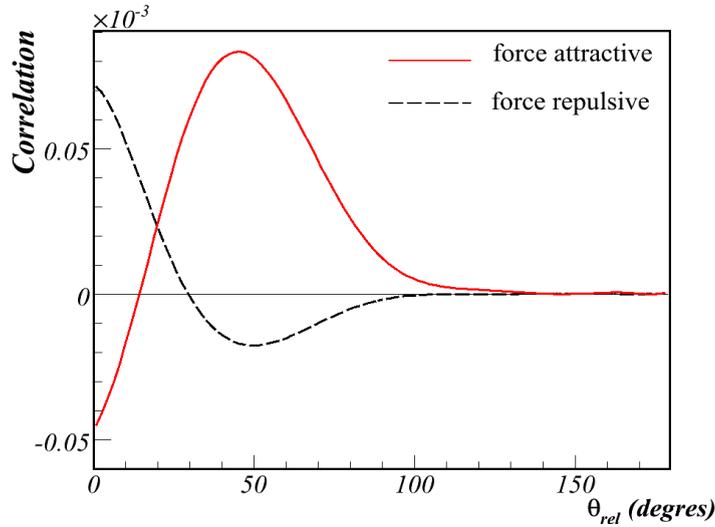


FIGURE 4.9 – Corrélation en angle relatif initiale pour une force attractive (trait plein) ou une force répulsive (trait tireté).

le principe d’Heisenberg) et la corrélation maximale pour des angles relatifs de l’ordre de 50° . En revanche, dans le cas où les deux neutrons sont éloignés, leur impulsion relative est petit. Ainsi la corrélation est maximale autout de 0° . Les vitesses initiales des deux neutrons sont alignés dans le cas anti-corrélé et forment un angle centré sur 50° pour le cas corrélé.

L’utilisation d’interactions résiduelles différentes permet donc de créer des noyaux avec des profils de corrélations variés. Par la suite, nous regardons leur influence sur les distributions en angle relatif après émission.

4.4.2 Corrélation en énergie et en angle relatif

Distributions à un corps

L’évolution dynamique de ^{16}O corrélé ou anticorrélé est ensuite réalisée dans TDDM^P. Les profils de densités à un corps ou les distributions à un corps obtenues dans les deux cas ne présentent que peu de différences entre elles et sont très proches des résultats obtenus avec TDHF (*cf.* figure 4.10). Les petites différences observées proviennent du fait que lorsqu’on rajoute une interaction résiduelle, attractive ou répulsive, l’énergie de liaison du noyau s’en trouve modifié. Par exemple, dans le cas attractif présenté ici, le noyau est plus lié que dans un calcul TDHF.

Les corrélations initiales jouent peu de rôle au niveau des observables à un corps. En

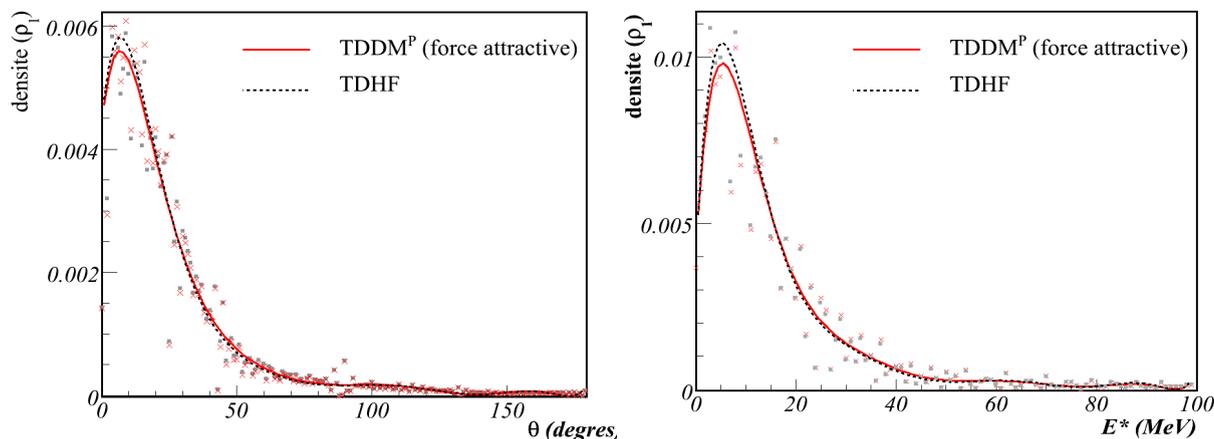


FIGURE 4.10 – Distributions à un corps (en angle, à gauche et en énergie dans le centre de masse de ^{16}O , à droite) issues d'un calcul TDHF et d'un calcul TDDM^P avec une force attractive . Les normalisations de ces courbes sont arbitraires.

revanche, les observables à deux corps (angle relatif et énergie relative) sont très affectées, comme nous allons le voir.

Distributions en énergie relative

Les distributions en énergie relative ont été extraites du calcul (*cf.* figure 4.11) et la partie corrélée de cette émission (obtenue par C_{12}) est représentée à droite de la figure 4.11. Les distributions en énergie relative totales sont très similaires entre un calcul TDHF et TDDM^P. Cependant, la partie corrélée de l'émission montre de grandes différences en fonction des corrélations initiales : lorsque les deux neutrons ont une corrélation attractive entre eux, ils sont émis avec une énergie relative très petite. Par contre, dans le cas anti-corrélé, les deux neutrons ont une énergie relative piquée autour de 20 MeV. Etant donné qu'un des neutrons reste dans la cible et que l'autre est émis par cassure nucléaire, l'un possède la vitesse de ^{16}O et l'autre est émis avec une vitesse moindre car il est ralenti par le potentiel nucléaire du ^{208}Pb .

Cela confirme l'idée que lorsque les deux neutrons ont une corrélation attractive, ils vont tous les deux subir la cassure nucléaire et être émis avec des énergies proches. En revanche, lorsque leur corrélation est répulsive, l'un est émis par cassure nucléaire avec une énergie inférieure à l'énergie du faisceau mais assez élevée, alors que l'autre reste dans la cible donc avec l'énergie du faisceau. La différence en énergie, dans ce cas est plus élevée, comme on l'observe.

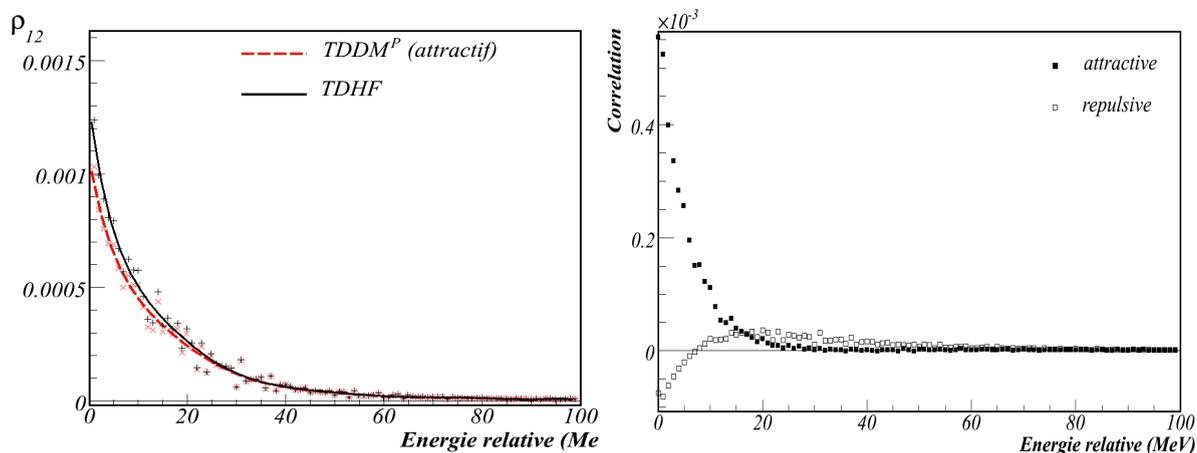


FIGURE 4.11 – Distribution en énergie relative lors de la cassure nucléaire d'un noyau corrélé : à gauche, force attractive et émission indépendante ; à droite, force répulsive et émission indépendante.

Dans l'expérience de cassure nucléaire que nous avons réalisée et qui est présentée à partir du chapitre 6, le dispositif expérimental utilisé ne permettait pas d'extraire les énergies des neutrons avec suffisamment de précision. En revanche, il offrait une très grande couverture angulaire. C'est pourquoi, nous nous sommes concentrés d'un point de vue théorique sur les corrélations angulaires.

Distributions en angle relatif

Les distributions en angle relatif (obtenues grâce à ρ_{12}) possèdent deux composantes : une partie liée à l'émission indépendante ($\rho_1\rho_2(1 - P_{12})$) et une partie liée à l'émission corrélée (C_{12}). La distribution en angle relatif est comparée sur la figure 4.12 à la distribution obtenue dans TDHF (qui contient seulement la partie $\rho_1\rho_2(1 - P_{12})$) c'est-à-dire lorsqu'il n'y a aucune corrélation initiale entre les deux neutrons. On peut remarquer que les écarts sont faibles entre la distribution pour un noyau corrélé et la distribution obtenue sans corrélation dans TDHF (*cf.* figure 4.12). Ces faibles écarts proviennent du fait que :

- la contribution de la cible est très forte et domine les petits angles.
- les corrélations dynamiques sont plus importantes que celles provenant des corrélations initiales.

Pour mieux identifier les différences entre les deux types de corrélation, il est nécessaire d'extraire la partie corrélée (C_{12}) de la distribution en angle relatif. L'extraction de cette fonction de corrélation est au cœur de l'étude expérimentale qui va suivre. En effet, pour

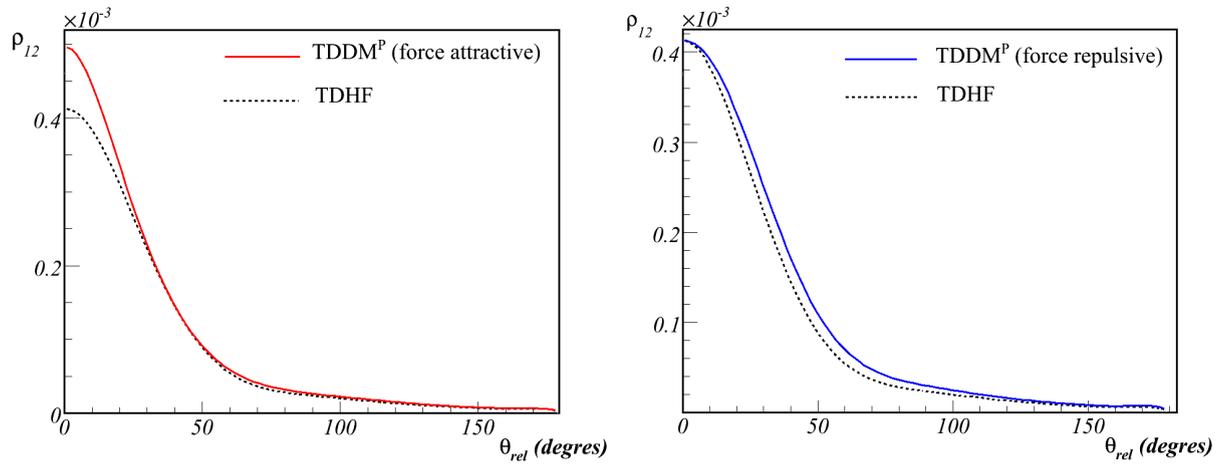


FIGURE 4.12 – Distributions angulaires à deux corps pour un noyau non corrélé (TDHF), un noyau corrélé avec une force attractive (à gauche) et un noyau corrélé avec une force répulsive (à droite).

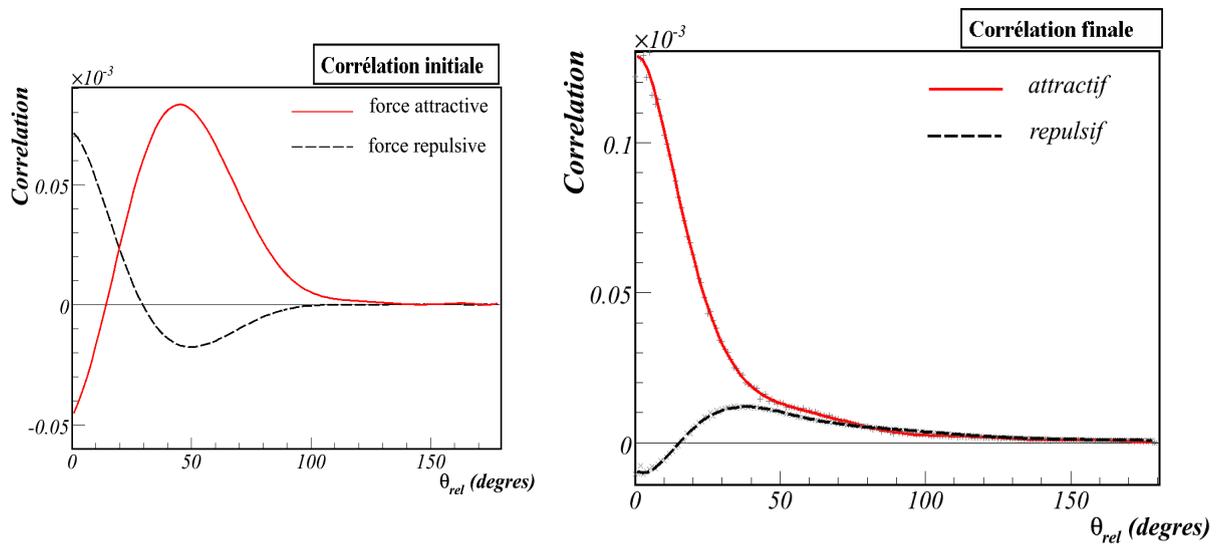


FIGURE 4.13 – A droite : Fonction de corrélation pour un noyau corrélé avec une force attractive et un noyau corrélé avec une force répulsive. A gauche : rappel de la corrélation initiale pour ces deux forces.

l'obtenir il est nécessaire de pouvoir comparer la distribution en angle relatif obtenue dans le cas corrélé, à la distribution que l'on aurait obtenue s'il n'y avait pas de corrélations

initiales entre les deux neutrons. La figure 4.13 montre des fonctions de corrélations très différentes pour la force attractive et la force répulsive. Dans le cas attractif, les deux neutrons sont essentiellement détectés à petit angle relatif puis la corrélation diminue au-delà de 40° . En revanche, pour le cas répulsif, les deux neutrons sont distribués sur des angles de 30° à 80° . Ces angles correspondent au cas où l'un des deux neutrons est émis et le deuxième reste dans la cible. Cela correspond à l'image intuitive que l'on avait de la cassure nucléaire : dans le cas de deux neutrons proches spatialement, ils sont émis avec un petit angle relatif ; dans le cas où les deux neutrons sont éloignés, si l'un des neutrons est émis, l'autre reste dans la cible.

Dans les deux cas, comme on a gardé la fonction d'onde des neutrons corrélés restés dans la cible, on a une contribution des événements où les deux neutrons sont restés ensemble dans la cible. Afin de mieux identifier les provenances des corrélations, des coupures sur les angles à un corps des neutrons peuvent être réalisées. En effet, si on demande d'avoir deux neutrons émis à plus de 20° ou 40° , la contribution de la cible devrait être éliminée en grande partie. Pour une corrélation attractive, la contribution à petit angle relatif reste présente malgré les coupures, ce qui indique bien que les deux neutrons ont été émis ensemble (*cf.* figure 4.14).

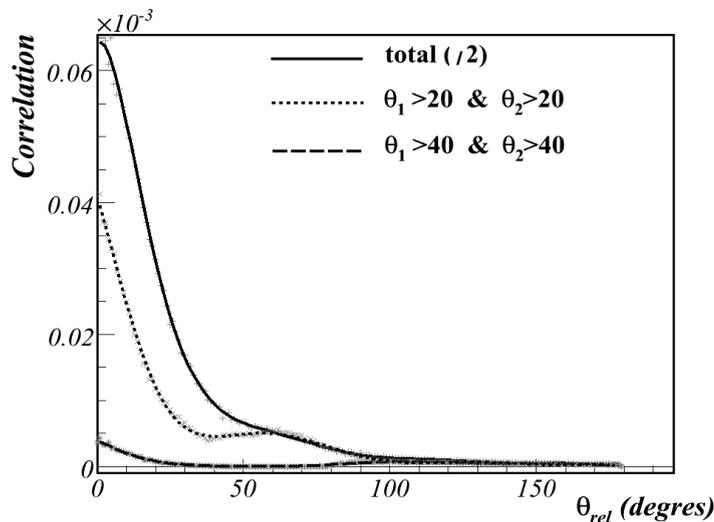


FIGURE 4.14 – Fonction de corrélation pour un noyau corrélé avec une force attractive avec les conditions : 2 neutrons à plus de 20° et deux neutrons à plus de 40° .

Cependant, cette condition ne permet pas d'obtenir d'information sur la corrélation répulsive étant donné que l'un des deux neutrons n'est pas émis. C'est pourquoi une autre

condition a été mise en place : avoir au moins un des deux neutrons émis à plus de 20° ou plus de 40° (cf. figure 4.15). Dans ce cas, la contribution des deux neutrons restés dans la cible est enlevée, mais pas celle où un seul des neutrons est resté et l'autre a été émis. Avec ces conditions, la corrélation répulsive donne lieu à des angles de plus en plus élevés

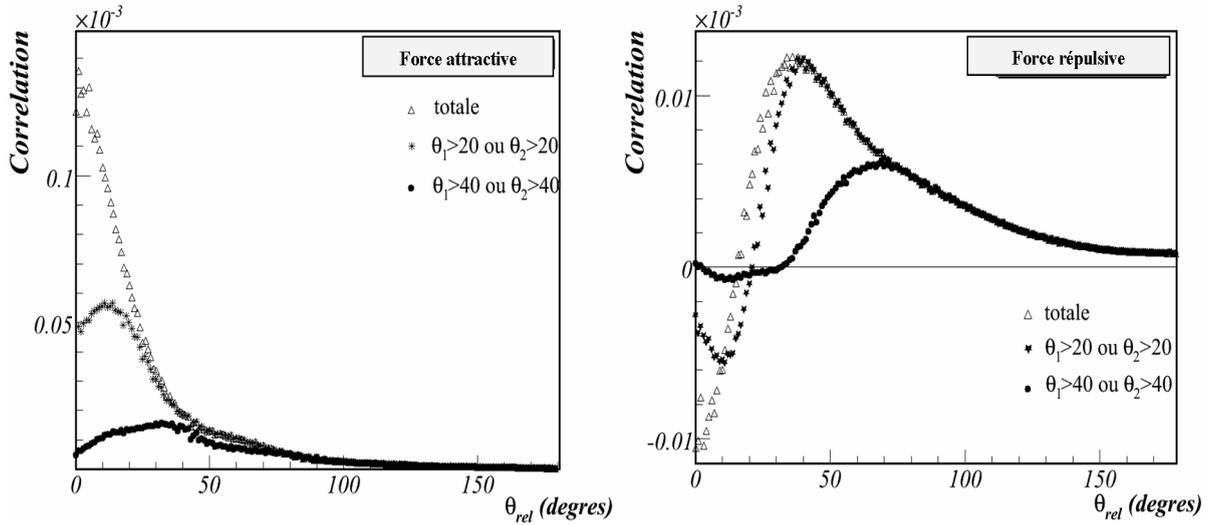


FIGURE 4.15 – Fonction de corrélation pour un noyau corrélié avec une force attractive (à gauche) et répulsive (à droite) avec les conditions : au moins un neutron à plus de 20° ou à plus de 40°.

alors que la corrélation attractive reste concentrée aux petits angles relatifs.

Ces coupures confirment que les contributions observées à petit angle relatif pour la corrélation attractive et à grand angle relatif pour la corrélation répulsive, proviennent bien de l'émission des nucléons et non de la cible.

4.4.3 Test de sensibilité aux paramètres : paramètre d'impact, énergie du faisceau, énergie de liaison du projectile

Les différents paramètres correspondant aux conditions de la réaction calculée par TDDM^P ont été testés pour mieux comprendre leur influence.

Paramètre d'impact et profondeur du potentiel du projectile

Plusieurs paramètres d'impact ont été testés pour la réaction $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. Un paramètre d'impact de 10 fm est légèrement en-dessous du paramètre d'impact d'effleurement et favorise le transfert. En revanche, pour les paramètres d'impact plus élevés (de 11 à 13 fm), la cassure nucléaire et le transfert sont dominants. La fonction de corrélation en angle

relatif est représentée sur la figure 4.16 pour une force attractive et une force répulsive. Plus le paramètre d'impact est grand et plus l'intensité des corrélations est grande. Lorsque le paramètre d'impact augmente, la contribution du transfert diminue. En effet, pour 13 fm de paramètre d'impact, la contribution de la cassure à la fraction de fonction d'onde émise est deux fois plus grande que la contribution du transfert (*cf.* figure 4.2). Alors que pour un paramètre d'impact de 11 fm, les deux contributions sont du même ordre.

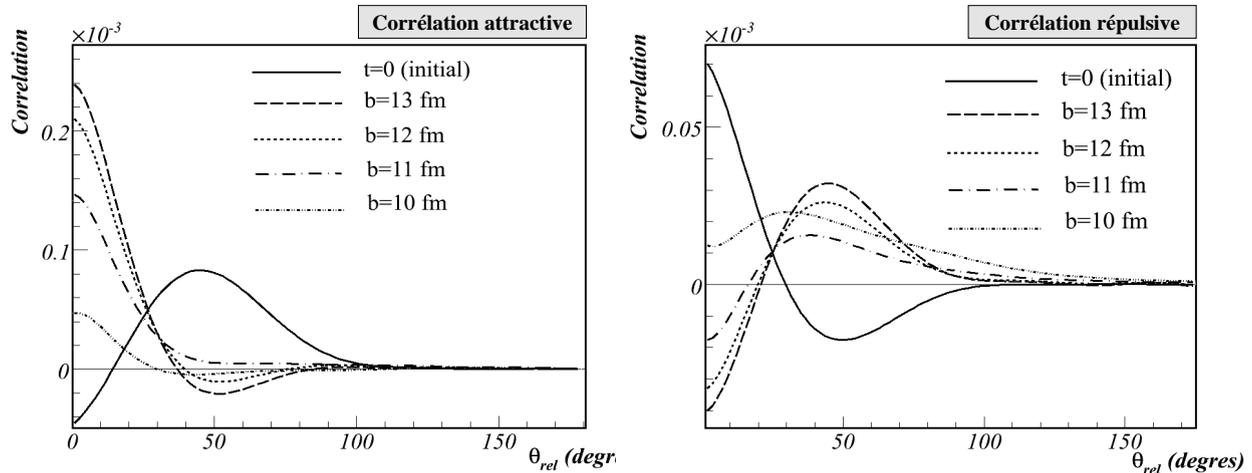


FIGURE 4.16 – Fonction de corrélation angulaire pour différents paramètres d'impact (10, 11, 12, 13 fm) pour une corrélation attractive (à gauche) et une corrélation répulsive (à droite).

Dans le cas d'une corrélation attractive, les deux neutrons ont des vitesses opposées. Ainsi le transfert du nucléon qui a sa vitesse dans la même direction que le projectile est facilité. L'autre nucléon sera plutôt émis au continuum. Pour le cas répulsif, seul l'un des deux neutrons peut être transféré.

Dans les deux cas, lorsque l'un des neutrons est transféré, comme on absorbe la partie de la fonction d'onde transmise au projectile, on perd l'information sur la corrélation à deux corps liée à l'émission. La corrélation dominante est celle liée aux deux neutrons restés dans la cible. Par exemple, dans le cas d'une corrélation répulsive, lorsque le paramètre d'impact diminue, la partie à petit angle relatif de la corrélation remonte petit à petit. Cette remontée correspond à une contribution de plus en plus importante de la corrélation des deux neutrons restés dans la cible, c'est-à-dire de leur corrélation initiale (en trait plein sur la figure). Le même comportement est observé pour la corrélation attractive.

Cette interprétation est confirmée par des tests sur la profondeur du potentiel. Plus le potentiel est profond et plus le mécanisme de transfert est présent. Les fonctions de corrélation pour la force attractive et la force répulsive pour les différentes profondeurs

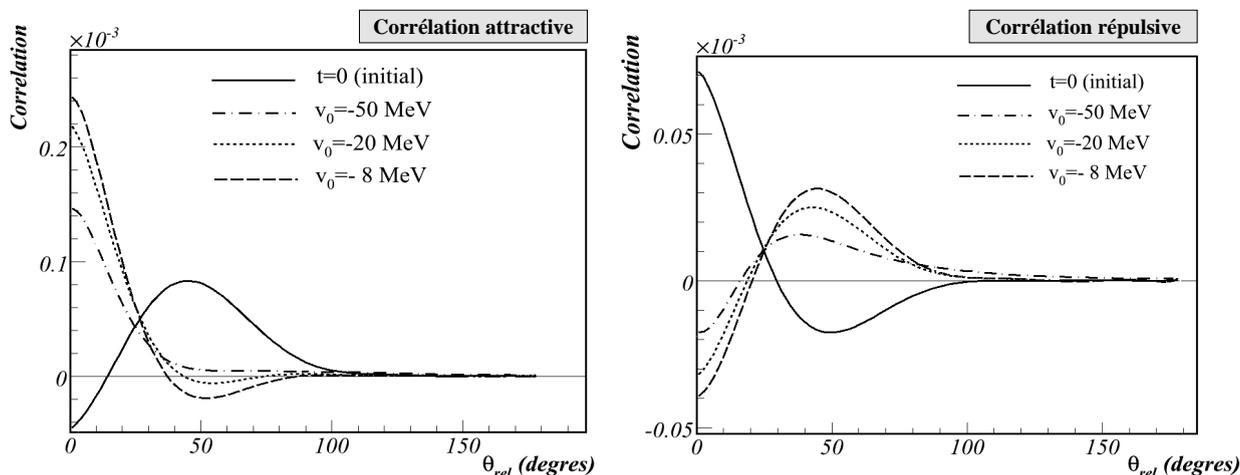


FIGURE 4.17 – Fonctions de corrélation pour différentes profondeurs de puits pour le projectile ($V_0 = -8, -20$ et -50 MeV) pour une corrélation initiale attractive (à gauche) ou répulsive (à droite).

($V_0 = -50, -20$ et -8 MeV) montrent d'autant plus de contribution de la corrélation des deux neutrons restés dans la cible que le puits est profond (*cf.* figure 4.17).

Energie de faisceau

L'importance du mécanisme de transfert est aussi liée à la vitesse du faisceau. Pour des énergies de faisceau de l'ordre de 10-20 A.MeV, il est dominant avec des contributions de l'ordre de 20% alors que la cassure représente une fraction de moins de 2% de la fonction d'onde totale. Les figures 4.18 et 4.19 représentent les fonctions de corrélation obtenues pour différentes vitesses de faisceau pour une corrélation initiale attractive et répulsive. La figure 4.18 montre les mêmes corrélations mais après soustraction de la contribution des cas où les deux neutrons restent dans la cible. Cette soustraction est réalisée en ajustant la courbe des corrélations initiales de sorte à ce quelle coïncide en son maximum avec la corrélation finale dans le cas où $v=50$ A.MeV et 20 A.MeV. Pour les autres énergies de faisceau, le même coefficient d'ajustement est utilisé car on n'a pas de point de repère particulier sur la courbe. Cette soustraction approximative permet de faire ressortir les corrélations à petit angle relatif pour la force attractive et à grand angle relatif pour la force répulsive.

Deux cas distincts apparaissent sur les courbes : à 20 A.MeV, la contribution du transfert est très forte et les corrélations de la cible dominant. En revanche, pour les vitesses supérieures à 40 A.MeV, la contribution de la cible domine encore mais parce que le projectile est rapide et provoque moins d'émission.

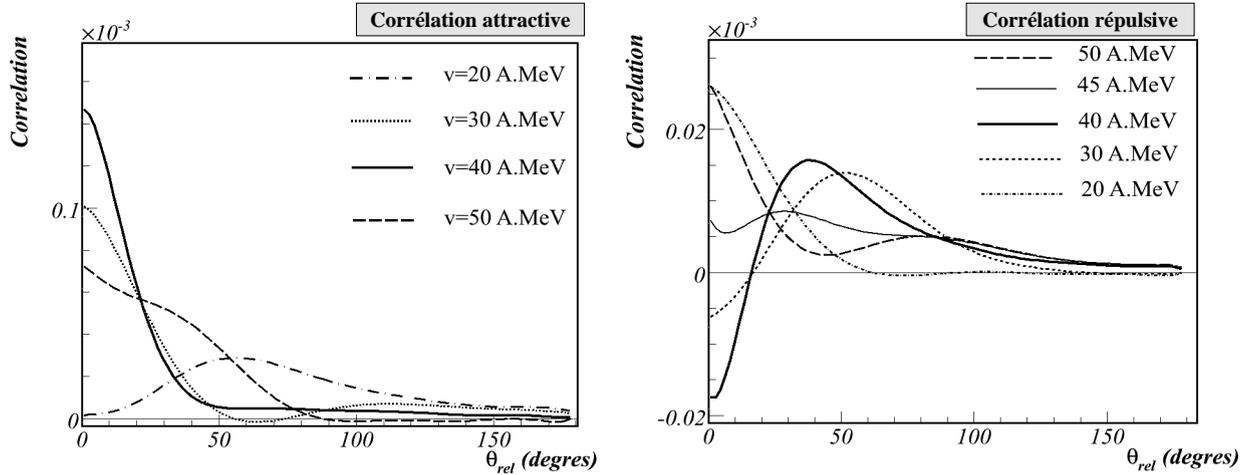


FIGURE 4.18 – Fonctions de corrélation pour différentes vitesses incidentes du projectile (20, 30, 40 et 50 A.MeV) pour une corrélation initiale attractive (à gauche) et une corrélation initiale répulsive (à droite), sans soustraction de la cible .

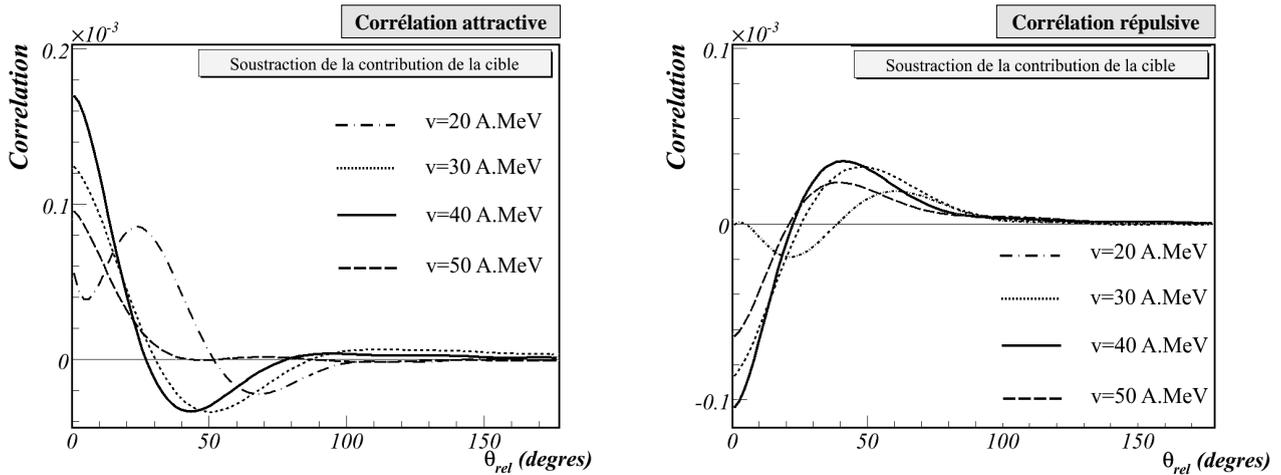


FIGURE 4.19 – Fonctions de corrélation pour différentes vitesses incidentes du projectile (20, 30, 40 et 50 A.MeV) pour une corrélation initiale attractive (à gauche) et une corrélation initiale répulsive (à droite) après soustraction de la contribution des corrélations induites par le cas où les deux neutrons restent dans la cible .

Tous les tests présentés dans ce paragraphe sur les paramètres du calcul montrent que la contribution des corrélations des deux neutrons restés dans la cible joue un rôle important, il est donc nécessaire de bien les identifier. Ils confirment aussi la présence de fortes de corrélations à petit angle pour une corrélation attractive et d'une forte corrélation

à grand angle relatif pour une corrélation répulsive, pour une large gamme de paramètres d'impact, d'énergies de liaison du projectile et d'énergies de faisceau.

4.5 Conclusion

L'évolution dynamique réalisée grâce au modèle TDDM^P est un des premiers calcul de collision prenant en compte les corrélations à deux corps au-delà du champ moyen. Les corrélations finales entre les deux derniers neutrons d'un noyau d'¹⁶O se cassant sur une cible de ²⁰⁸Pb ont pu être extraites pour deux types de corrélations initiales différentes. D'une part, ce calcul a permis de montrer que les différences observées entre les deux configurations sont discernables des effets simplement liés à la cinématique de la réaction. Et d'autre part, ce premier calcul dynamique TDDM^P avec deux types de corrélations confirme notre intuition de la cassure nucléaire (*cf.* figure 1.8). Si les deux nucléons sont fortement corrélés, ils sont émis ensemble lors de la cassure nucléaire. En revanche, s'ils sont anti-corrélés, seul l'un d'entre eux est émis et le deuxième reste dans la cible.

De plus amples études peuvent être menées à partir du modèle développé lors de cette thèse, notamment pour des mécanismes de réaction tels que le transfert ou la fusion. En particulier, pour les réactions à basse énergie, les effets des corrélations à deux corps sont importants et peuvent être étudiés à l'aide de cette théorie.

Deuxième partie

Etude expérimentale de la cassure nucléaire de l'⁶He

Chapitre 5

La rencontre d'un mécanisme et d'un noyau : Le “Towing Mode” de l' ^6He .

*On ne montre pas sa grandeur pour être à une extrémité,
mais bien en touchant les deux à la fois
Blaise Pascal*

Dans ce chapitre, l'aspect expérimental de la cassure nucléaire d'un noyau corrélé est envisagé. Les noyaux borroméens sont le lieu privilégié de l'étude des corrélations à deux corps. Leur existence même est liée à l'interaction entre leur coeur et les deux neutrons de leur halo. La forte corrélation de ces deux neutrons peut être explorée à l'aide du “Towing-Mode”, comme nous l'avons montré dans la partie précédente. Parmi les noyaux borroméens connus, notre choix s'est porté sur l' ^6He . Un état des lieux des connaissances sur l' ^6He est tout d'abord donnée avant d'aborder son étude à travers le mécanisme de Towing-Mode sur une cible de Plomb.

5.1 Le choix de l' ^6He

Parmi les noyaux à halo, le choix de l' ^6He pour l'étude des corrélations à deux corps se base sur plusieurs considérations : sa structure simple de noyau borroméen, les propriétés de son continuum ainsi que les taux de production élevé auprès des accélérateurs.

5.1.1 Le halo de deux neutrons de l' ${}^6\text{He}$

Les noyaux à halos ont été mis en évidence expérimentalement par des mesures de sections efficaces totales de réaction pour des noyaux légers [Tan88] révélant un rayon anormalement élevée pour les noyaux d' ${}^6\text{He}$, de ${}^{11}\text{Li}$, de ${}^{11}\text{Be}$, de ${}^{14}\text{Be}$ et de ${}^{17}\text{B}$ (cf. figure 5.1). En effet, les sections efficaces totales d'interaction des noyaux à halos, $\sigma_I(A)$, sont nettement supérieures aux sections efficaces pour leur coeur, $\sigma_I(A - \text{halo})$. De plus, elles obéissent approximativement à la relation d'additivité :

$$\sigma_I(A) = \sigma_I(A - \text{halo}) + \sigma_{-\text{halo}} \quad (5.1)$$

où $\sigma_{-\text{halo}}$ représente la section efficace de dissociation du noyau à halo conduisant à la perte des neutrons du halo [War00, War96] (cf. figure 5.1). Ces systèmes peuvent être donc décomposés en deux sous-systèmes : le coeur et le (ou les) neutrons du halo [Han87, Oga92].

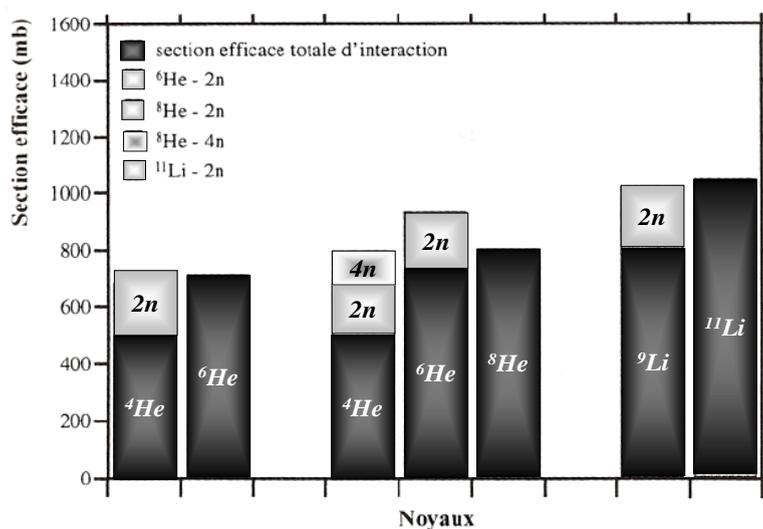


FIGURE 5.1 – Sections efficaces d'interaction totales pour les noyaux à halo et leurs coeurs. Les sections efficaces de dissociation du noyau à halo mesurées sur une cible de ${}^{12}\text{C}$ à 800 MeV/A sont également représentées dans la colonne située à droite [Gre97].

La présence d'un halo pour l' ${}^6\text{He}$ a aussi été confirmée par des études de diffusion élastique. En particulier, les distributions de matière dans les noyaux à halo et le rayon ont été extraits. Les résultats obtenus à travers diverses analyses théoriques sont présentés dans le tableau (5.1). Cependant, ces expériences montrent peu de sensibilité aux détails de structure [Wep00] car le processus est plus sensible à la taille du coeur qu'aux nucléons du halo [Kor97].

| Référence | rms(4n) | rms(2n) | rms(matière) | Méthode |
|--|-------------|-------------|--------------|-----------------------------|
| <i>Section efficace d'interaction :</i> | | | | |
| [Tan85] | 2,59 ± 0,04 | - | - | Glauber |
| <i>Diffusion élastique p à ~ 700 MeV/A :</i> | | | | |
| [Alk97, Ege02] | 2,48 ± 0,11 | 2,97 ± 0,24 | 2,30 ± 0,07 | Glauber |
| [Alk97, Alk98] | - | - | 2,50 ± 0,07 | 3 corps + projectile |
| [Alk97, Abu96] | 2,78 | - | 2,51 | Glauber complet |
| [Alk97, Tom00] | - | - | 2,38 | corrélation dynamique |
| [Neu02, Alk02] | - | 2,88 ± 0,27 | 2,30 ± 0,06 | Glauber (densité réalistes) |
| <i>Approches théoriques :</i> | | | | |
| [Cso93] | 2,65 | - | - | configurations $t + t$ |
| [Ara99] | 2,57-2,77 | - | - | $3n + n$ pour l' α |

TABLE 5.1 – Expériences de diffusion élastique de l'⁶He

En revanche, la diffusion inélastique [Lag01, Ste02] est sensible à la forme de la distribution et donc au halo. La figure 5.2 donne les sections efficaces attendues pour un noyau avec et sans halo, dans le cadre d'un modèle microscopique, basé sur un potentiel optique complexe et non local. Les données expérimentales signent clairement la présence d'un halo pour l'⁶He.

5.1.2 Le continuum de l'⁶He

Le continuum connu de l'⁶He est essentiellement constitué par le premier état excité qui est une résonance 2^+ d'énergie $E_r=1,797 \pm 0,025$ MeV et de largeur $\Gamma=0,113$ MeV [Ajz88]. Le reste du spectre, au delà de cette résonance, reste mal connu.

Les modèles utilisant les harmoniques sphériques [Ers97, Dan98] prédisent, à basse énergie d'excitation ($E_d < 10$ MeV), un second état 2^+ ainsi que des états 1^+ et 0^+ . La structure particulière du noyau à halo permet aussi d'envisager un mode d'oscillation dipolaire entre les deux neutrons et le coeur ("soft dipole resonance", SDR), prédite théoriquement comme une excitation 1^- [Ike92, Han93].

Expérimentalement, la diffusion inélastique est un outil pour l'étude des états du continuum de l'⁶He [Cre07]. En particulier dans l'expérience [Lag02], plusieurs états entre 3 et 6 MeV ont été interprétés comme des états 0^+ , 2^+ et 1^- . L'attribution de l'état 1^- se base sur l'énergie de ce pic (1,8 MeV) en accord avec les calculs [Fun94] et [Cso93] qui prédisent un pic autour de 1,5 MeV (*cf.* figure 5.3), malgré le désaccord sur la largeur de ce pic.

Une autre approche du continuum de l'⁶He et notamment la recherche de résonance dipolaire douce, peut être réalisée grâce aux réactions d'échange de charge [Sak93, Jan96,

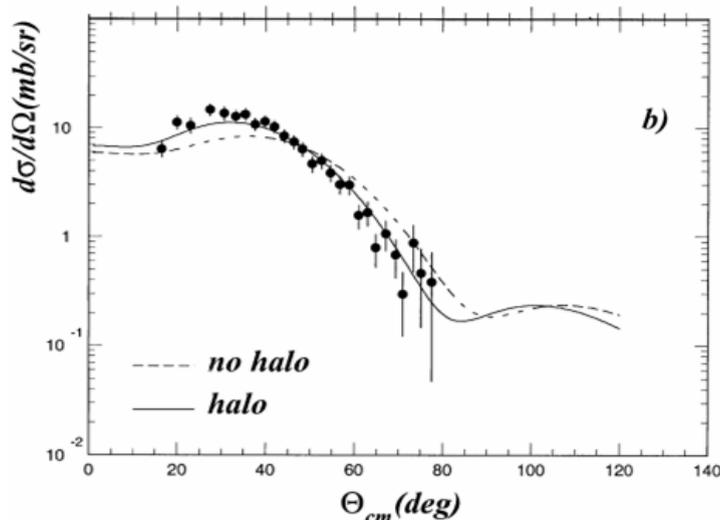


FIGURE 5.2 – Section efficace différentielle pour la diffusion inélastique à 40,9 A.MeV [Lag01] comparée aux prédictions d’un modèle microscopique pour un noyau avec et sans halo.

Nak00, Nak00]. La réaction ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$ [Nak01] a permis d’observer la résonance dipolaire douce autour de 3 MeV avec une largeur de 4 ± 1 MeV et cette interprétation est confortée par les calculs *ab initio* de la référence [Nav01].

Les schémas de niveaux obtenus à travers ces expériences sont reportés sur la figure 5.3. Les résultats obtenus par des expériences de diffusion inélastiques [Lag02] ou de cassure coulombienne [Aum99] y figurent aussi. Ils montrent un grand désaccord entre eux, mais aussi avec les modèle théoriques [Cso93, Aoy02, Ers97, Cob97, Dan98] (*cf.* figure 5.3).

Récemment, la réaction ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^+){}^6\text{He}$ [Har07] a permis d’étudier l’état excité 2^+ de l’ ${}^6\text{He}$. L’avantage des réactions photonucléaires est que les interactions dans l’état initial et final sont faibles si l’énergie des γ est choisie de sorte que les π^+ ne soient pas excités vers leur état résonant $\Delta(1232)$. Cette étude suggère que l’état 2^+ de l’ ${}^6\text{He}$ présente aussi un halo.

5.1.3 Aspect expérimental

Le dernier avantage de l’ ${}^6\text{He}$ est son taux de production auprès d’un accélérateur tel que le GANIL. Un faisceau Spiral d’ ${}^6\text{He}$ possède une intensité supérieure de 10^6 à 10^7 pps alors qu’un faisceau de ${}^{14}\text{Be}$ ou ${}^{17}\text{B}$ est beaucoup moins intense.

D’autre part expérimentalement, la cassure de l’ ${}^6\text{He}$ laisse l’ α dans un état non excité ne nécessitant donc pas la détection, en coïncidence avec un α et deux neutrons,