



HAL
open science

Modélisation des collisions nucléaires aux énergies de Fermi : validation à l'aide des données INDRA

A. van Lauwe

► **To cite this version:**

A. van Lauwe. Modélisation des collisions nucléaires aux énergies de Fermi : validation à l'aide des données INDRA. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2003. Français. NNT : . tel-00004324

HAL Id: tel-00004324

<https://theses.hal.science/tel-00004324>

Submitted on 26 Jan 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

- [Ste96] J. C. Steckmeyer et al.
Properties of very hot nuclei formed in $^{64}\text{Zn}+^{nat}\text{Ti}$ collisions at intermediate energies,
Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 4895.
- [Ste00] J. C. Steckmeyer et al.
Excitation energy and angular momentum of quasiprojectiles produced in the Xe+Sn
collisions at incident energies between 25 and 50 MeV/nucleon,
Nucl. Phys. **A686** (2001) 537.
- [Sur89] E. Suraud et al.
Explosions in Landau-Vlasov dynamics,
Nucl. Phys. **A495** (1989) 73.
- [Sur95] E. Suraud,
Equations cinétiques en physique des ions lourds,
Cours de l'école Joliot Curie (France) (1995).
- [Sur98] E. Suraud,
Physique des collisions nucléaires,
Collection enseignement des sciences Hermann (1998).
- [Tir98] O. Tirel,
Origine dynamique de la multifragmentation nucléaires,
Thèse, Université de Caen (1998).
- [Vau72] D. Vautherin and D.M. Brink,
Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. I. Spherical nuclei,
Phys. Rev. **C5** (1972) 626.
- [Vau87] D. Vautherin, J. Treiner and M. Veneroni,
Evolution of hot compressed nuclei in the time-dependent Hartree-Fock approxima-
tion
Phys. Lett. **B191** (1987) 6.
- [Vie02] E. Vient et al.
Can we really measure the internal energy of hot nuclei with a 4 pi detection array?,
Nucl. Phys. **A700** (2002) 555.
- [Vio85] V. E. Viola, K. Kwiatkowski and M. Walker,
Systematics of fission fragment total kinetic energy release,
Phys. Rev. **C31** (1985) 1550.
- [Wei37] V. Weiskopff, Phys. Rev. **52** (1937) 69.
- [Xu02] H. Xu et al.
Fragment isospin as a probe of heavy-ion collisions,
Phys. Rev. **C65** (2002) 061602.
- [Yar81] Y. Yariv and Z. Fraenkel,
Intranuclear cascade calculation of high energy heavy ion collisions: Effect of inter-
actions between cascade particles,
Phys. Rev. **C24** (1981) 488.

- [Pom95] B. Nerlo-Pomorska et K. Pomorski,
Simple formula for nuclear charge radius,
Z. Phys. **A348** (1994) 169.
- [Pou95] J. Pouthas et al.
INDRA, a 4 π charged product detection array at GANIL,
Nuclear Instruments and Methods, **A357** (1995) 418.
- [Pou96] J. Pouthas et al.
The electronics of the INDRA 4 detection array,
Nuclear Instruments and Methods, **A369** (1996) 222.
- [Rad02] A. H. Raduta et A. R. Raduta,
Echoes of the liquid-gas phase transition in multifragmentation,
Nucl. Phys. **A703** (2002) 876.
- [Ran74] J. Randrup, W.J. Swiatecki et C.F. Tsang,
Berkeley Laboratory report, LBL-3603 (1974).
- [Rem95] B. Remaud,
Modélisation des réactions nucléaires avec des ions lourds,
Cours de l'école Joliot Curie (France) (1995).
- [Rud91] G. Rudolf et al.
XYZt, a multidetector for fast intermediate-mass fragments,
Nuclear Instruments and Methods, volume **A307** (1991) 325.
- [Sal97] S. Salou, Etude de la multifragmentation dans les collisions centrales pour le système Xe + Sn entre 32 et 50 A.MeV : mesure de l'énergie collective d'expansion et du volume de freeze-out,
Thèse de l'université de Caen (France) (1997).
- [Sau76] G. Sauer et al.
Thermal properties of nuclei,
Nucl. Phys. **A264** (1976) 221.
- [Sie98] A. Siwek, D. Durand., F. Gulminelli et J. Peter,
Investigating the nuclear caloric curve with a sequential statistical model,
Phys. Rev. **C57** (1998) 2507.
- [Sky56] T. H. R. Skyrme,
Phil. Mag. 1 (1956).
- [Sou00] S. R. Souza et al.
Nuclear isotope thermometry,
Phys. Rev. **C62** (2000) 064607.
- [Sta92] D. Stauffer and A. Aharony,
Introduction to Percolation Theory, 2nd Edition (Taylor and Francis, London 1992).
- [Ste84] J. C. Steckmeyer et al.
Angular momentum transfer and spin dealignment mechanisms in damped nuclear reactions Ar+Bi and Ni+Pb,
Nucl. Phys. **A427** (1984) 357.

- [Neb99] R. Nebauer et al.
Multifragmentation in Xe + Sn at 50 A MeV : confrontation of theory and data,
Nucl.Phys. **A658** (1999) 67.
- [Neb01] R. Nebauer et J. Aichelin,
Thermodynamics a valuable approach to multifragmentation?,
Nucl. Phys. **A683** (2001) 605.
- [Ngu98] A.D. Nguyen,
Caractérisation spatio-temporelle de la matière dans la fragmentation nucléaire,
Thèse, Université de Caen (1998).
- [Ono92] A. Ono,
Fragment formation studied with antisymmetrized version of molecular dynamics
with two-nucleon collisions,
Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 2898.
- [Ono02] A. Ono, S. Hudan, A. Chbihi et J.D. Frankland,
Compatibility of localized wave packets and unrestricted single particle dynamics for
cluster formation in nuclear collisions
Phys. Rev. **C66** (2002) 014603.
- [Par02a] M. Pârlog et al.
Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of
ions: Part I: recombination of δ -electrons
Nuclear Instruments and Methods, **A482** (2002) 674.
- [Par02b] M. Pârlog et al.
Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of
ions: Part II: calibration and identification in the INDRA array.
Nuclear Instruments and Methods, **A482** (2002) 693.
- [Paw00] P. Pawlowski et al.
Prompt light emission in the $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ reaction at 95 A.MeV,
Eur. Phys. Jour. **A9** (2000) 371.
- [Pet90] J. Peter et al.
Global variables and impact parameter determination in nucleus-nucleus collisions
below 100 MeV/u,
Nucl. Phys. **A519** (1990) 611.
- [Pet87] C.J. Pethick and G. Ravenhall,
Instabilities in hot nuclear matter and the fragmentation process,
Nucl. Phys. **A471** (1987) 19.
- [Pla99] E. Plagnol et al.
Onset of midvelocity emissions in symmetric heavy ion reactions,
Phys. Rev. **C61** (2000) 014606.
- [Poc95] J. Pochodzalla,
Probing the Nuclear Liquid-Gas Phase Transition,
Phys Rev Lett **75** (1995) 10401043.

- sions at 60 MeV/u,
Phys. Lett. **B315** (1993) 34.
- [Lop01] O. Lopez et al.
Experimental signatures of the nuclear liquid-gas phase transition,
Nucl. Phys. **A685** (2001) 246.
- [Lop03] O. Lopez,
Private Communication.
- [Lou94] M. Louvel et al.
Rapid decrease of fragment emission time in the range of 3-5 MeV/u excitation energy,
Phys. Lett. **B320** (1994) 221.
- [Luk97] J. Lukasik et al.
Dynamical effects and intermediate mass fragment production in peripheral and semicentral collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucleon,
Phys. Rev. **C55** (1997) 1906.
- [Mar95] N. Marie,
Mouvement collectif et multifragmentation dans les collisions centrales du système Xe + Sn à 50 MeV par nucléon,
Thèse, Université de Caen (1995).
- [Mar97] N. Marie et al.
A hot expanding source in 50 A MeV Xe+Sn central reactions,
Phys. Lett. **B391** (1997) 15.
- [Mar00] E. Martin et al.
Transition in isospin behavior between light and heavy fragments emitted from excited nuclear systems,
Phys. Rev. **C62** (2000) 027601.
- [Mas99] A.M. Maskay-Wallez,
Nouvelle méthode de sélection et caractérisation des événements monosource dans les collisions Ni + Ni à 32 A.MeV,
Thèse de l'université de Lyon (France) (1999).
- [Met95] V. Metivier,
Mécanisme de réaction et de dissipation de l'énergie dans les collisions symétriques noyau-noyau de 25 à 74 MeV/u: apport des mesures exclusives du multidétecteur INDRA,
Thèse, Université de Caen (1995).
- [Met53] N. Metropolis, A.W Rosenbluth, A.H. Teller et E. Teller,
J. Chem. Phys. **21** (1953) 1087.
- [Mor96] L.G. Moretto,
Charge correlations and dynamical instabilities in the multifragment emission process
Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 2634.
- [Mye66] W.D. Myers et W.J. Swiatecki,
Nucl. Phys. **81** (1966) 1.

- [Kol96] A. Kolomiets, V.M. Kolomietz et S. Shlomo,
Nuclear temperature of the disassembling source in central heavy-ion collisions from isotope yields,
Phys. Rev. **C54** (1996) 472.
- [Kru85] H. Kruse, B.V. Jacakand et H. Stocker,
Microscopic theory of pion production and sideways flow in heavy-ion collisions,
Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 289.
- [Lac98] D. Lacroix and Ph. Chomaz,
Expansion and evaporation of hot nuclei: comparison between semi-classical and quantal mean-field approach,
Nucl. Phys. **A636** (1998) 85.
- [Lac02] D. Lacroix,
Lecture notes on "Macroscopic aspects of fusion reaction", International Joliot-Curie School (2002).
- [Lav01] F. Lavaud,
Etude de la multifragmentation pour le système Au + Au entre 40 et 100MeV/A : expansion et flot radial,
Thèse, Université Louis Pasteur Strasbourg I (2001).
- [Lec94] J. F. Lecolley et al.
The decay of primary products in binary highly damped $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$ collisions at 29 MeV/u,
Phys. Lett. **B325** (1994) 317.
- [Lef97] T. Lefort,
Etude de l'écoulement de matière nucléaire avec le multidétecteur INDRA,
Thèse de l'Université de Caen (France) (1997).
- [Lef99] A. LeFevre, L.M. Ploszajczak et V.D. Toneev,
Multifragmentation of nonspherical nuclei,
Phys. Rev. **C60** (1999) 051602.
- [Len99] N. Le Neindre,
Aspect Thermodynamique de la multifragmentation,
Thèse de l'université de Caen (France) (1999).
- [Let02] A. Letourneau et al.
Composite-particle emission in the reaction p + Au at 2.5 GeV,
Nucl. Phys. **A712** (2002) 133.
- [Lop89] J. Lopez and J. Randrup,
Multifragmentation versus sequential fission : observable differences?,
Nucl. Phys. **A491** (1989) 447.
- [Lop90] J. A. Lopez and J. Randrup,
Nucl. Phys. **A512** (1990) 345.
- [Lop93] O. Lopez et al.
Evidence for fast and simultaneous multi-fragment emission in central Kr+Au colli-

- [Fri90] W. A. Friedman et al.
Rapid massive cluster formation,
Phys. Rev. **42** (1990) 667.
- [Ger00] M. Germain et al.
Evidence for dynamical proton emission in peripheral Xe + Sn collisions at 50 MeV/u,
Phys. Lett. **B488** (2000) 211.
- [Gin02] L. Gingras et al.
Origins of intermediate velocity particle production in heavy ion reactions,
Phys. Rev. **C65** (2002) 061604.
- [Gou00] D. Gourio et al.
Emission time scale of light particles in the system Xe + Sn at 50 A MeV. A probe for dynamical emission?,
Eur. Phys. Jour. **7** (2000) 245.
- [Gua97] A. Guarnera, Ph. Chomaz, M. Colonna et J. Randrup,
Multifragmentation with Brownian one-body dynamics,
Phys. Lett. **403** (1997) 191.
- [Gul03] F. Gulminelli,
Phase coexistence in nuclei,
Habilitation à Diriger des Recherches, LPC Caen, (2003) LPCC 03-06.
- [Gro90] D. H. E. Gross,
Statistical decay of very hot nuclei—the production of large clusters,
Rep. Prog. Phys. **53** (1990) 605.
- [Hau52] H. Hauser and H. Feshbach,
The Inelastic Scattering of Neutrons,
Phys. Rev. **87** (1952) 366.
- [Hud01] S. Hudan,
Etudes expérimentale et théorique de la production de fragments dans les collisions Xe + Sn de 25 à 150 A.MeV,
Thèse, Université de Caen (2001).
- [Hud03] S. Hudan et al.
Characteristics of the fragments produced in central collisions of $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Sn}$ from 32 to 50 A.MeV,
Phys. Rev. **C67** (2003) 64613.
- [Jac96] B. Jacquot et al.
Fluid dynamical approach to spinodal instabilities in finite nuclear systems,
Phys. Lett. **B383** (1996) 2247.
- [Jah99] U. Jahnke et al.
Prevalence of fission and evaporation in the decay of heavy nuclei excited up to 1000 MeV with energetic antiprotons,
Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4959.

- [Dor93] C. Dorso et J. Randrup,
Early recognition of clusters in molecular dynamics,
Phys. Lett. **B301** (1993) 328.
- [Dor01] D. Dore et al.
Properties of light particles produced in Ar+Ni collisions at 95A.MeV: prompt emission and evaporation,
Phys. Rev. **C63** (2001) 034612.
- [Dur92] D. Durand,
An event generator for the study of nuclear collisions in the Fermi energy domain: formalism and first applications,
Nucl. Phys. **A541** (1992) 266
- [Dur93] D. Durand et B. Tamain,
La théorie statistique: perspective et limites
Cours donné à l'école Joliot-Curie, 1993, Maubuisson (France).
- [Dur01] D. Durand, E. Suraud et B. Tamain,
Nuclear Dynamics in the Nucleonic Regime,
IOP Publishing, (2001)
- [Dra89] D. Drain et al.
The particle detector array AMPHORA,
Nuclear Instruments and Methods **A281** (1989) 528.
- [Eco95] P. Ecomard,
Premières expériences de multifragmentation à l'aide du multidétecteur INDRA,
Thèse, Université de Caen (1995).
- [Ell03] J.B. Elliott et al.
Constructing the phase diagram of finite neutral nuclear matter,
Phys. Rev. **C67** (2003) 24609.
- [Fai83] G.Fai et J.Randrup,
Statistical simulation of complete events in energetic nuclear collisions,
Nucl. Phys. **A404** (1993) 551.
- [Fel90] H. Feldmeier,
Fermionic molecular dynamics,
Nucl. Phys. **A515** 1990 147.
- [Fra01a] J. D. Frankland et al.
Multifragmentation of a very heavy nuclear system: bulk properties and spinodal decomposition,
Nucl. Phys. **A689** (2001) 940.
- [Fra01b] J. D. Frankland et al.
Multifragmentation of a very heavy nuclear system. I. Selection of single-source events,
Nucl. Phys. **A689**(2001) 905.

- [Cho99] Ph. Chomaz et F. Gulminelli,
Phase transition in an isospin dependent lattice gas model,
Phys. Lett. **B447** (1999) 221.
- [Col95] M. Colonna, Ph. Chomaz, A. Guarnera, et B. Jacquot,
Spinodal instabilities in expanding Fermi Liquids,
Phys. Rev. **C51** (1995) 2671.
- [Col03] J. Colin et al.
Dynamical effects in multifragmentation at intermediate energies,
Phys. Rev. **C67** (2003) 64603.
- [Cug81a] J. Cugnon, T. Mizutani et J. Vandermeulen,
Equilibration in relativistic nuclear collisions. A Monte Carlo calculation,
Nucl. Phys. **A352** (1981) 505.
- [Cug81b] J. Cugnon, J. Knoll et J. Randrup,
Participant intimacy. A cluster analysis of the intranuclear cascade,
Nucl. Phys. **A360** (1981) 444.
- [Cus03] D. Cussol,
Limitation of energie deposition in classical N body dynamics,
Phys. Rev. **C68** (2003) 14602.
- [D'a00] D'Agostino et al.
Negative heat capacity in the critical region of nuclear fragmentation: an experimen-
tal evidence of the liquid-gas phase transition,
Phys. Lett. **B473** (2000) 219.
- [D'a02] D'Agostino et al.
On the reliability of negative heat capacity measurements,
Nucl. Phys. **A699** (2002) 795.
- [Day80] R. A. Dayras et al.
Angular momentum transfer in the reactions induced by 166 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{63}\text{Cu}$
Phys. Rev. **C22** (1980) 14851508.
- [Day86] R. A. Dayras et al.
Peripheral interactions for 44 MeV/u ^{40}Ar on ^{27}Al and ^{nat}Ti targets,
Nucl. Phys. **A460** (1986) 299.
- [Day03] R. A. Dayras,
En préparation,
- [Des00] P. Desesquelles et al.
New method for the discrimination of single-source events in heavy-ion collisions,
Phys. Rev. **C62** (2000) 024614.
- [Des02] P. Desesquelles et al.
Fragment size correlations in finite systems : application to nuclear multifragmenta-
tion,
Phys. Rev. **C65** (2002) 034604.

- [Boc98] F. Bocage,
Production statistique et hors équilibre de fragments dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires,
Thèse, Université de Caen (1998).
- [Boc00] F. Bocage et al.
Dynamical effects in nuclear collisions in the Fermi energy range : aligned breakup of heavy projectiles,
Nucl. Phys. **A676** (2000) 391.
- [Bon76] P. Bonche, S. Koonin et J.P. Negele,
One-dimensional nuclear dynamics in the time-dependent Hartree-Fock approximation,
Phys. Rev. **C13** (1976) 1226.
- [Bon85] J.P. Bondorf et al.
Statistical multifragmentation of nuclei. I. Formulation of the model,
Nucl. Phys. **A443** (1985) 321.
- [Bon95] J.P. Bondorf et al.
Statistical multifragmentation of nuclei,
Phys. Rep. **257** (1995) 133.
- [Bor01] B.Borderie et al.
Evidence for spinodal decomposition in nuclear multifragmentation,
Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3252.
- [Bou01] B. Bouriquet,
Relaxation en forme et multifragmentation nucléaire,
Thèse de l'université de Caen, (2001).
- [Brz90] J. Brzychczyk et J.Lukasik,
A simple parametrisation of conditional saddle-point energies,
Nucl. Phys. **A535** (1991) 272.
- [Brz98] J. Brzychczyk et al.
Diversity of fragment sizes in multifragmentation of gold nuclei induced by relativistic ^3He ions,
Phys. Rev. **C58** (1998) 1372.
- [Cam03] X. Campi, H. Krivine, E. Plagnol et N. Sator,
Little big bang scenario of multifragmentation,
Phys. Rev. **C67** (2003) 044610.
- [Cav90] C. Cavata et al.
Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus, collisions
Phys. Rev. **C42** (1990) 1760.
- [Cha88] R. J. Charity et al.
Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions
Nucl. Phys. **A483** (1988) 371.

Bibliographie

- [Abe96] Y. Abe, S. Ayik, P.G. Reinhard and E. Suraud,
On stochastic approaches of nuclear dynamics,
Phys. Rep. **275** (1996) 49.
- [Aic85] J. Aichelin and G.F. Bertsch,
Numerical simulation of medium energy heavy ion reactions,
Phys. Rev. **C31** (1985) 1730.
- [Aic91] J. Aichelin,
Quantum molecular dynamics, a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions,
Phys. Rep. **202** (1991) 233.
- [Bab80] R. Babinet et al.
Light particle emission in deeply inelastic collisions of 280 MeV $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$: thermal equilibrium and angular momentum transfer,
Z. Phys. **295** (1980) 153.
- [Bal95] R. Balian,
De la mécanique statistique hors équilibre aux équations de transport,
Cours de l'école Joliot Curie (1995), Maubuisson (France).
- [Bea00] L. Beaulieu et al.
Signals for a transition from surface to bulk emission in thermal multifragmentation,
Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5971.
- [Bel00] N. Bellaïze,
Fragmentation dans les collisions centrales du système Ni + Au de 32 à 90 MeV,
Thèse, Université de Caen (2000).
- [Bet30] H.A. Bethe,
Ann Phys **5** (1930) 325.
- [Biz86] G. Bizard et al.
A plastic multidetector for light nuclei identification at GANIL,
Nuclear Instruments and Methods, **A244** (1986) 483.
- [Bla99] J.P. Blaizot,
Breathing modes and compressibility,
Nucl. Phys. **A649** (1999) 61.
- [Blo77] J. Blocki, J. Randrup, W. J. Swiatecki et C. F. Tsang
Ann. Phys. (N.Y.) **105** (1977) 427.

la composition isotopique, le transfert de moment angulaire. Des premières études sur le système Ni + Ni de 32 à 82 MeV/u montrent que les paramètres d'entrée du modèle sont pratiquement invariants par rapport au système Xe + Sn. Pour ce système, la reproduction des données est très bonne. Une analyse systématique basée sur une méthode dite de backtracing ([Lop03]) devrait permettre une estimation fine des paramètres du modèle sur la base de critères quantitatifs bien définis. Parallèlement, des contraintes supplémentaires pourraient être apportées par des comparaisons avec les systèmes asymétriques. Il est aussi possible de tester le modèle à basse énergie (5-10 MeV/u) afin de rendre compte de la fusion. En effet la prise en compte des interactions dans l'état final permet de réaliser la fusion complète des deux partenaires de la réaction.

La maîtrise des caractéristiques des partitions initiales (composition isotopique, énergie d'excitation totale, énergie de rotation, énergie de masse...) sont des atouts importants pour diverses analyses (équilibration en isospin, calorimétrie...), permettant par exemple de mesurer directement l'influence de la mesure expérimentale ou l'influence de processus hors équilibre. Dans les méthodes de reconstruction de source thermalisée ou du quasi-projectile (taille, vitesse, énergie d'excitation, spin), les informations sur des émissions de pré-équilibre, les taux de production des neutrons et de leur distribution en énergie sont alors utiles. L'accès direct avant désexcitation aux différentes énergies et plus particulièrement à l'énergie d'excitation totale ou individuelle, permet d'évaluer l'influence des biais expérimentaux. De plus, nous avons vu que les fluctuations d'énergie cinétique pour les fragments dans les collisions centrales sont bien reproduites par la simulation, il est envisageable de réaliser des études plus précises sur d'éventuelles fluctuations anormales, et de réaliser directement des analyses spécifiques de signaux critiques pour la transition de phase nucléaire liquide-gaz.

Enfin, bien que le modèle soit essentiellement phénoménologique, les paramètres ajustables peuvent être contraints (voire éliminés). Par exemple, le pourcentage de collisions x_{col} peut, sans aucun doute, être relié à la section efficace nucléon-nucléon dans le milieu. De même, le paramètre d'échange de nucléons β pourrait être éliminé en tenant compte spécifiquement des transferts de nucléons en fonction de leur position et de leur vitesse plutôt que de le faire aléatoirement comme c'est le cas en l'état actuel des choses. Ainsi, il est fort possible que des développements spécifiques puissent réduire le nombre de paramètres ajustables du modèle.

comparaison entre les données expérimentales et la simulation a été effectuée par la suite. Cette dernière a été possible grâce aux données recueillies par le multidétecteur INDRA. Les performances du détecteur ont permis de réaliser une comparaison sur l'ensemble des collisions, des plus périphériques aux plus centrales. En effet, les quatre sélections choisies ont permis de constater que le modèle reproduisait dans une large mesure les données expérimentales sur une large gamme de paramètre d'impact. Des études plus ciblées ont été réalisées ensuite sur les collisions centrales. Bien que les effets du filtre expérimental et des sélections jouent un rôle important, nous avons constaté que la simulation était capable de reproduire les données expérimentales sur l'ensemble de la gamme en énergie étudiée (25, 50 et 80 MeV/u). Les distributions de charge, distributions en énergie cinétique, les fluctuations en énergie, les variables de forme de l'événement, certaines corrélations internes aux événements ainsi que les distributions angulaires sont bien reproduites par le modèle. Une étude particulière a été entreprise sur les caractéristiques des particules émises hors équilibre comme celles issues des collisions dures nucléon-nucléon dans le milieu. En effet, une partie des particules légères est émise de manière statistique lors de la phase de décroissance alors qu'une autre partie l'est dès les premiers instants de la collision. Les particules de pré-équilibre sont préférentiellement émises proche du centre de masse avec des énergies plus importantes que pour les particules provenant d'une phase d'évaporation. L'évaluation du pourcentage d'émission de particules de pré-équilibre a par ailleurs montré que certaines particules (comme les deutons) sont émises préférentiellement dans les premiers instants de la collision. La conclusion de cette étude met en avant, à travers les hypothèses du modèle, l'influence du mouvement relatif et du mouvement interne (dit de Fermi) des nucléons sur le système dans l'état final. Rappelons que dans le modèle HIPSE, les impulsions des nucléons ne sont pas relaxées au cours de la réaction. Les propriétés cinématiques des fragments de la partition avant désexcitation sont donc, dans une large mesure, le reflet de l'impulsion des nucléons de la cible et du projectile. Le bon comportement du modèle pour les variables cinématiques montre que le mouvement collectif des fragments est liée à la cinématique de la voie d'entrée. Pour ce qui est des fluctuations, c'est le mouvement interne des nucléons associé à la phase de coalescence du modèle qui joue un rôle prépondérant.

Enfin, dans un dernier chapitre, nous avons montré les limitations du générateur HIPSE concernant la description de processus particuliers liés aux cassures binaires dites dynamiques. Bien que cette dernière étude montre les limites actuelles du modèle sur des caractéristiques cinématiques spécifiques, il est possible qu'un travail particulier sur les barrières de fission ou sur la déformation du quasi-projectile permette de mieux reproduire ce type de processus. Toutefois, le générateur peut fournir des informations précieuses quant à l'influence des particules et fragments de pré-équilibre sur les méthodes de reconstruction du quasi-projectile ou du plan de réaction.

Bien que ce mémoire ne s'appuie que sur l'étude du système symétrique Xe + Sn, il a permis dans une large mesure de valider les hypothèses et concepts du modèle. Les perspectives d'utilisation du modèle sont, quant à elles, nombreuses. Tout d'abord, une étude sur l'ensemble des systèmes symétriques disponibles d'INDRA permettrait de rechercher les éventuelles lois d'échelles sur les paramètres, l'énergie d'excitation totale du système,

Conclusion

Les théories qui tentent d'expliquer la multifragmentation sont à l'heure actuelle basées soit sur l'approche statistique permettant la description des modes de décroissance des noyaux chauds, soit sur des processus dynamiques décrivant (souvent au niveau microscopique) le mode de production des fragments. Dans ce mémoire, nous avons entrepris de réaliser un générateur d'événements permettant une exploration de l'espace de phase en tenant compte des contraintes liées à la voie d'entrée de la réaction. Le générateur utilise à la fois des concepts microscopiques et des concepts macroscopiques dans le sens où l'on considère les degrés de liberté individuels des nucléons pour former les fragments et où l'évolution de ces derniers est décrite à l'aide de concepts macroscopiques (forme, potentiel, énergie d'excitation interne). Dans notre modèle, la fragmentation, obtenue à l'aide d'une phase de coalescence de nucléons, est en partie hors équilibre. La partition initiale est réalisée rapidement dans le temps, de sorte qu'il n'y a pas relaxation de l'impulsion des nucléons. Cependant, le traitement des interactions dans l'état final, qui dépend en grande partie de l'énergie disponible, autorise une large exploration de l'espace de phase permettant à HIPSE d'être utilisable aux basses et moyennes énergies. De plus, la décroissance statistique sur de grandes échelles de temps est prise en compte puisqu'une partie de l'énergie disponible est susceptible d'exciter les degrés de liberté internes des différents fragments. Le modèle est donc capable de faire le pont entre les collisions à basse énergie et à haute énergie.

Après deux chapitres d'introduction consacrés à la partie dépouillement des données de notre travail et à une brève introduction de la situation théorique concernant la description des réactions nucléaires aux énergies intermédiaires, nous avons entrepris la présentation du générateur HIPSE. Dans un second temps, les différents paramètres du modèle ont été contraints sur la base de données expérimentales. Une étude spécifique sur les collisions centrales et une autre sur les cassures du quasi-projectile dans des réactions plus périphériques ont ensuite été développées. Avant une comparaison avec les données expérimentales, nous avons abordé les caractéristiques des configurations dans l'espace de phase accessibles lors de la réaction. Nous avons accès aux propriétés isotopiques et cinématiques (multiplicité, énergie d'excitation, énergie de rotation) de la partition avant la phase de désexcitation. Ces propriétés peuvent s'avérer utiles pour tester des méthodes d'analyses (calorimétrie par exemple) ou une analyse de l'équilibration du système dans le plan N/Z lors de la réaction. Cette présentation a aussi permis de mesurer l'influence et l'importance de la phase de désexcitation des noyaux chauds (fission, évaporation...). Une

l'origine de cette non-reproduction. L'étude des cassures à trois et quatre corps a permis de montrer que les modes de production étaient encore mal reproduits pour les événement à trois corps à l'avant du centre de masse et devenaient compatibles avec les données expérimentales à quatre corps. Enfin, une rapide étude sur les particules légères nous a permis de vérifier que le générateur était capable de reproduire correctement les directions d'émissions des particules légères.

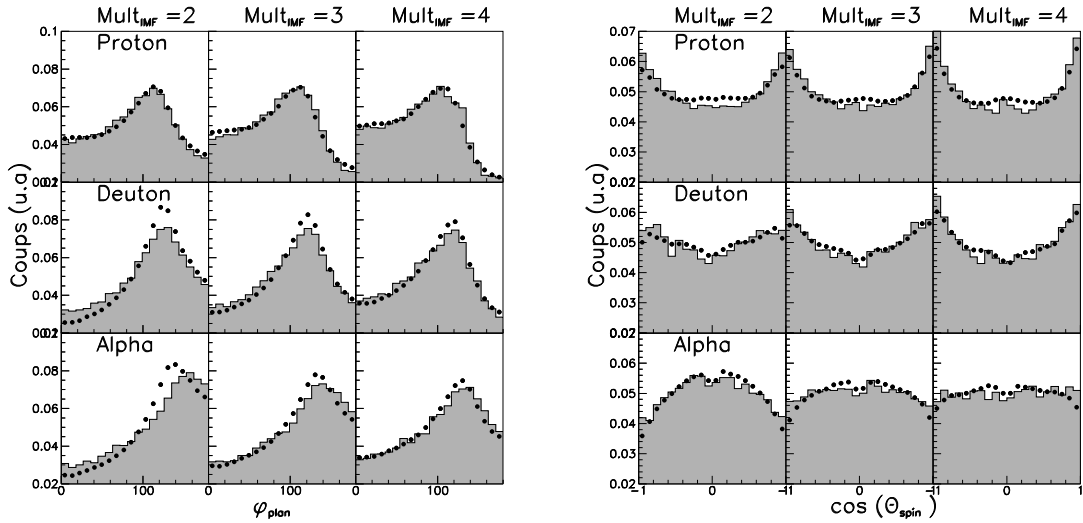


FIG. 6.14 – Distribution de l'angle ϕ_{plan} (à gauche) et de l'angle $\cos(\theta_{spin})$ (à droite) pour les protons, deutons et alphas et pour une multiplicité d'IMF de 2, 3 et de 4 (de gauche à droite). Les données expérimentales sont représentées en symbole noir tandis que la simulation est représentée en ligne continue sur fond gris. Le système étudié est le système $Xe + Sn$ à 50 MeV/u.

6.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré aux collisions périphériques et plus particulièrement aux cassures du quasi-projectile. Expérimentalement, un processus dynamique hors-équilibre a été mis en évidence : une cassure binaire incompatible avec de la fission standard. Dans un premier temps, la comparaison avec les prédictions du générateur HIPSE pour des cassures binaires a été faite. Deux types de cassures ont été mis en évidence : des cassures compatibles avec la fission standard et d'autres qui ne le sont pas. Toutefois, pour ces dernières, la simulation ne reproduit pas les caractéristiques précises des directions d'émissions. Le modèle, largement inspiré d'un scénario du type participant-spectateur privilégie un résidu du QP associé à un fragment émis au centre de masse de la réaction impliquant que ces deux fragments ne sont pas liés à une cassure du QP. Ils n'ont pas la même vitesse d'entraînement. De plus, nous avons noté que la valeur du spin semble être légèrement surestimée.

La conclusion de l'étude des cassures binaires met en évidence la limite de reproduction pour les effets dynamiques de la simulation HIPSE. Bien qu'en partie dynamique, dans le sens où l'on suit l'évolution d'un système de N fragments en interaction, la simulation HIPSE ne reproduit pas correctement le processus de cassure binaire dynamique, c'est-à-dire des cassures dans le plan de réaction. Une valeur de spin un peu élevée, une émission de fragments de vitesse intermédiaire entre centre de masse de réaction et vitesse du QP minimisée ainsi qu'un modèle participant-spectateur trop schématique semblent être à

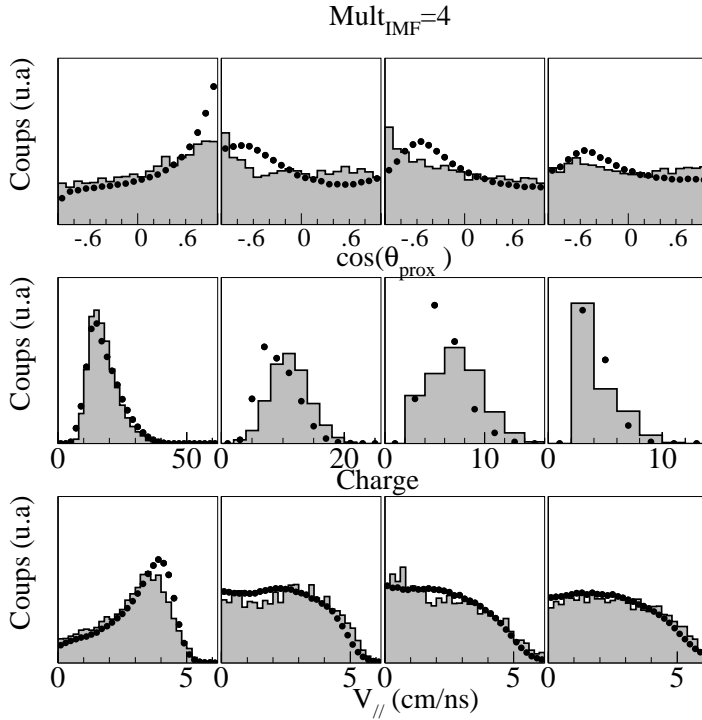


FIG. 6.13 – Distribution du $\cos(\theta_{prox})$, de la charge et de la vitesse parallèle du fragment le plus lourd au plus léger (de gauche à droite) pour une cassure à 4 corps.

fission standard : l'émission est favorisée dans le plan de réaction. Cette représentation est d'ailleurs plus réaliste lorsque les cassures sont binaires. Plus le nombre de fragments augmente, plus cette émission dans le plan de réaction s'atténue : la distribution est plus plate pour $Multi_{IMF} = 4$ que $Multi_{IMF} = 2$. Au vu de ces figures, on peut s'étonner des différences notables entre les distributions du $\cos(\theta_{spin})$ des protons et des deutons d'un côté et des particules alphas de l'autre. Pour les protons et les deutons l'émission est favorisée hors plan alors que pour les alphas elle est favorisée dans le plan. Ceci peut être compris de la façon suivante : on s'attend à ce que les processus rapides privilégient une large émission de particules hors plan. Le chapitre 5 a montré que le pourcentage d'émission de pré-équilibre était important pour les deutons et les protons et plus faible pour les alphas (Figure 5.12). Ceci explique les distributions des protons et deutons car bien que ces particules puissent être émises dans le plan de réaction par évaporation, une part importante de ces particules sont émises rapidement hors-plan. Pour les alphas, les distributions sont moins affectées car ce pourcentage est plus faible. De plus, chacun des fragments, qu'il soit au centre de masse ou proche du QP, est le siège d'une évaporation de particules légères. L'émission de particules peut contribuer à une émission hors plan.

Ainsi, bien qu'il soit relativement ardu de déterminer, grâce à ces différents angles, la nature exacte du processus mis en jeu, on constate que la simulation reproduit les distributions expérimentales. Cette reproduction met en valeur les qualités du générateur d'événements HIPSE quant aux différentes sources d'émission de particules légères.

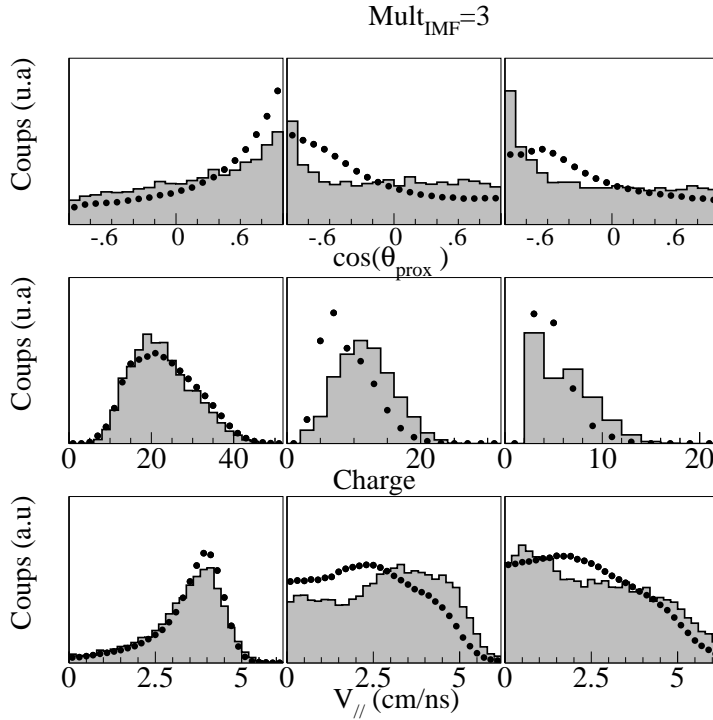


FIG. 6.12 – Distribution du $\cos(\theta_{prox})$, de charge et de vitesse parallèle du fragment le plus lourd au plus léger (de gauche à droite) pour une cassure à 3 corps.

6.4 Direction d'émission des particules légères

Nous nous intéressons, dans cette section, aux directions d'émissions des particules légères calculées dans le repère du quasi-projectile. De façon similaire aux fragments, on émet l'hypothèse que les particules légères émises à l'avant du centre de masse de la réaction proviennent du QP. Bien sûr, cette hypothèse est erronée puisqu'il faut tenir compte des particules de pré-équilibre et même de l'évaporation des divers fragments créés, eux aussi, de manière non statistique (voir discussion sur la reconstruction du QP).

La figure 6.14 présente les distributions en ϕ_{plan} pour les protons (haut), deutons (centre) et alphas (bas). Les cassures à 2, 3 et 4 corps sont représentées (de gauche à droite). On constate que les distributions sont très bien reproduites quelle que soit la nature de la particule ou la multiplicité de fragments utilisés pour la reconstruction. Ces particules légères sont donc émises préférentiellement à 120 degrés c'est-à-dire à l'arrière du QP dans le plan de réaction. Notons qu'un peuplement moins important des angles proches de 180 degrés est lié à la sélection en vitesse parallèle des particules légères étudiées. La simulation reproduit bien ces distributions expérimentales, il semble donc que ce type de décroissance soit bien traité par HIPSE.

A droite sur la figure 6.14 sont présentées les distributions de l'angle $\cos(\theta_{spin})$ pour ces mêmes particules. Pour les protons et les deutons, l'émission est essentiellement hors plan. Par contre, l'émission des particules alphas est favorisée dans le plan de réaction. En effet, cette distribution est relativement proche de celle attendue dans l'hypothèse d'une

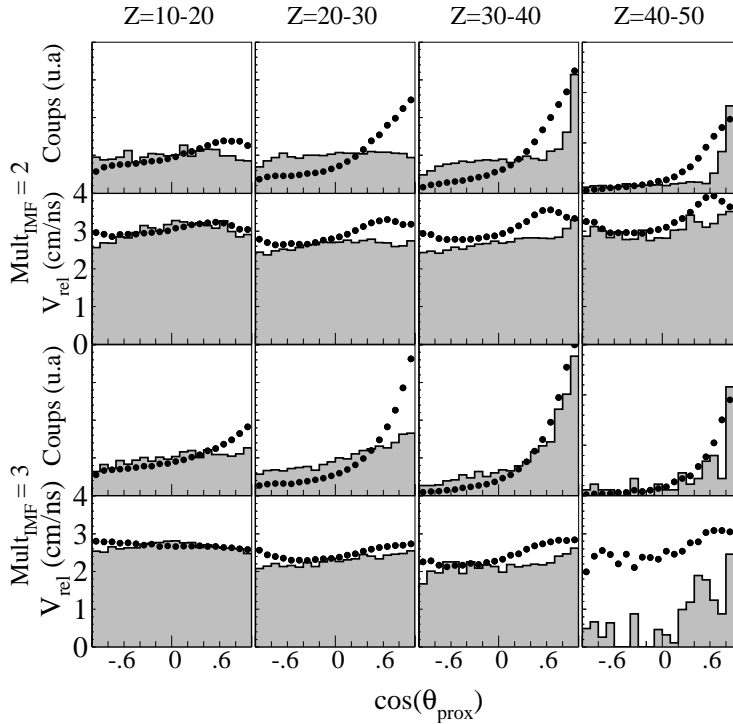


FIG. 6.11 – Distribution du $\cos(\theta_{prox})$ pour le plus gros fragment et vitesse relative entre le plus gros fragment et le QP reconstruit. Les données expérimentales (symbole noir) et la simulation (gris et ligne continue) sont présentées selon la taille du plus gros fragment et pour deux valeurs de multiplicité d'IMF (2 et 3).

La figure 6.10 nous avait permis de tirer quelques conclusions sur le mode de cassure privilégiée dans les cassures binaires. La figure 6.12 et 6.13 présente ces mêmes distributions mais pour respectivement des cassures à trois et quatre corps. Dans le cas $Mult_{IMF} = 3$, on constate que le plus gros fragment a une charge et une vitesse reproduites par le calcul, par contre le $\cos(\theta_{prox})$ montre que la composante de la fission statistique est surestimée par rapport aux données expérimentales. Il est donc émis de manière moins privilégiée à l'avant du QP. En réalité, le second et dans une moindre mesure le troisième fragment jouent un rôle prédominant dans la construction du QP. Le second fragment (distribution au centre) a une charge en moyenne trop grande (de 2 unités) et une distribution de vitesse comportant deux composantes : une liée à la fission et l'autre aux fragments de coalescence. On retrouve le même résultat que pour les cassures binaires : une émission par fission standard trop importante (équivalent au $\cos(\theta_{prox})$ plat). Comme pour les cassures binaires, le taux de production de fragments de vitesse intermédiaire est trop faible. Cette remarque s'applique aussi pour le troisième fragment. Il en résulte des distributions en angle $\cos(\theta_{prox})$ incorrects : le second fragment a une influence plus grande sur le QP dans la simulation que dans les données. Dans le cas $Mult_{IMF} = 4$, ces effets sont bien moins présents, même si la non-reproduction du $\cos(\theta_{prox})$ est toujours observée.

semble alors pas possible de réaliser, lors de l'exploration de l'espace des phases, des événements compatibles avec une cassure dynamique du QP.

- les deux composantes en vitesse parallèle dénommées fission standard et coalescence ne sont pas assez larges. Dans ce cas, la somme de deux distributions plus larges permettrait de peupler la zone de vitesse intermédiaire. Pour ce qui est de la composante statistique, les effets de température du QP peuvent influencer sur l'allure de la distribution de vitesse. La distribution de vitesse de produits de fission s'élargit lorsque la température du noyau père augmente. Pour la composante dite de coalescence, les paramètres d'entrées (comme le paramètre β d'échange) ou même les critères d'agrégations du code peuvent influencer cette distribution.
- enfin, il est possible que les fragments créés par la phase de coalescence soient ensuite moins bien traités. Dans le code HIPSE, la prise en compte des interactions dans l'état final permet la fusion entre les différents fragments et plus particulièrement le QP et des fragments émis proche du centre de masse. Expérimentalement, on constate qu'un certain nombre de fragments sont " entraînés " par le QP, ils ont alors une vitesse intermédiaire entre la vitesse du QP et celle du centre de masse. Il est possible qu'une fusion trop rapide ou trop forte ne permette pas l'émergence de tels fragments dans le modèle. Le rôle du potentiel noyau-noyau et du temps dans lequel la fusion a lieu semble donc important. La paramètre α_a joue, lui aussi, un rôle important, et il n'est pas impossible que sa valeur doit être modifiée en voie de sortie. Le traitement de la phase des interactions dans l'état final n'est de toute manière pas trivial.

Remarquons que des cassures à trois ou quatre corps ne sont pas favorisées par rapport aux cassures binaires, ce qui aurait pû expliquer ces différences. En effet, sous l'effet du moment angulaire ou de l'énergie d'excitation, les produits de fission peuvent à leur tour fissionner ou émettre par évaporation un fragment plus léger. C'est pourquoi nous étudions les cassures multicorps dans la seconde partie.

6.3 Cassures à 3 et 4 corps

Dans la section précédente, un intérêt tout particulier a été porté aux cassures binaires. Intéressons-nous maintenant aux modes de production des fragments lors de cassures à plus de deux corps.

Revenons à la figure 6.11 dans le cas $Mult_{IMF} = 3$. Cette figure est également discutée dans la section précédente pour les cassures binaires. Cette fois, on constate que la simulation reproduit mieux les distributions expérimentales. Cependant, on constate que pour les fragments les plus lourds de charge inférieure à 30, la fission a une place trop importante dans la simulation par rapport aux données expérimentales. Pour les charges supérieures à 40, les événements sont peu nombreux, mais l'émission à l'avant du QP est encore prépondérante. Les vitesses relatives, elles aussi, sont bien mieux reproduites même si la statistique n'est pas toujours suffisante. A la différence des cassures binaires, il semble que les fragments de coalescence aient des caractéristiques plus proches de celles des données expérimentales.

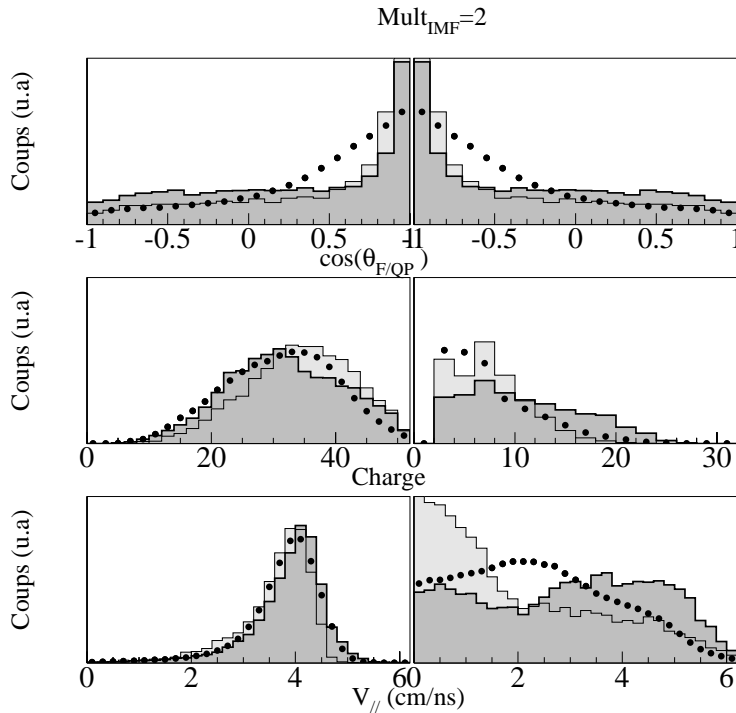


FIG. 6.10 – Distribution en $\cos(\theta_{prox})$, de la charge et de la vitesse parallèle pour le plus gros fragment à gauche et pour le plus léger à droite. La distribution expérimentale pour le système $Xe + Sn$ à 50 MeV est représentée en points noirs tandis que les simulations sans et avec la correction de spin sont présentées respectivement en gris foncé et gris clair.

plus la proportion de cassure dynamique est importante. La distribution de $\cos(\theta_{prox})$ est en effet plate dans le cas de cassures statistiques et proche de la valeur unitaire pour des cassures alignées. La simulation, elle, reproduit les données expérimentales pour des charges inférieures à 20. Dans ce cas, les cassures binaires liées à la fission statistique symétrique sont majoritaires et la simulation reproduit les données expérimentales. Pour des charges comprises entre 20 et 30, la simulation conserve des événements compatibles avec la fission standard, alors qu'expérimentalement la composante alignée liée à une cassure dynamique apparaît. Pour des charges comprises entre 30 et 40, la composante de coalescence apparaît dans la simulation, et semble incompatible avec les données expérimentales : on retrouve les résultats de la figure 6.10. En ce qui concerne les vitesses moyennes, seules les distributions où la fission est l'unique mode de production des fragments sont reproduites. Il semble donc que la fission statistique soit bien simulée.

Interprétations

Cette étude peut être interprétée de plusieurs manières :

- la simulation ne traite pas correctement les cassures dynamiques d'un QP. Elle n'est pas capable de prédire, lors d'une cassure binaire, la formation d'un résidu de vitesse intermédiaire entre vitesse du centre de masse et vitesse du quasi-projectile. Cette hypothèse semble réaliste car aucune déformation du QP n'est prise en compte. Il ne

réaction? Le tracé d'une distribution du $\cos(\theta_{spin})$ avant désexcitation et sans aucun spin présente en effet cette émission privilégiée dans le plan de réaction. Supposons alors un événement composé d'un fragment au centre de masse et d'un fragment lourd résidu du QP. La vitesse parallèle à l'axe du faisceau du fragment léger est très faible, sa vitesse perpendiculaire n'est définie que par le mouvement interne de Fermi. Par contre, la vitesse parallèle du gros fragment est élevée proche de la vitesse du projectile, tandis que sa vitesse perpendiculaire est pratiquement nulle. Dans ce cas, vu la masse du fragment lourd, c'est lui qui détermine les caractéristiques du QP. Ainsi, le fragment lourd a une vitesse relative parallèle grande et une vitesse perpendiculaire petite, par construction l'angle entre le plan de réaction et le vecteur spin est petit : le $\cos(\theta_{spin})$ est proche de 0. Lorsque le spin diminue, la part de la composante de coalescence augmente car le nombre de cassures statistiques diminue (surtout pour un quasi-projectile de charge proche de 50); c'est pourquoi il nous semble, au vu de la figure 6.9, qu'une augmentation de spin privilégie des cassures binaires dans le plan.

Hiérarchie des fragments

Essayons de mieux caractériser les événements dits de coalescence. La figure 6.10 présente le $\cos(\theta_{prox})$, la charge et la vitesse du plus gros fragment à gauche et du second fragment à droite. Le plus gros fragment est émis préférentiellement à l'avant, sa charge est de l'ordre de 40 unités et sa vitesse parallèle est de l'ordre de 4 cm/ns. La simulation reproduit correctement la charge et la vitesse parallèle mais non la direction d'émission qui, elle, est directement reliée à la construction du QP et par voie de conséquence aux caractéristiques du second fragment. Le second fragment est légèrement plus lourd qu'attendu expérimentalement. Notons que la simulation gris clair (correspondant à une simulation dont la valeur du spin a été divisée par un facteur arbitraire 2) est plus proche des données expérimentales. Ceci explique effectivement la différence d'asymétrie de charge. Par contre, la distribution de vitesse n'est pas bien reproduite. Expérimentalement, une faible majorité de fragments a une vitesse proche de 2 cm/ns. La simulation, elle, possède deux composantes. La première provient de la fission standard : le second fragment a une vitesse proche du plus gros fragment. La deuxième composante, elle, est proche du centre de masse et provient des fragments dits de coalescence. Ces fragments sont émis rapidement lors de la collision. Un fort échange de particules entre cible et projectile permet la formation de ces fragments. Ils possèdent donc une vitesse proche de la vitesse du centre de masse (vitesse nulle sur la figure). Lorsque le spin est divisé par un facteur deux, la fission est moins importante et par voie de conséquence, les événements caractérisés par un gros fragment et un second au centre de masse sont privilégiés.

La figure 6.11 présente la distribution du $\cos(\theta_{prox})$ et la vitesse relative moyenne entre le plus gros fragment et le QP en fonction du $\cos(\theta_{prox})$. Les distributions expérimentales sont représentées avec des symboles noirs, la simulation en ligne continue sur fond gris. Un classement selon la taille du plus gros fragment est effectué (de gauche à droite les fragments de plus en plus lourds). Les distributions pour les cassures binaires sont présentées dans la partie haute de la figure. Expérimentalement, plus la charge du gros fragment augmente

(à comparer avec les cassures dynamiques expérimentales). Cette dernière composante est donc associée aux événements incompatibles avec de la fission standard, événements essentiellement composés d'un QP et de fragments créés par la phase de coalescence et encore présents après les interactions dans l'état final.

La composante dite de coalescence de la simulation semble correspondre à des cassures dont le plus gros fragment possède une impulsion très proche du QP reconstruit. Le second fragment est soit très petit (ce qui ne semble pas être le cas au vu de la distribution en asymétrie de charge), soit très lent (impulsion presque nulle dans le centre de masse). De plus, la simulation ne peuple que faiblement les événements de cassure binaire dont l'angle ϕ_{plan} est proche de 20 degrés : on assiste à une discontinuité dans la distribution du ϕ_{plan} . La distribution en gris clair représente comme précédemment une simulation où la valeur de spin a été divisée par un facteur 2. La proportion entre les deux cassures varie et il semble encore une fois qu'une valeur intermédiaire entre les deux simulations serait plus réaliste.

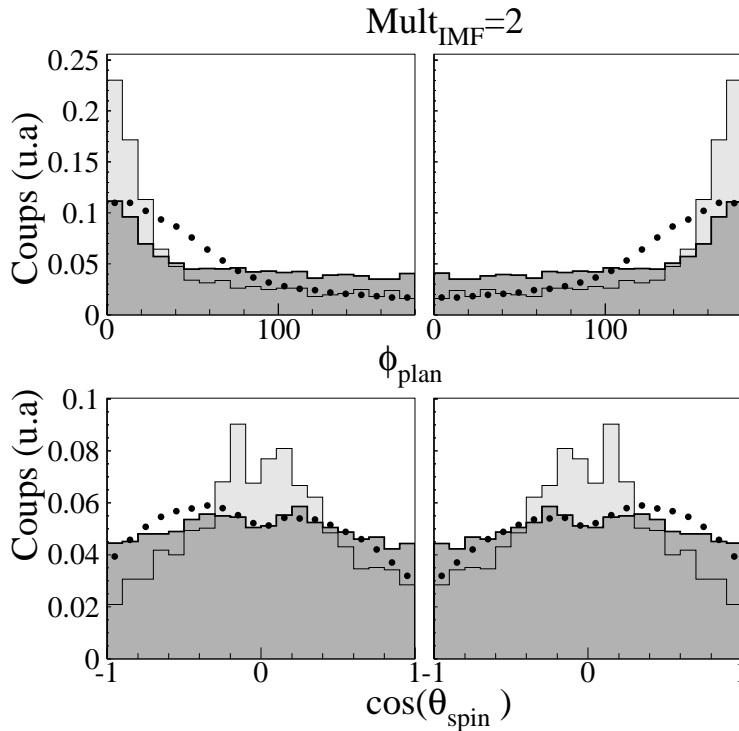


FIG. 6.9 – Distribution de l'angle ϕ_{plan} et du $\cos(\theta_{spin})$ du plus gros fragment (à gauche) et du plus léger (à droite) pour les données expérimentales (points noirs) et pour la simulation (gris et ligne). La distribution en gris clair représente une simulation où le spin interne des fragments a été divisé par un facteur 2 (voir texte).

La distribution du $\cos(\theta_{spin})$ a bien la même allure que la distribution expérimentale. Par contre, il est très étonnant de constater que la plus petite valeur du spin correspond à une distribution $\cos(\theta_{spin})$ plus piquée à la valeur 0, c'est-à-dire à une cassure privilégiée dans le plan de réaction. Au vu des études sur la fission standard, ce résultat semble incohérent. En effet, plus la valeur du spin augmente plus la direction d'émission, sous l'effet de la rotation du noyau, est favorisée dans le plan. Les fragments d'événements issus de la composante dite de coalescence sont-ils émis préférentiellement dans le plan de

sur la figure 6.8. Cette distribution, comme prévu, permet d'accroître le nombre de cassures asymétriques. De plus la vitesse relative moyenne entre les deux fragments augmente. Malheureusement, les taux de production de fragments légers chutent considérablement : les distributions de charge ne sont plus compatibles avec les données expérimentales. Il semble tout de même qu'une diminution de la valeur du spin permette d'une part d'améliorer les distributions en asymétrie et d'autre part d'augmenter la vitesse relative moyenne. Manifestement, le facteur correctif de 2 n'est pas optimum. Enfin, une dernière possibilité met en avant l'influence de la déformation du quasi-projectile et par voie de conséquence son mode de cassure. Dans ce cas, les barrières de fission peuvent privilégier une cassure du QP plus asymétrique.

Ainsi, une hypothèse possible est que les valeurs du spin estimées dans le calcul soient trop élevées, mais il est aussi possible que la proportion entre fission "standard" et cassure binaire d'origine dynamique soit tout simplement incorrecte.

6.2.3 Mode de cassures

Deux types de cassures binaires ont été identifiés expérimentalement : la fission standard et des cassures dynamiques. La fission standard est bien connue, les directions de cassure sont en principe isotropes et les vitesses relatives compatibles avec celles prédites par la répulsion coulombienne. Le second processus découle de la déformation du quasi-projectile qui engendre des cassures dynamiques selon la direction de déformation. Dans ce cas, la direction de cassure est privilégiée dans le plan de réaction. L'étude de l'angle ϕ_{plan} permet de mettre en évidence ces deux composantes.

Direction de cassures

La figure 6.9 présente les distributions de l'angle ϕ_{plan} et du $\cos(\theta_{spin})$ pour les cassures binaires (à gauche pour le plus gros fragment et à droite pour le plus léger).

Dans le cadre de la fission standard, on s'attend à ce qu'aucune direction ne soit privilégiée, ce qui implique une distribution de l'angle ϕ_{plan} plate. Par contre, plus la valeur du spin est élevée, plus l'émission du fragment se produit dans le plan de réaction : la distribution du $\cos(\theta_{spin})$ est donc favorisée vers la valeur nulle et ce d'autant plus que la valeur du spin est grande. Expérimentalement, les deux composantes sont bien mises en évidence. La première provenant de la fission standard, peuple indifféremment l'angle ϕ_{plan} . La seconde provenant des cassures binaires dites dynamiques, dont l'émission est préférentiellement vers l'avant du centre de masse du QP pour le plus gros fragment (ϕ_{plan} faible).

La simulation est constituée, elle aussi, de deux composantes, mais dont les proportions sont différentes des données expérimentales. La première composante peut être identifiée comme de la fission statistique du QP car celle-ci est une voie de désexcitation prise en compte dans le modèle. La deuxième composante semble provenir essentiellement d'une émission de fragments de coalescence associée à la formation d'un QP. Nous allons, comme dans les données expérimentales, scinder les distributions en deux composantes une dite de fission standard (comme dans les données expérimentales) et une autre dite de coalescence

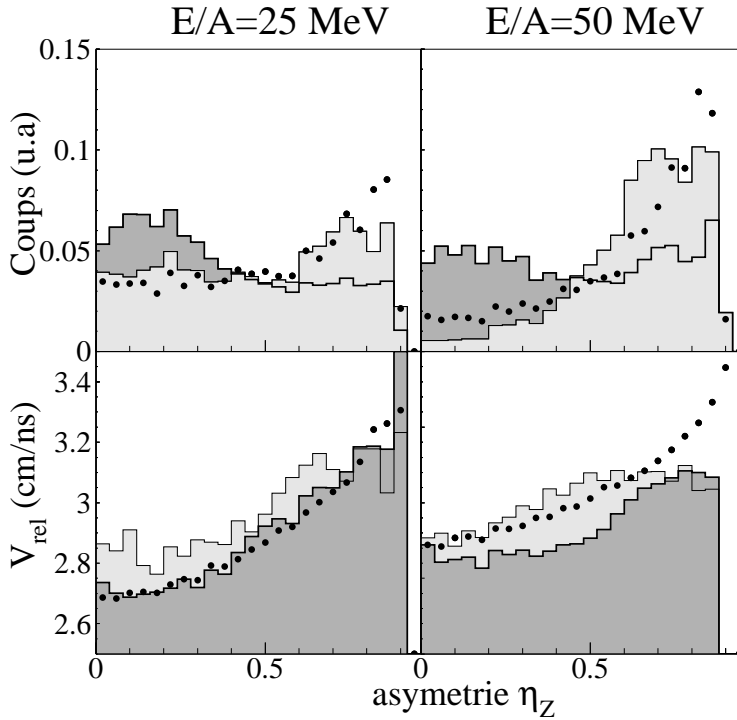


FIG. 6.8 – *Distribution en asymétrie η_z et valeur moyenne de la vitesse relative entre les deux fragments pour les cassures binaires. Les données expérimentales sont représentées par des points noirs. La simulation est présentée par les deux courbes grises. Deux cas ont été étudiés: le premier avec les spins issus du calcul (gris foncé) et l'autre en corrigeant les spins d'un facteur 2 (gris clair). Notons que l'origine de l'échelle verticale n'est pas zéro pour la vitesse relative moyenne.*

reproduction peut être expliquée par plusieurs considérations: la première est liée à la remarque faite au chapitre 4 sur la qualité de détection. Dans ce chapitre, les résultats de la figure 4.15 ont montré qu'une part importante de collisions périphériques était absente. L'explication portait sur la détection: l'angle d'émission des résidus du projectile tel que prédit dans le calcul est trop faible. Il semble alors possible qu'un événement constitué d'un QP et d'au moins un fragment léger au centre de masse soit définitivement perdu. L'asymétrie de cet événement serait grande (proche de 0.9). Une analyse incluant ces événements a montré que les événements perdus ne sont pas caractérisés par un processus de cassure binaire du QP. La seconde possibilité est que la simulation surestime la production de fragments plus ou moins lourds au centre de masse de la réaction c'est-à-dire les fragments dits de coalescence. Dans ce cas, l'asymétrie est plus grande et la vitesse relative plus élevée. A 25 MeV, nous avons constaté figure 4.17 qu'un nombre de fragments lourds et même légers était en effet créé au centre de masse ou proche de celui-ci. Par ailleurs, la figure 6.5 conforte cette possibilité. Ces fragments peuvent être à l'origine de l'asymétrie. La troisième hypothèse concerne la valeur du spin des fragments. Le moment angulaire interne est relativement déterminant pour la stabilité d'un noyau. Les valeurs du moment angulaire données par HIPSE sont présentées à la figure 6.1. Plus le spin augmente, plus la barrière de fission baisse et permet une cassure binaire. De plus, lorsque le spin d'un fragment augmente, on passe d'un régime où la fission est préférentiellement asymétrique à une fission plutôt symétrique. Afin d'apprécier l'effet du moment angulaire, nous avons artificiellement divisé la valeur du spin par un facteur 2: le résultat est présenté en gris clair

Dans le cas de la fission dite standard, l'angle ϕ_{plan} présente une distribution plate. De plus, l'angle ϕ_{plan} est indépendant du moment angulaire: la distribution est toujours plate indépendamment de la valeur du moment angulaire. Ainsi, la représentation de cette distribution permet de mettre en évidence la fission statistique.

L'angle θ_{spin} , lui, est fortement influencé par la valeur du moment angulaire. En effet, plus le moment angulaire est grand, plus sous l'effet de la rotation, la direction privilégiée est celle du plan de réaction. La distribution en $\cos(\theta_{spin})$ est alors une gaussienne centrée en 0 ($\theta_{spin} = 90^\circ$). La mesure de la largeur de la distribution permet de remonter à la valeur du moment angulaire interne [Boc98]. Ces deux angles sont donc intéressants pour mettre en évidence la fission statistique et pour l'estimation de la valeur du moment angulaire [Col03].

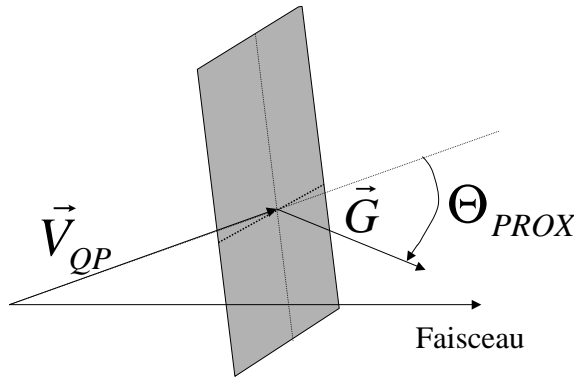


FIG. 6.7 – Définition de l'angle θ_{prox} caractérisant la direction d'émission du fragment dans le repère du quasi-projectile.

On peut utiliser θ_{prox} : angle entre la direction de cassure et la direction de recul du QP. Dans le cas de la fission, on s'attend à une distribution en $\cos(\theta_{prox})$ plate. Cependant, plus le spin augmente, plus la direction est privilégiée dans la direction du recul du quasi-projectile. La distribution est donc privilégiée pour le $\cos(\theta_{prox}) = \pm 1$.

6.2.2 Asymétrie en charge

L'asymétrie en charge de la cassure est définie comme suit :

$$\eta_Z = \frac{Z_G - Z_L}{Z_G + Z_L} \quad (6.1)$$

où Z_G est la charge du plus gros fragment et Z_L celle du plus léger. Si η_Z a une valeur proche de 0, la cassure est symétrique et si η_Z est proche de la valeur 1, la cassure est au contraire asymétrique. La figure 6.8 présente les distributions en asymétrie expérimentale (symbole noir) et simulée (gris et ligne) pour le système Xe + Sn à 25 et 50 MeV ainsi que la valeur moyenne de la vitesse relative entre les deux fragments en fonction de l'asymétrie. La distribution simulée (gris foncé et ligne continue surlignée), que ce soit à 50 MeV ou à 25 MeV, ne se superpose pas avec les données expérimentales. A 25 MeV/u, la simulation semble privilégier les cassures binaires symétriques: les deux produits de réaction ont sensiblement la même charge. A 50 MeV, la distribution est relativement plate. Cette mauvaise

fragments de coalescence dans le sens où ils proviennent de la phase de coalescence du générateur HIPSE.

Fission standard

L'un des mécanismes de cassure bien connu conduisant à deux fragments est la fission appelé par la suite fission "standard" ou fission "statistique". Dans ce cas, les directions de cassure sont isotropes aux effets de moment angulaire près. Les vitesses relatives sont compatibles avec la systématique dite de Viola [Vio85]. Cette dernière est calculée sur la base de potentiels nucléaires de proximité et coulombien à densité normale. Cependant, le moment angulaire interne et l'influence de la cible peuvent perturber ces directions de cassure [Boc98]. La comparaison entre données expérimentales et simulation peut donc nous amener à une conclusion quant à la valeur du moment angulaire. Dans la suite, nous allons utiliser des variables angulaires calculées dans le centre de masse du quasi-projectile reconstruit pour définir la direction de fission. Construisons le plan de réaction comme

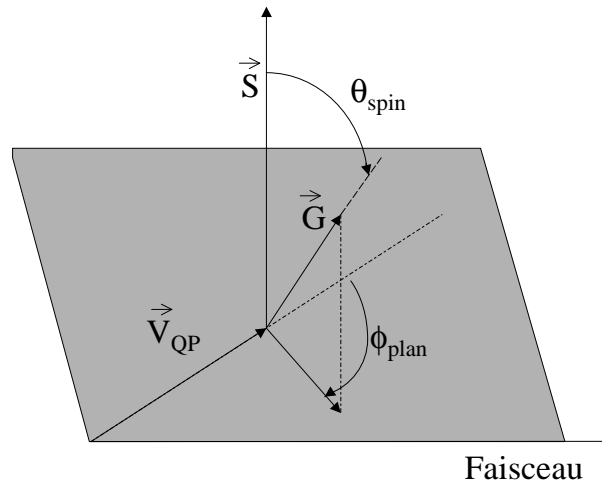


FIG. 6.6 – Définition des angles caractérisant la direction d'émission du fragment dans le repère du quasi-projectile. Le plan en gris est le plan de réaction. Le vecteur G , représente la direction du fragment le plus lourd dans le repère du QP. S représente le vecteur perpendiculaire au plan de réaction. ϕ_{plan} est l'angle défini par la direction de recul du QP et la projection de la direction de cassure dans le plan. θ_{spin} est l'angle entre la direction de la composante alignée du moment angulaire et la direction de cassure.

indiqué sur la figure 6.6. Ce plan de réaction est défini à partir de l'axe du faisceau et de la vitesse de recul du quasi-projectile. La direction de la composante alignée du moment angulaire est définie par le vecteur \vec{S} (normal au plan). L'angle θ_{spin} est l'angle entre la direction de cassure et la composante alignée du moment angulaire, angle dénommé " angle hors plan ". L'angle ϕ_{plan} est l'angle défini par la direction de recul du QP et la projection de la direction de cassure dans le plan de réaction.

de la réaction. Notons que d'autres méthodes suggèrent l'utilisation des vitesses parallèles à l'axe principal de l'ellipsoïde des moments. Dans notre cas, l'hypothèse est que tous ces fragments sont supposés appartenir au projectile. Cette méthode a un intérêt : aucune particule légère n'est utilisée. Ces particules sont en effet émises en grande partie par des processus non statistiques. De plus, la vitesse de source n'est de toute manière pas modifiée en moyenne par l'émission statistique de particules légères. La figure 6.5 présente, pour la

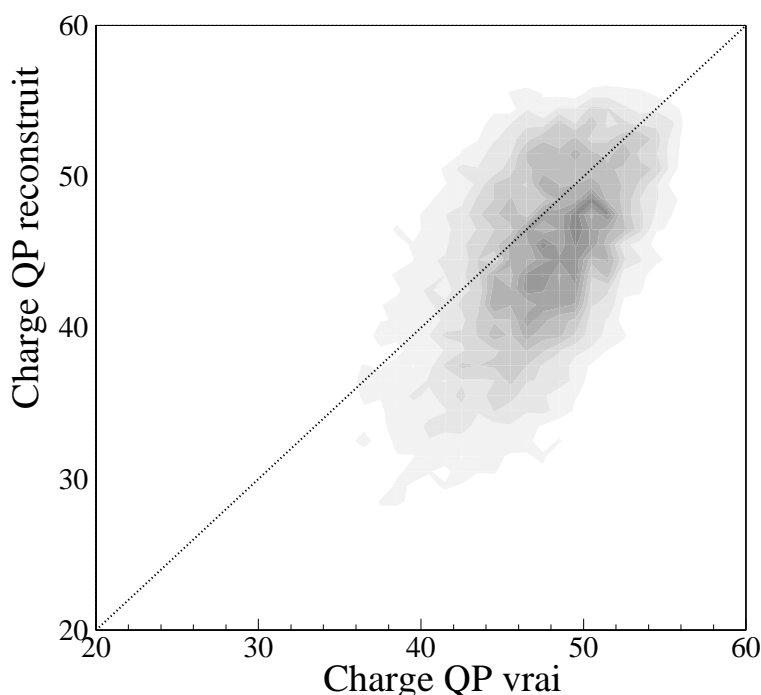


FIG. 6.5 – *Corrélation entre la charge du quasi-projectile réelle simulée et sa charge reconstruite par notre méthode (voir texte).*

simulation, la corrélation entre la charge du quasi-projectile réel, c'est-à-dire celle effectivement générée par la simulation avant désexcitation, et celle reconstruite en utilisant la méthode présentée précédemment dans le cas d'une cassure binaire. On constate que la majorité des quasi-projectiles a une charge proche de celle du projectile. Toutefois, on constate que la charge reconstruite est légèrement inférieure à la charge réelle. En fait, le quasi-projectile peut évaporer rapidement quelques particules légères qui ne sont de toute façon pas prises en compte dans la reconstruction du QP. Par contre, on constate que quelques quasi-projectiles ont une charge reconstruite plus grande que la charge réelle. Des fragments n'appartenant pas réellement au quasi-projectile ont été utilisés pour la reconstruction. En effet, il n'est pas impossible qu'un certain nombre de fragments composés de nucléons du projectile mais aussi de la cible soient créés au centre de masse de la réaction, et plus particulièrement avec une vitesse légèrement supérieure à celle du centre de masse. Dans ce cas, ils seront utilisés par la méthode de reconstruction, alors qu'ils ne proviennent pas de la cassure du quasi-projectile. Nous appellerons ces fragments, des

On constate deux importantes composantes pour les données expérimentales. La première est une large émission de fragments lourds proche de la vitesse parallèle du projectile. La seconde consiste en une large émission de fragments légers peuplant une grande partie de la gamme de vitesse parallèle, privilégiant tout de même les vitesses proches du centre de masse. Dans la simulation, on peut aussi scinder la figure en deux parties : une pour les fragments lourds et une pour les plus légers. A 25 MeV/u, les fragments lourds sont en moyenne de plus petite taille qu'expérimentalement. De plus, on constate une importante production de fragments mi-lourds émis à des vitesses proches de la vitesse du projectile. Ce sont les produits de la fission (essentiellement symétrique) du quasi-projectile. Il semble que la simulation surestime la fission et donc les cassures binaires du QP, ce qui avait été remarqué à la figure 6.3. Par voie de conséquence, la simulation sous-estime l'émission de fragments légers. A 50 MeV/u, ces fragments ne peuplent pas tout l'espace des vitesses, la vitesse parallèle est préférentiellement proche du centre de masse. Par contre, les caractéristiques des fragments lourds sont bien reproduites. Cette figure permet d'avoir quelques renseignements sur les principales différences entre la simulation et les données expérimentales. Elle nous indique qu'à 25 MeV/u la fission est trop importante et qu'à 50 MeV/u la simulation sous-estime l'émission de fragments légers de vitesse parallèle intermédiaire. Nous verrons par la suite, par l'intermédiaire de variables plus pertinentes, les possibles interprétations des différences entre la simulation et les données expérimentales.

6.2 Cassures binaires

6.2.1 Caractérisation de la direction de cassure

Sélection du quasi-projectile

Considérons les cassures binaires du quasi-projectile. Pour cela, il faut déterminer expérimentalement les caractéristiques du quasi-projectile (charge, vecteur vitesse) avant décroissance. Cette tâche est plutôt ardue dans le sens où il faut identifier l'ensemble des particules et fragments provenant de la cassure du quasi-projectile. Au niveau de l'identification des produits de cassure, un certain nombre de produits de réaction peuvent provenir d'autres processus tels que des particules de pré-équilibre ou plus simplement de l'émission de la quasi-cible. Expérimentalement, la majorité des événements semble présenter un caractère binaire c'est-à-dire deux sources primaires. C'est pourquoi différentes méthodes permettent la reconstruction du QP et de la QC. Notons que ces méthodes de reconstruction ne permettent pas de vérifier si ces deux sources ont effectivement été créées. Dans un premier temps, nous allons sélectionner les événements dont un résidu du QP a été détecté. Le résidu du projectile emporte la majorité de l'impulsion totale du système. C'est pourquoi une sélection en complétude de 80% de cette impulsion impose la détection du QP ou de ses produits de cassure. Ensuite il faut déduire les caractéristiques du QP. Plusieurs méthodes ont été envisagées. Nous avons choisi la méthode la plus simple et la moins contraignante. Pour reconstruire le QP, nous conservons tous les IMF qui ont une vitesse parallèle à l'axe du faisceau supérieure à la vitesse du centre de masse théorique

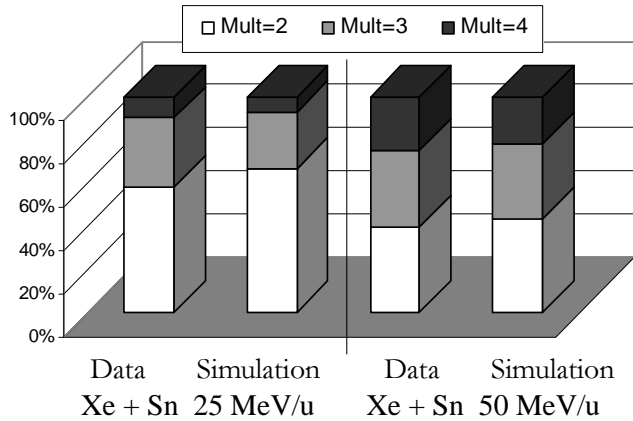


FIG. 6.3 – *Pourcentage d'événements à 2, 3 et 4 fragments à l'avant du centre de masse pour les données expérimentales et la simulation et pour les systèmes Xe + Sn à 25 et 50 MeV.*

d'événements à deux fragments. Par contre, à 50 MeV, ces taux sont comparables à ceux des données expérimentales. La simulation semble donc être capable de générer un rapport d'événement entre une $Mult_{IMF} = 2, 3$ et 4 compatible avec les résultats expérimentaux.

La figure 6.4 présente la corrélation entre la vitesse parallèle à l'axe du faisceau normalisée à la vitesse du projectile en fonction de la charge des fragments. Seuls les événements de multiplicité de fragments émis à l'avant du centre de masse égale à deux sont présentés. Les données expérimentales et la simulation sont présentées pour le système Xe + Sn à 25 et 50 MeV/u.

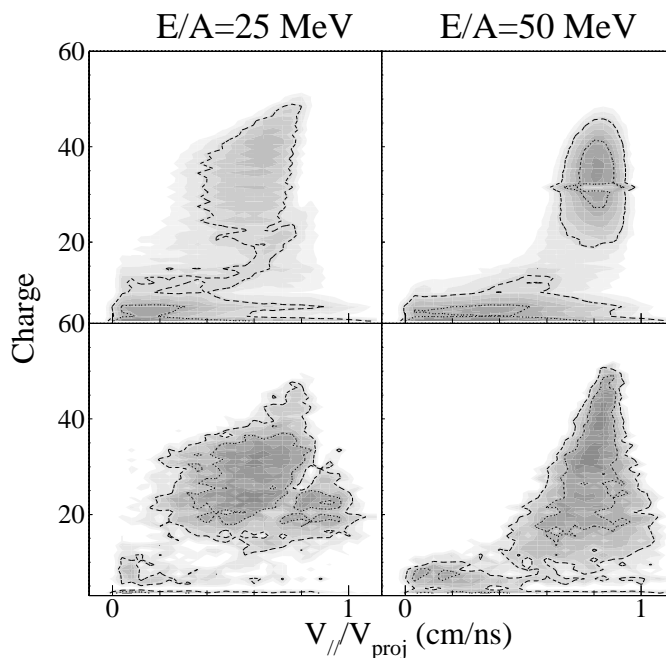


FIG. 6.4 – *Représentation de la vitesse parallèle normalisée à la vitesse du projectile en fonction de la charge des fragments pour les données expérimentales (en haut) et la simulation (en bas) et pour le système Xe + Sn à 25 et 50 MeV/u. Seuls les événements de multiplicité de fragments émis à l'avant du centre de masse égale à deux sont présentés.*

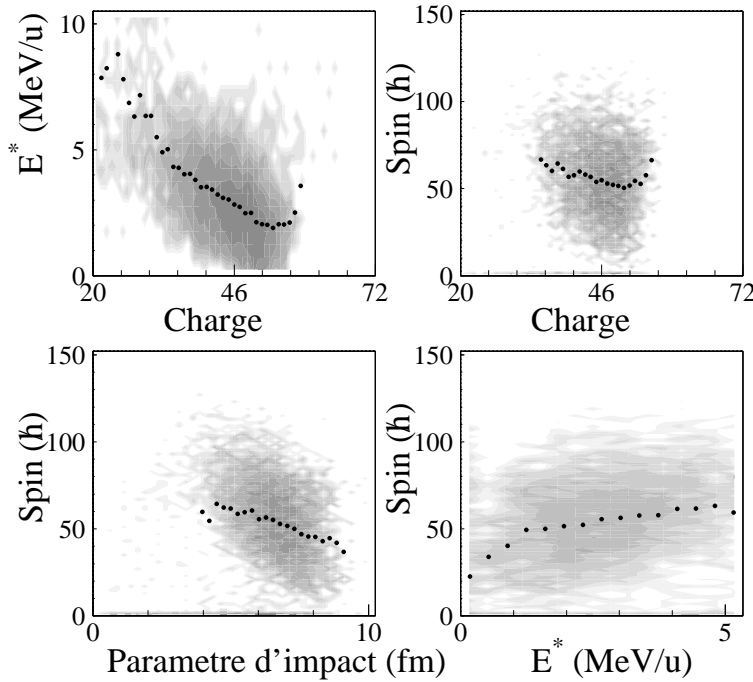


FIG. 6.2 – En haut à gauche : corrélation entre l'énergie d'excitation et la charge du fragment. Les points noirs représentent la valeur moyenne. Valeur du spin des fragments pour les cassures binaires pour le système $Xe + Sn$ à 50 MeV/u : corrélations entre la valeur du spin et la charge du fragment (haut à droite), et le paramètre d'impact (bas à gauche) et l'énergie d'excitation du fragment (bas à droite).

à $50\hbar$. Il semble alors qu'une importante part du moment angulaire initial soit transférée au QP.

Les valeurs de spin estimées par le générateur HIPSE semblent donc un peu élevées. Ce désaccord n'est d'ailleurs pas étonnant : la distribution de charge (figure 4.15) et la distribution en asymétrie (que nous verrons à la figure 6.8) nous l'ont rappelé. Cependant, ces valeurs ne sont pas extrêmement contradictoires, juste un peu élevées. Notons que le spin influe grandement sur le choix de la voie de désexcitation (fission symétrique, asymétrique, évaporation ...). D'autre part dans la référence [Ste00], on constate que l'énergie incidente n'a que peu d'effet sur ce transfert de spin. Ce résultat est en accord avec la simulation HIPSE.

6.1.3 Cinématique des cassures du quasi-projectile

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser aux événements définis par une multiplicité de fragments ($Mult_{IMF}$) émis à l'avant du centre de masse égale à 2, 3 ou 4. La figure 6.3 présente l'évolution du pourcentage d'événements à 2, 3 et 4 fragments à 25 MeV/u et 50 MeV/u pour les données expérimentales ainsi que la simulation.

Tout d'abord, expérimentalement, on constate que le nombre d'événements à deux fragments diminue avec l'énergie disponible au profit des événements à 3 et 4 fragments. En effet, plus l'énergie disponible augmente, plus l'espace de phase explore des configurations à grand nombre de fragments. On constate qu'à 25 MeV/u la simulation surestime le nombre

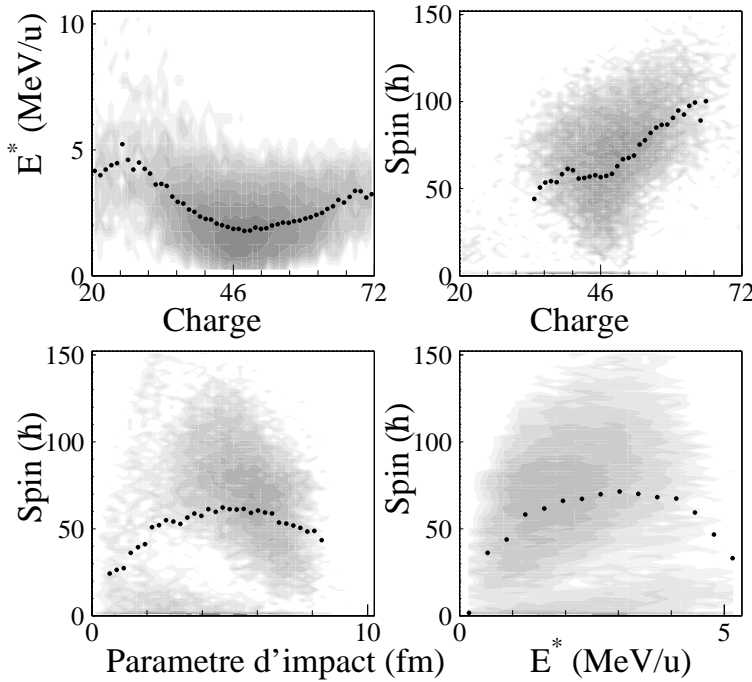


FIG. 6.1 – En haut à gauche : corrélation entre l'énergie d'excitation et la charge du fragment. Les points noirs représentent la valeur moyenne. Valeur du spin des fragments pour les cassures binaires pour le système $Xe + Sn$ à 25 MeV/u : corrélations entre la valeur du spin et la charge du fragment (haut à droite), et le paramètre d'impact (bas à gauche) et l'énergie d'excitation du fragment (bas à droite).

corrélé au paramètre d'impact, la quantité de moment transférable en spin interne est plus importante. Dans les collisions centrales (à petit paramètre d'impact), les effets du moment angulaire sont bien moins présents.

Les figures 6.1 et 6.2 présentent les valeurs du spin et de l'énergie d'excitation du QP obtenues respectivement à 25 et 50 MeV/u. En haut, la corrélation entre énergie d'excitation et la charge du QP et à droite celle du spin en fonction de la charge. En bas, nous avons la corrélation entre le spin et le paramètre d'impact et l'énergie d'excitation. Pour chaque figure, les valeurs moyennes sont représentées par des symboles noirs.

La distribution du spin est donc relativement large avec une valeur moyenne proche de $70\hbar$ pour les deux énergies. Cette valeur est indépendante de l'énergie incidente. De plus, la valeur du spin augmente lorsque le paramètre d'impact diminue jusqu'à un maximum de 4.5 fm. Puis, pour les collisions centrales, cette valeur diminue. Dans la référence [Ste00], une étude complète a été réalisée sur ce même système. Différentes méthodes ont été utilisées pour mesurer expérimentalement la valeur du spin. Une première méthode employant les spectres en énergie cinétique des particules légères montre que la valeur du spin diminue avec la violence de la collision (représentée par l'énergie transverse des particules légères chargées). Les valeurs du spin apparent vont de $70\hbar$ pour les collisions de plus faible énergie transverse (Et_{12}) jusqu'à $35\hbar$ pour les plus grandes. Une méthode de détermination du spin apparent employant la distribution angulaire de PLC dans le repère du QP prévoit des valeurs sensiblement inférieures (de l'ordre de $50\hbar$). Enfin, les prédictions de modèles statistiques (type GEMINI) et dynamiques semblent soutenir ces valeurs de l'ordre de 40

participant-spectateur. En effet, pour chaque réaction il y a création d'une QC et d'un QP. Toutefois, la phase d'échange de nucléons entre le résidu du projectile et le résidu de la cible, gouvernée par le paramètre β , ainsi que le traitement des interactions dans l'état final, permet une relaxation de la vitesse du QP et de la QC. Cette relaxation permet d'ouvrir l'espace de phase à des configurations qui seraient énergétiquement exclues. Notons que dans le cas des collisions périphériques, l'exploration de l'espace de phase est fortement limitée par la conservation de l'énergie totale.

Les propriétés du QP sont définies par les nucléons qui le composent ainsi que les propriétés de la partition après interaction dans l'état final. La position et l'impulsion du QP sont calculées directement grâce aux propriétés des nucléons qui le composent. Les valeurs de l'énergie d'excitation et du moment angulaire interne sont elles aussi définies par les propriétés des nucléons mais aussi par le bilan en énergie. Nous avons alors accès aux valeurs de l'énergie d'excitation et du moment angulaire interne des quasi-projectiles simulés.

Dans le cadre du modèle HIPSE, le caractère binaire des collisions est relaxé par une phase d'échange de nucléons, une phase de création de fragments et les interactions dans l'état final. Ces fragments, dans les collisions périphériques, sont de petites tailles et sont émis préférentiellement dans le centre de masse. Ils ne proviennent pas de la cassure du QP. De plus, aucune déformation du quasi-projectile et de la quasi-cible n'a été prise en compte. Ainsi, par souci de simplicité, tous les fragments créés sont sphériques : la position du centre de gravité est calculée grâce aux positions des nucléons qui le composent lors de la partition initiale. De plus, le calcul des barrières d'émission et de l'énergie de rotation est basé sur cette hypothèse. Cependant, l'exploration de l'espace de phase peut permettre l'émergence de configuration amenant le système vers des configurations observées expérimentalement. L'étude des cassures binaires semble donc être une contrainte forte sur le modèle.

6.1.2 Moment angulaire et énergie d'excitation

Lors de l'interaction entre la cible et le projectile, le moment angulaire peut être transféré en moment angulaire interne des fragments. A basse énergie, différentes techniques ont été mises en place pour l'étude du transfert de moment angulaire, certaines utilisant les caractéristiques des émissions gamma [Day80], d'autres les particules légères chargées [Bab80] ou encore les résidus de fission [Ste84]. Une part du moment angulaire de la voie d'entrée est transférée en moment angulaire interne aux divers fragments de la partition. Dans le cas des collisions périphériques, le moment angulaire initial se transfère essentiellement en moment angulaire relatif et en spin interne du QP et du QC. Celui-ci contribue à la déformation et à la fragilité de ces deux noyaux. L'énergie d'excitation est, elle aussi, une quantité clé pour la stabilité des noyaux. C'est pourquoi, dans cette partie nous allons présenter les valeurs du spin interne des fragments et sa corrélation avec l'énergie d'excitation. Dans le cas de la cassure binaire du QP, le rôle du moment angulaire est déterminant pour la partition finale.

Les collisions à grand paramètre d'impact, mettant en jeu des processus majoritairement binaires permettent cette étude. En effet, le moment angulaire initial étant directement

Chapitre 6

Collisions périphériques : étude de la cassure du quasi-projectile

Dans la fragmentation nucléaire, les modèles statistiques ont permis de reproduire de nombreux résultats expérimentaux. Cependant, un certain nombre de processus hors équilibre ainsi que des effets liés à la mémoire de la voie d'entrée, qui ne sont pas décrits dans les théories statistiques, ont été mis en évidence. Les caractéristiques des fragments ou particules issues de ces processus hors équilibre ne peuvent être expliquées par la simple décroissance d'une source chaude où tous les degrés de liberté sont équilibrés. Lors d'une collision, tous les degrés de liberté n'ont pas toujours le temps de s'équilibrer, comme les degrés de liberté en forme (liés à la déformation). Deux de ces processus hors équilibre sont particulièrement intéressants. Le premier est l'émission de particules ou de fragments légers émis aux premiers instants de la collision : il a été discuté au chapitre 5. En effet, ce chapitre détaillant les collisions centrales nous a permis de discuter du mode de production de ces particules, ce qui nous a conduit à étudier l'effet des collisions nucléon-nucléon sur la dynamique de la réaction. Le second processus est lié à la cassure du quasi-projectile dans les collisions périphériques et semi-périphériques. De nombreuses études ont souligné un certain nombre de cassures binaires incompatibles avec de la fission standard [Col03, Boc00].

Le but de ce chapitre est d'appliquer le modèle aux collisions périphériques, là où la dynamique est la plus présente et où le spin interne et l'énergie d'excitation ont des rôles importants dans les voies de décroissance. Dans la suite de ce chapitre, nous étudierons d'abord les cassures du quasi-projectile en deux corps, puis nous étendrons l'étude à 3 et 4 corps.

6.1 Caractéristiques du quasi-projectile dans HIPSE

6.1.1 Rappel sur la création du quasi-projectile

Dans les collisions périphériques, le caractère binaire des réactions est prédominant. HIPSE retranscrit cette image par un modèle largement inspiré d'un scénario de type

diminution de l'énergie d'excitation totale du système. Dans HIPSE, la notion de température n'a de sens qu'après la formation de l'ensemble des fragments. Dans cette image, le temps d'équilibration d'une source est présumé plus grand que le temps de fragmentation qui dans notre cas est comparable au temps de réaction. Cependant, l'énergie d'excitation moyenne par nucléon est relativement indépendante de la taille des fragments (sauf à 80 MeV où la statistique est faible). De plus, nous avons déjà remarqué une relative équivalence entre les deux méthodes de répartition de l'énergie d'excitation (au prorata de la masse ou de l'énergie interne) (figure 3.6 et la discussion au chapitre 3). Il est étonnant de constater que même si le temps de réaction est petit, la partition obtenue dans HIPSE ressemble à une partition de fragments de même énergie d'excitation. Notons que, dans le cas d'un système à l'équilibre thermodynamique, tous les fragments ont même température et donc la même énergie d'excitation par nucléon. Les valeurs moyennes sont relativement proches des valeurs trouvées dans d'autres études : 3 MeV/u à 25 MeV, 5 MeV à 50 MeV et 7 MeV à 80 MeV [Mar97, Len99, Hud01]. Remarquons qu'à 80 MeV/u, on approche de la limite de validité de la phase de désexcitation du modèle HIPSE (environ 8 MeV/u).

5.6 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, une étude plus spécifique a été faite sur les collisions centrales pour le système Xe + Sn à 25, 50 et 80 MeV/u. Bien que les méthodes de sélection ne soient pas équivalentes à ces trois énergies, elles permettent de conserver des événements dont les paramètres d'impact sont les plus petits. La bonne reproduction des variables cinématiques permet de mettre en avant le mode de production des fragments : il est compatible avec des processus rapides et partiellement hors équilibre. Dans ce cas, le mouvement collectif s'explique par le mouvement relatif des deux partenaires défini au minimum d'approche et le mouvement interne des nucléons. Les émissions de particules légères émises hors équilibre ont été modélisées par un processus de collision nucléon-nucléon et par coalescence. Cela permet de mieux reproduire les distributions expérimentales. L'émission de ces particules influe aussi sur la valeur de l'énergie d'excitation moyenne des fragments. Cette énergie d'excitation est d'ailleurs compatible avec des études précédentes même si le mode de production, dynamique ici, est différent.

HIPSE possède donc des atouts spécifiques. Tout d'abord, il permet de dissocier les particules et fragments émis hors équilibre et ceux émis à l'équilibre : on a donc accès à l'origine de ces particules. D'autre part, nous avons accès aux caractéristiques des configurations de l'espace des phases accessibles après l'interaction dans l'état final, comme par exemple l'énergie d'excitation ou le moment angulaire des fragments. Des études thermodynamiques peuvent donc y trouver un intérêt : évaluation des particules hors équilibre, accès à la distribution d'énergie d'excitation simulée, étude de l'influence de l'analyse sur les observables finales...

d'émission est donc important au vu de l'intérêt des particules légères discuté brièvement à la section 5.4.

5.5 Energie d'excitation

Dans les collisions centrales, une certaine quantité d'énergie est transférée en énergie d'excitation des fragments. Les études de calorimétrie recherchent les caractéristiques statiques (charge et masse), cinétiques (vitesse de source) et surtout thermiques (énergie d'excitation) des produits de réaction. C'est pourquoi, déterminer la distribution de l'énergie d'excitation effectivement générée par la simulation est primordial.

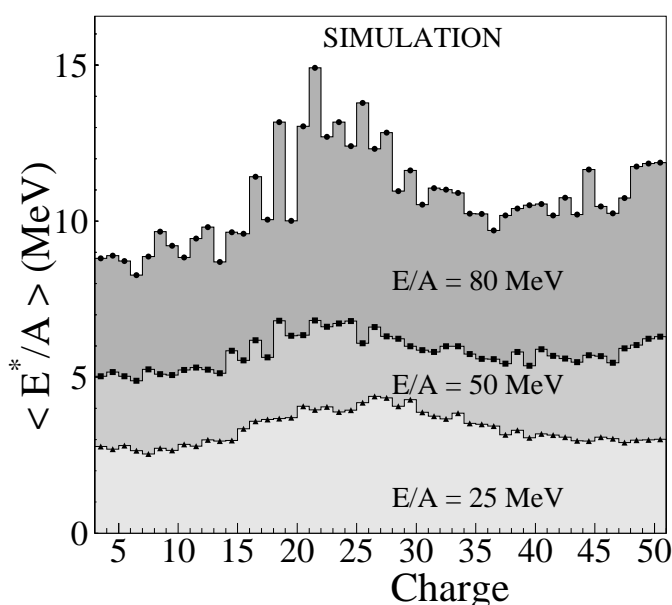


FIG. 5.13 – *Energie d'excitation par nucléon moyenne en fonction de la charge du fragment pour les collisions centrales et pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u.*

La figure 4.10 présente l'énergie d'excitation moyenne, en fonction de la charge du fragment pour le système Xe + Sn à 25, 50 et 80 MeV, pour les collisions centrales définies par la sélection (c). Cette distribution est issue de la simulation. En effet, mettant en avant l'espace des phases accessibles, nous avons accès à l'énergie d'excitation de l'ensemble des fragments avant la phase de propagation. On constate que l'énergie moyenne est relativement constante en fonction de la charge à 25 et 50 MeV/u. A 80 MeV, pour les charges comprises entre 20 et 30, l'énergie moyenne est bien plus grande que la moyenne de 8 MeV/u. Cependant, il faut souligner la faible statistique pour ces charges car le taux de production est très faible. Il est également à noter qu'en l'absence de collisions nucléon-nucléon, la valeur moyenne de l'énergie d'excitation des fragments peut atteindre 11 MeV/u pour une énergie de faisceau de 80 MeV. En effet, l'énergie cinétique " consommée " par ce processus est relativement élevée. La conservation de l'énergie a pour conséquence une

trop importante. Notons que cette surproduction apparaît déjà à 50 MeV/u. Rappelons que la coalescence pour les particules issues de collisions nucléon-nucléon se fait d'une manière très spécifique (cf section 3.3.6) qui peut ne pas être très réaliste.

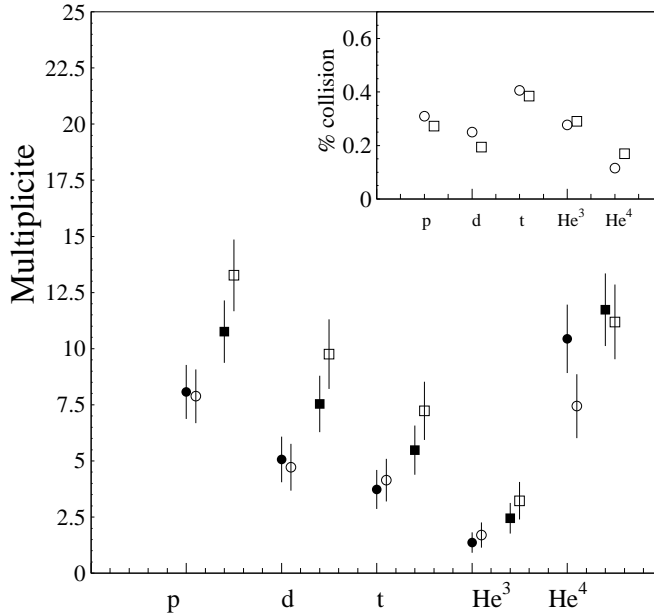


FIG. 5.12 – Valeur moyenne et largeur des distributions de multiplicité pour les protons (p), deutons (d), tritons (t), (${}^3\text{He}$) et pour les alphas (${}^4\text{He}$) pour le système $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 (rond) et 80 MeV/u (carré). La simulation est représentée en symboles blancs et les données expérimentales en symboles noirs. La barre d'erreur représente en fait les largeurs des distributions. En haut à droite est représenté le pourcentage de particules émises dans le calcul lors de la phase de pré-équilibre.

Dans le cadre, en haut à droite sur la figure 5.12, se trouve la proportion des particules dites de pré-équilibre, c'est-à-dire des particules créées par des processus liés à la phase de collisions nucléon-nucléon ainsi que lors de la phase de coalescence. Ce pourcentage est de l'ordre de 20 % pour les alphas, 35 % pour les protons et peut aller jusqu'à 60 % pour les deutons. Notons que ces valeurs dépendent du paramètre x_{col} de collisions nucléon-nucléon implémenté en entrée du générateur (ici 5 % à 50 MeV et 10 % à 80 MeV cf tableau 3.1).

5.4.2 Conclusion

Nous avons vu que les particules légères sont produites en grande quantité et qu'elles emportent une part parfois importante de l'énergie disponible. Les différents modes de production constituent une difficulté pour des études de calorimétrie ou de thermométrie. A partir d'hypothèses simples sur le mode de production des particules guidées par l'observation, le modèle HIPSE permet de reproduire les données expérimentales. On constate que les particules de pré-équilibre possèdent des caractéristiques particulières : elles sont émises dans tout l'espace angulaire avec une préférence pour le centre de masse. Leur énergie cinétique, par comparaison aux particules d'origine évaporative, est plus élevée. Le pourcentage de particules de pré-équilibre émis par cette phase directe peut d'ailleurs être conséquent (comme par exemple pour les deutons). La prise en compte de ce processus

l'importance de cette composante de pré-équilibre sur les spectres en énergie cinétique. Une mesure de température, à l'aide des distributions d'énergie cinétique, sans tenir compte de particules de pré-équilibre serait faussée, d'autant plus que cette composante peuple les hautes énergies.

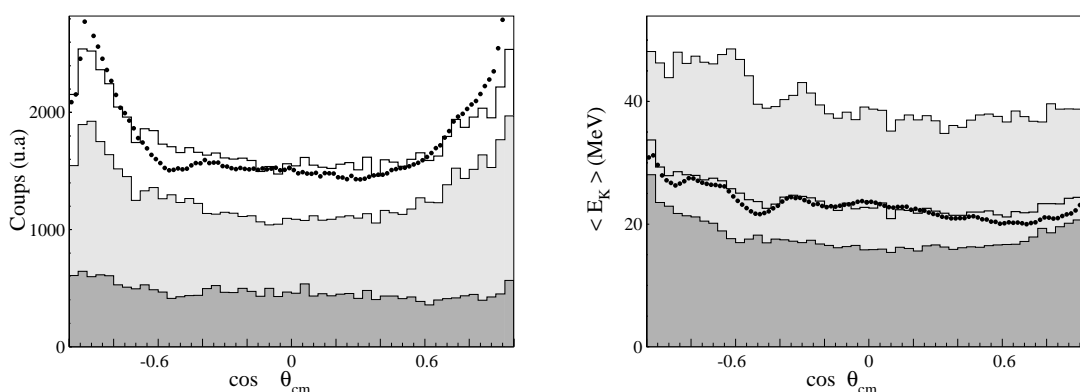


FIG. 5.11 – Exemple de distribution angulaire (à gauche) et de distribution d'énergie cinétique moyenne en fonction du $\cos(\theta_{cm})$ (à droite) pour les protons émis lors de la phase de pré-équilibre (gris clair) et lors de la phase d'évaporation (gris foncé). La ligne continue noire représente la somme des deux composantes (c'est à dire l'ensemble des particules). Les données expérimentales sont représentées par des points noirs.

L'énergie cinétique moyenne en fonction de l'angle d'émission (ainsi que les distributions angulaires) sont présentées figure 5.11 avec les mêmes conventions que la figure 5.10. Les protons de pré-équilibre sont bien, par construction, émis dans tout l'espace. Les protons évaporés, bien qu'en partie émis au centre de masse, sont essentiellement émis à l'avant et à l'arrière du centre de masse.

L'un des intérêts du modèle est de pouvoir explicitement dénombrer le nombre de particules provenant de ces deux processus: hors équilibre et équilibre. La figure 5.12 présente la multiplicité de protons, deutons, tritons, 3He et alphas expérimentale (symbole noir) et simulée (symbole blanc) ainsi que dans l'encart en haut à droite la proportion de particules de pré-équilibre. Les symboles carrés (blancs et noirs) sont utilisés pour le système Xe + Sn à 80 MeV/u et en ronds (blancs et noirs) pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u. Au niveau des multiplicités, on constate un accord relativement correct pour l'ensemble des particules légères. Seules les multiplicités pour les alphas à 50 MeV/u et les deutons à 80 MeV/u présentent des désaccords entre le calcul et les données. A 50 MeV/u, la simulation sous-estime l'émission d'alphas de deux ou trois unités. Notons que les problèmes de filtre peuvent expliquer cette sous-estimation. Par contre, à 80 MeV/u on note un fort taux de production de deutons qui s'explique par une phase de coalescence

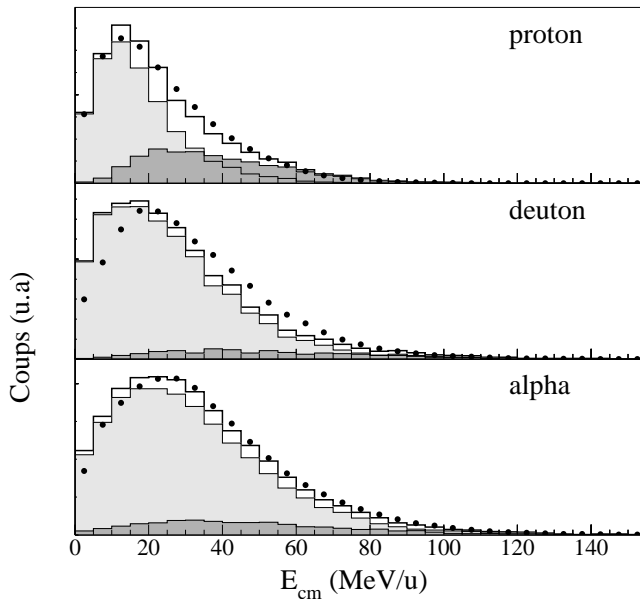


FIG. 5.10 – Exemple pour les système $Xe + Sn$ à 50 MeV/u de distribution en énergie cinétique pour les protons, deutons et alpha émis lors de la phase de pré-équilibre (zone grise foncée) et lors de la phase d'évaporation (zone grise claire). Les données expérimentales sont représentées par des points noirs. La ligne noire continue représente la somme des deux distributions simulées.

une distribution simulée, ne prenant pas en compte les collisions nucléon-nucléon, est tracée en gris clair.

A 25 MeV/u , le pourcentage simulé de collisions nucléon-nucléon a été fixé à 0. Notons malgré tout qu'un faible nombre de particules est émis hors équilibre lors de la phase de coalescence. Les énergies moyennes sont bien reproduites pour les protons. Les alphas ont en moyenne une énergie cinétique plus grande dans un domaine angulaire proche du centre de masse. Les deutons ont, eux, une énergie sensiblement supérieure aux valeurs expérimentales. A 50 et surtout à 80 MeV/u , le pourcentage de collisions n'est plus nul. On mesure alors directement l'effet de l'émission de ces particules par la différence entre les distributions gris clair (simulation sans collisions) et gris foncé (simulation avec collisions). La distribution représentée par une ligne noire continue (somme des distributions grises) est bien plus représentative des distributions expérimentales représentées par des symboles noirs. Les particules de pré-équilibre possèdent une énergie plus grande en moyenne que les particules évaporées. Ceci est remarquable pour les protons et les deutons. Même si ces distributions ne sont pas complètement bien reproduites, il est important de les prendre en compte. En effet, ces particules possèdent une énergie cinétique spécifique et par conséquent elles " consomment " une partie de l'énergie initiale disponible. Une conséquence directe est la diminution significative de l'énergie d'excitation totale de la partition (cf section 3.4.1).

Les distributions d'énergie cinétique pour les protons, deutons et alphas de pré-équilibre (gris foncé) et évaporés (gris clair) sont représentées figure 5.10. La ligne continue sur fond blanc représente la somme des deux composantes. L'énergie cinétique des particules de pré-équilibre est en moyenne plus élevée que celle des particules évaporées. Cette figure montre

distribution sur les pentes des spectres en énergie cinétique des particules légères et en déduire la température T du noyau source. Les effets de la méconnaissance de l'origine de toutes les particules légères entraînent une imprécision de la méthode (vitesse et taille de source) [Vie02]. De plus, la mesure du double rapport isotopique permet la détermination expérimentale de la température [Sou00]. Par exemple, les couples (${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$) ont été étudiés [Kol96]. La reconstruction de la source émettrice est délicate : la taille de source possède de grandes incertitudes. Il est alors nécessaire de faire des hypothèses afin de déterminer les particules effectivement produites par la source à étudier et de reconstruire la source. Ces informations peuvent alors permettre de rendre plus efficaces ces méthodes.

Enfin, les particules légères peuvent permettre la mesure expérimentale du moment transféré sous forme de moment angulaire interne aux fragments. (cf chapitre 6)

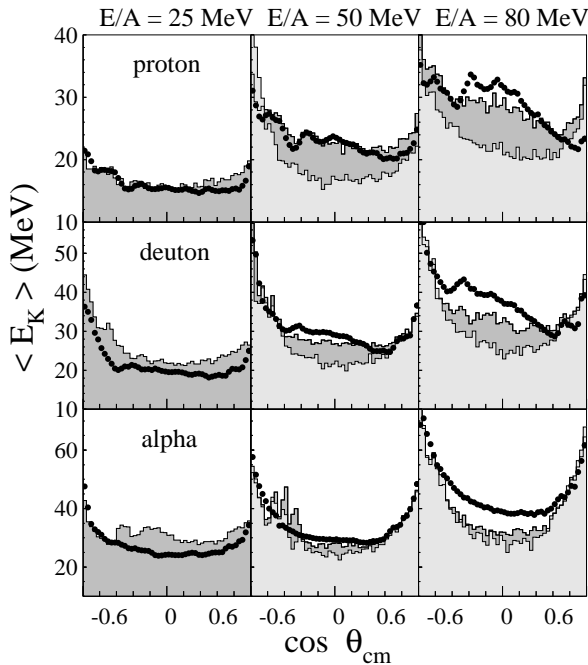


FIG. 5.9 – *Distribution d'énergie cinétique moyenne en fonction de l'angle polaire pour les protons, deutons et alphas pour le système $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 25, 50 et 80 MeV/u.*

Les données expérimentales sont représentées par des points noirs. La ligne continue représente la distribution simulée, en gris clair une simulation sans collision nucléon-nucléon et en gris foncé avec.

5.4.1 Emission hors équilibre.

HIPSE est un générateur d'événements capable de simuler de manière approchée un ensemble de collisions nucléon-nucléon (cf section 3.3.6). Une phase de coalescence permet la création de particules plus lourdes à partir des nucléons diffusés. Dans cette sous-partie, nous allons étudier les caractéristiques des particules émises hors équilibre, c'est-à-dire les particules légères émises dans la partition initiale et les particules légères issues des collisions nucléon-nucléon.

La figure 5.9 représente la distribution d'énergie cinétique en fonction du $\cos(\theta_{cm})$ expérimentale (rond noir) et simulée (continue et fond gris) pour les protons, deutons et alphas. Les systèmes $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 25, 50 et 80 MeV/u sont représentés. Pour 50 et 80 MeV/u,

5.4 Les particules légères

Dans les collisions centrales, de nombreuses particules légères sont produites. Ces particules proviennent soit de processus statistique d'évaporation, associés à des temps caractéristiques longs, soit de processus hors équilibre [Gin02, Paw00], associés à des temps caractéristiques courts comparables au temps de réaction [Lef97]. Lors de la réaction, une forte proportion de particules légères se trouve cinématiquement localisée autour des deux sphères de la quasi-cible et du quasi-projectile. Elles proviennent de leur désexcitation. Mais expérimentalement, une forte proportion de particules légères est émise entre les deux partenaires de la réaction, aussi bien pour les collisions centrales que pour les collisions périphériques. Une part importante de ces particules ne provient pas de processus statistique d'évaporation : elles sont produites hors équilibre. Dans les collisions centrales, la notion de QP et QC est moins présente et on assiste à une forte réorganisation des nucléons. On s'attend alors à une importante proportion de particules légères émis hors équilibre.

Nous avons décrit dans le chapitre 3 les deux processus susceptibles d'expliquer ces émissions : les collisions nucléon-nucléon et l'émission à partir d'une troisième source correspondant aux fragments produits dans la zone de recouvrement. Les processus directs de collision nucléon-nucléon ont lieu dans les premiers instants de la collision. Dans le modèle, ces processus sont d'autant plus nombreux que le paramètre d'impact est petit (zone de recouvrement grande). De plus, on s'attend à une augmentation du nombre de collisions avec l'énergie de bombardement : la section efficace de collision nucléon-nucléon dans la matière augmente avec l'énergie puisque l'effet du principe de Pauli est de moins en moins important. Les modèles dynamiques mettent en avant ce type de processus. Dans HIPSE, les particules plus massives (deuton, triton, alpha ..) peuvent jaillir par coalescence de nucléons diffusés. Le chapitre 3 nous a décrit la modélisation des collisions nucléon-nucléon effectuée dans le générateur d'événements HIPSE.

La seconde hypothèse suppose la formation d'une source située proche du centre de masse de la réaction. En fait, cette source peut avoir différentes origines. La première est la cassure en col, c'est-à-dire une source située entre les deux partenaires et créée par rupture d'un col de matière. A haute énergie, ce col est équivalent à une zone participante dans un modèle de type participant-spectateur : il prévoit la création dynamique d'un troisième fragment au centre de masse. De plus, des cassures binaires dites dynamiques c'est-à-dire incompatible avec de la fission standard ont été observées expérimentalement : le fragment est alors localisé proche du fragment de cassure. L'évaporation consécutive à l'excitation du fragment peut être à l'origine de ces émissions.

De par leur diversité, les particules légères peuvent fournir un certain nombre d'informations comme par exemple des études sur le courbe calorifique nucléaire [Sie98]. Tout d'abord, les particules légères sont utilisées comme sonde pour la mesure de la température apparente des noyaux. La température est alors reliée à l'énergie d'excitation. La théorie de Weisskopf [Wei37] propose une description statistique du processus d'évaporation. La probabilité d'évaporation pour une particule est décrite par une distribution de Maxwell-Boltzmann (fonction de la température). Ainsi, expérimentalement, on peut ajuster cette

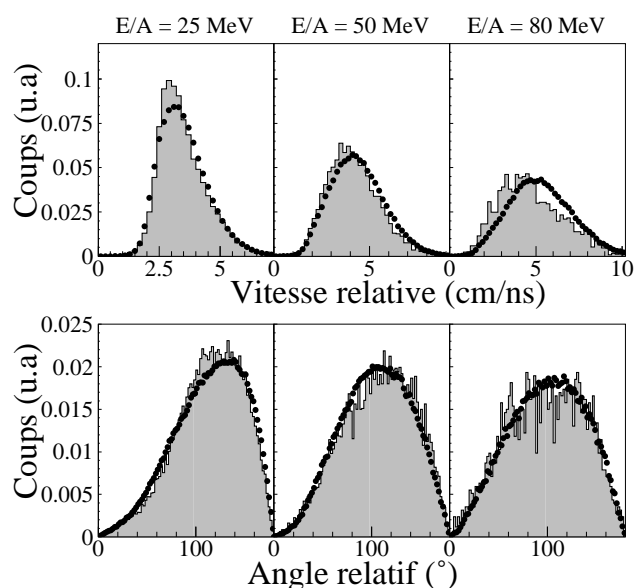


FIG. 5.8 – Distribution des vitesses relatives et angles relatifs pour les trois plus gros fragments pris deux à deux. Le système $Xe + Sn$ aux trois énergies 25, 50 et 80 MeV/u est représenté pour les collisions centrales sélectionnées (*c*) (en symboles noirs les données expérimentales et en continu et fond gris la simulation).

semblent compatibles avec les données expérimentales. L'analyse présentée dans la référence [Mar95] conclut à une émission simultanée de fragments. Ce résultat est compatible avec le mécanisme de fragmentation du générateur HIPSE : les fragments sont créés sur une échelle de temps comparable avec le temps de réaction.

Nous avons vu dans les sections précédentes que les distributions d'énergie moyenne et les fluctuations étaient bien reproduites par la simulation. On constate que de plus les corrélations internes aux événements entre les fragments (angulaire et cinématique) sont elles aussi reproduites par HIPSE.

5.3.5 Conclusion sur l'analyse des fragments

L'hypothèse à la base du générateur HIPSE est que les fragments sont émis très tôt lors de la collision. De plus, leurs caractéristiques cinématiques sont directement reliées au mouvement interne des nucléons dans les deux partenaires de la réaction ainsi qu'au mouvement relatif des deux noyaux au point de contact. Les résultats de la simulation au niveau des caractéristiques cinématiques des fragments sont compatibles avec les données expérimentales. La déformation ou l'expansion ne sont ici que la manifestation de la mémoire de la voie d'entrée qui est, même pour les collisions les plus violentes, encore présente.

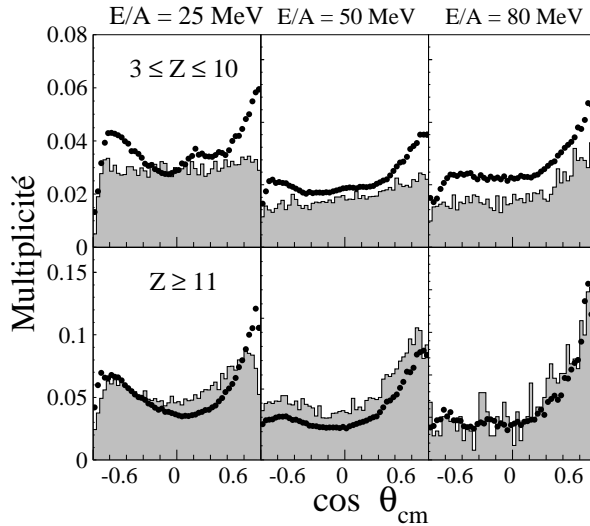


FIG. 5.7 – *Distribution angulaire pour les fragments légers ($3 \leq Z \leq 10$) et pour les fragments lourds ($Z \geq 11$) pour la sélection (c) et pour le système $Xe + Sn$ à 50 MeV/u . Les événements en points noirs correspondent aux données expérimentales tandis que la simulation est représentée en zones grises.*

5.3.4 Corrélation événement par événement

Afin d’approfondir la comparaison entre les variables cinématiques du modèle et des données, examinons les corrélations internes aux événements. Des analyses des collisions centrales pour les systèmes $Ar + Au$ à 30 et 60 MeV/u et $Kr + Au$ MeV/u [Lop93, Lou94] portant sur les modes de décroissance des noyaux composites ont montré une chute importante du temps d’émission des fragments de 500 fm/c à 3 MeV/u d’énergie d’excitation à 50 fm/c à 5 MeV/u . Cette analyse appliquée aux événements ayant un grand nombre de fragments dans les collisions centrales s’appuie sur les corrélations spatio-temporelles observées dans les vitesses relatives et les angles relatifs. Suivant la référence [Mar95], la construction des vitesses relatives et angles relatifs est faite à partir des trois fragments les plus lourds pris deux à deux. La corrélation semble être plus importante pour les fragments lourds que pour les fragments légers, c’est pourquoi nous conservons les trois fragments les plus lourds.

Les vitesses relatives et angles relatifs sont présentées sur la figure 5.8. Les distributions présentent aux trois énergies un pic très prononcé. Cette vitesse relative moyenne augmente sensiblement avec l’énergie incidente. Les distributions de l’angle relatif montrent que les fragments sont émis en moyenne à 110 degrés à 25 MeV . L’angle relatif moyen chute avec l’énergie de faisceau. A 80 MeV/u , l’angle moyen est de 100 degrés. Force est de constater que la simulation reproduit ces distributions. Dans le générateur HIPSE, les corrélations finales sont issues d’une part des corrélations initiales de la partition après les interactions dans l’état final et d’autre part elles sont aussi liées à la propagation et l’émission en vol. Ceci permet d’obtenir des corrélations spatio-temporelles spécifiques qui

aux collisions de paramètre d'impact nul ont tendance à se regrouper dans la région des événements sphériques. En effet, aucune direction privilégiée n'est attendue : les trois valeurs propres ont le même ordre de grandeur. Ces événements sphériques ont ainsi la particularité de posséder une faible valeur de coplanarité mais une grande valeur de sphéricité.

La simulation, en tenant compte de l'ensemble des paramètres d'impact et sélectionnée selon (c) (en gris foncé et ligne continue), reproduit bien les événements expérimentaux. On notera que la distribution du C_{27} est moins bien reproduite. Cette variable, utilisée à des fins comparatives, est donc manifestement sévère car, bien que la sphéricité et la coplanarité aient des comportements comparables, la distribution en C_{27} est notablement différente. Malgré tout, pour le système Xe + Sn à 50 MeV, la forme des événements centraux est remarquablement reproduite. Notons que, bien que l'hypothèse du modèle HIPSE repose sur des temps brefs de fragmentation dominée par les conditions cinématiques initiales, la forme d'un certain nombre d'événements de collision à petit paramètre d'impact est relativement sphérique. Il est donc possible qu'une configuration sphérique soit générée par des processus en grande partie hors-équilibre.

5.3.3 Variable angulaire

Les variables angulaires donnent, elles aussi, des indications sur les mécanismes de formation des fragments puisqu'elles représentent la répartition dans l'espace des phases accessibles aux produits de réaction. La distribution angulaire des fragments est reportée à la figure 5.7. Les distributions expérimentales (points noirs) et simulées (gris et ligne continue) sont normalisées à la multiplicité de particules. La sélection utilisée est la sélection (c).

La première constatation est qu'aucune de ces distributions n'est plate alors qu'une distribution angulaire d'une source de fragments émis de manière isotrope le serait. Pour les fragments légers, la forme des distributions est relativement correcte à 50 et 80 MeV. A 25 MeV, la distribution simulée semble relativement plate, alors que la distribution expérimentale présente une asymétrie. Cette asymétrie démontre que les fragments sont émis préférentiellement à l'avant et à l'arrière du centre de masse de la réaction : ils proviennent de la désexcitation de la cible et du projectile. On voit clairement que le calcul surestime le nombre de fragments légers émis au centre de masse. Pour les fragments les plus lourds, la distribution est remarquablement reproduite à 50 MeV et à 80 MeV bien que la statistique soit plus faible.

Nous avons vu que les distributions ne sont pas représentatives d'une émission isotrope de fragments et ce même dans les collisions les plus centrales. Dans l'hypothèse d'une source unique, des distributions anisotropes soulignent la déformation dans l'espace des impulsions de cette source. Là encore, le code HIPSE permet une relative bonne reproduction de l'anisotropie. La géométrie des événements est issue d'une exploration spécifique de l'espace des vitesses sous contrainte des conditions initiales. Les fragments conservent une certaine mémoire de la réaction à travers les nucléons dont l'impulsion n'est pas relaxée lors de la réaction. L'impulsion initiale des nucléons avant la formation de clusters est issue à la fois de l'impulsion relative des deux noyaux au point de contact et de l'impulsion de Fermi.

5.3.2 Forme de l'événement

Le mouvement collectif des fragments est aussi " mesurable " par l'angle de flot. Celui-ci est en effet calculé grâce aux variables cinématiques de l'ensemble des fragments. Il nous donne alors une idée de la forme de l'événement en terme de direction d'émission privilégiée de la matière.

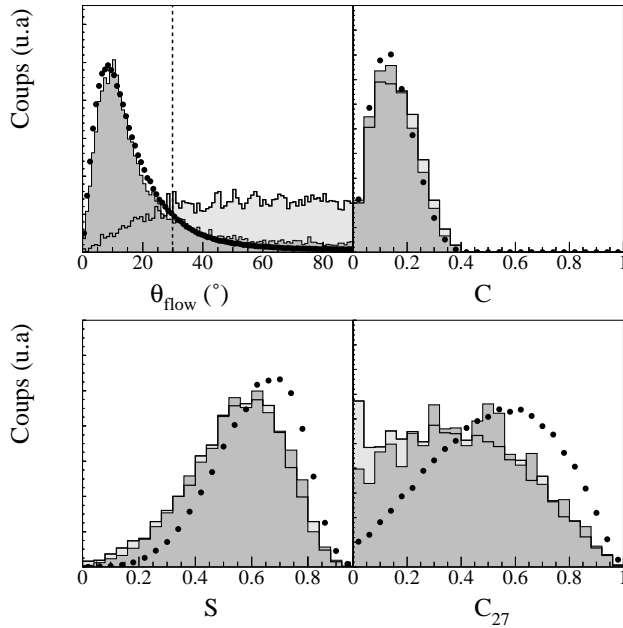


FIG. 5.6 – *Distribution en angle de flot pour les événements expérimentaux complets (symbole noir), pour la simulation d'événements complets (ligne continue sur fond gris foncé) et pour une simulation à paramètre d'impact nul filtrée et complète (ligne noire et fond gris clair). Distribution de la sphéricité, de la coplanarité et du C_{27} (section 4.1.5) pour les événements expérimentaux (sélection (c) en symbole noir), les événements simulés (sélection c en gris foncé et ligne continue) et les événements complets de paramètre d'impact nul (gris clair et ligne noire).*

La figure 5.6 présente la distribution de l'angle de flot pour la sélection d'événements complets, de la sphéricité, de la coplanarité et du C_{27} (définis dans la section 4.1.5). Les trois dernières correspondant à une sélection d'événements dont l'angle de flot est supérieur à 30 degrés. De plus, les distributions des événements simulés de paramètre d'impact nul (en réalité $0. \leq b \leq 0.5 \text{ fm}$) sélectionnés en complétude sont présentées en ligne noire et fond gris clair.

En général, l'angle de flot est utilisé comme mesure de la compacité des événements. Dans ce sens, on pense que plus l'angle de flot est grand, plus les collisions sont centrales. Les événements les plus sphériques sont généralement associés à un système thermalisé ayant perdu une grande partie de la mémoire de la voie d'entrée. Ceci est illustré sur la figure 5.6 qui présente les distributions du θ_{flot} , de la sphéricité, de la coplanarité et du C_{27} (distribution en gris clair et ligne noire) pour une simulation d'événements complets à $b = 0$. On constate que tout l'espace de l'angle de flot est peuplé avec majoritairement des événements dont l'angle de flot est supérieur à 30 degrés. Les événements correspondant

sont alors émis très tôt lors de la réaction. Dans HIPSE la partition est définie avant d'atteindre un équilibre thermique contrairement à un scénario de type statistique.

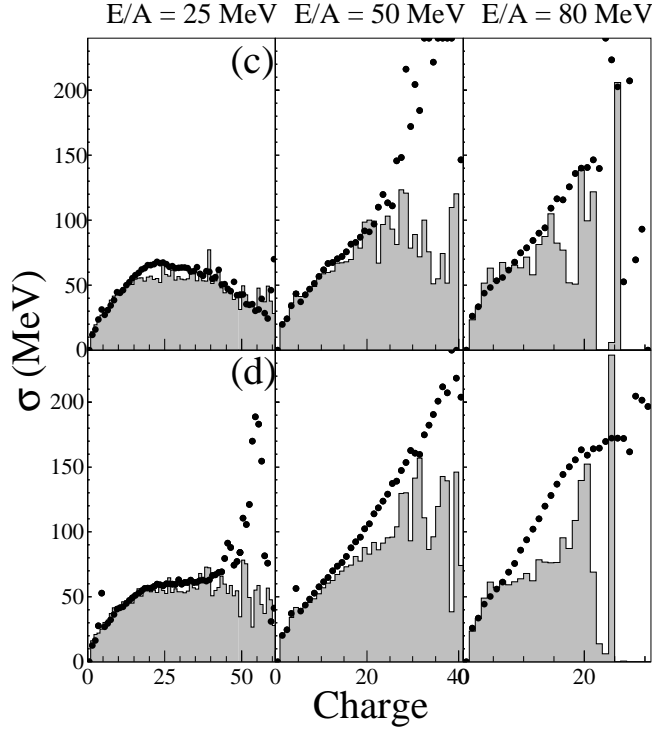


FIG. 5.5 – Représentation des fluctuations (σ) de l'énergie cinétique en fonction de la charge pour le système Xe + Sn à 25 (gauche), 50 (milieu) et 80 MeV/u (droite) pour les données expérimentales (symbole noir) et la simulation (ligne continue et fond gris) et pour les deux sélections: sélection (c) en haut, (d) en bas.

La figure 5.5 représente la fluctuation (σ) de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge du fragment (pour le système Xe + Sn aux trois énergies (25, 50 et 80 MeV/u)) et pour les deux sélections (c et d). A l'instar des distributions d'énergie cinétique, la simulation obtient de bons résultats. Ces résultats sont encourageants pour permettre de réaliser des études plus précises comme, par exemple, la recherche d'éventuelles fluctuations anormales [D'a02]. Citons les signaux de capacités calorifiques négatives étudiés dans les collisions centrales [Gul03]. En effet, ces analyses basées sur les mesures des fluctuations d'énergies sont considérées comme l'un des signaux les plus tangibles pour une signature d'une transition de phase de la matière nucléaire. L'utilisation du modèle HIPSE devrait permettre de mieux appréhender l'influence des sélections, de la méthode d'analyse et des mouvements collectifs (en particulier les mouvements de Fermi) sur ce type de signaux. Ainsi, le générateur HIPSE est capable de reproduire les distributions d'énergie cinétique moyenne et ses fluctuations pour les fragments. Cette caractéristique cinématique semble donc être largement gouvernée par le mouvement relatif et par le mouvement de Fermi et la méthode de coalescence. En effet, seuls ces mouvements contraignent les impulsions des nucléons présents dans la cible et le projectile. Ceux-ci définissent les caractéristiques cinématiques initiales des fragments.

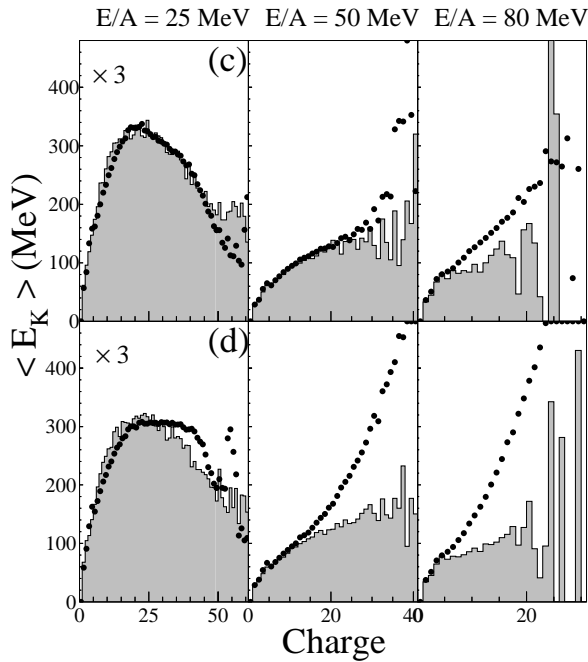


FIG. 5.4 – Représentation de l'énergie cinétique moyenne en fonction de la charge pour le système $Xe + Sn$ à 25 (gauche), 50 (milieu) et 80 MeV/u (droite) et pour les deux sélections (c) et (d) respectivement en haut et en bas. Les données expérimentales sont représentées en symbole noir et les résultats de la simulation en ligne continue et fond gris. Les distributions à 25 MeV/u ont été multipliées par un facteur trois pour une meilleure lisibilité.

tion est faible, d'autre part la sélection est bien moins bonne au vu de la distribution en angle de flot. Notons que les résultats sont relativement sensibles aux sélections.

Nous avons vu dans le chapitre 2 que le scénario mettant en jeu la création d'une source unique a rencontré un vif succès. Dans ce type de processus, la source à l'origine de la fragmentation est créée proche du centre de masse et est supposée à l'équilibre thermique. Cette hypothèse justifie l'emploi de codes statistiques pour la description de cette source excitée. Les paramètres d'entrées de ces codes (charge et masse de la source, volume de freeze-out, énergie d'excitation) sont ajustés. Afin de reproduire les variables cinématiques, on fait intervenir une énergie d'expansion moyenne, énergie dont l'origine provient d'une phase de compression (thermique ou mécanique) suivie d'une phase d'expansion. Cette valeur est typiquement de 2 à 3 MeV/u pour le système $Xe + Sn$ à 50 MeV/u [Len99]. Sans cette énergie d'expansion, il est impossible de reproduire les valeurs moyennes d'énergie cinétique. Dans le cadre du modèle HIPSE, l'énergie des fragments est déterminée par l'ensemble des nucléons qui composent ce fragment. Or sans relaxation des impulsions des nucléons, c'est bien la dynamique des deux réactifs et le mouvement de Fermi qui détermine en grande partie la valeur de cette énergie. Dans les collisions centrales, la zone de recouvrement est maximum, le nombre d'échanges de nucléons est important tout comme la dissipation en énergie. Cependant, bien que les fragments soient dans HIPSE supposés à l'équilibre thermique, leur vitesse initiale est définie par la cinématique de la voie d'entrée et le mouvement de Fermi : dans ce cas aucune énergie d'expansion n'est nécessaire. Ces résultats sont en accord avec des prédictions de modèle dynamique type QMD [Tir98] et plus généralement les modèles de dynamique moléculaire ([Cus03],[Cam03]). Les fragments

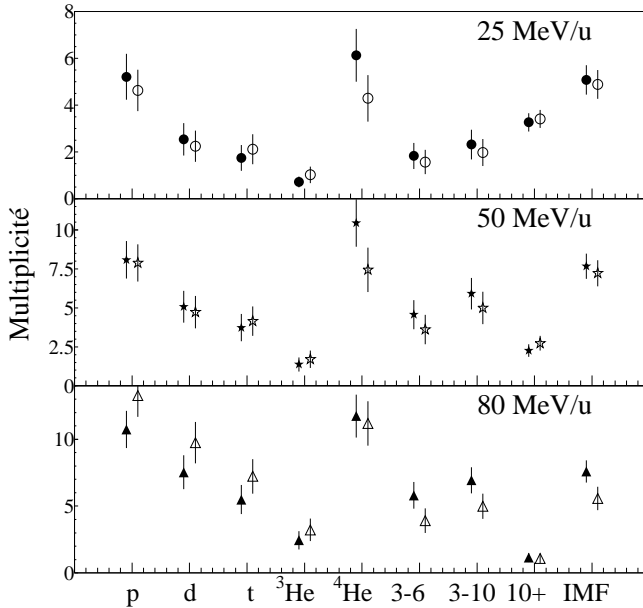


FIG. 5.3 – *Multiplicité moyenne des protons, deutons, tritons, ${}^3\text{He}$, alphas, fragments légers ($3 \leq Z \leq 6$), fragments intermédiaires ($3 \leq Z \leq 10$), fragments lourds ($Z \geq 10$) et l'ensemble des IMF ($Z \geq 3$) respectivement de gauche à droite. Les symboles noirs représentent les données expérimentales et les blancs la simulation. Les barres d'erreurs représentent les largeurs des distributions de multiplicité.*

5.3.1 Energie cinétique moyenne

Afin d'obtenir un aperçu global des énergies cinétiques de la totalité des fragments, la valeur moyenne des énergies cinétiques des fragments est présentée en fonction de leur charge (figure 5.4). Les points noirs représentent ces distributions pour les données expérimentales et la ligne continue sur fond gris la simulation et ceci pour les deux sélections c (en haut) et d (en bas). Les trois énergies de bombardement sont représentées. Afin de faciliter la lisibilité de la figure, les énergies moyennes à 25 MeV/u ont été multipliées par un facteur 3.

On obtient une bonne reproduction de cette variable à 25 et 50 MeV/u pour la sélection (c). Pour la sélection (d), sélection basée sur l'existence d'une corrélation linéaire entre paramètre d'impact et énergie transverse totale des particules légères, la reproduction est dans l'ensemble moins concluante : l'énergie moyenne est plus grande pour les données expérimentales. L'explication la plus raisonnable fait intervenir la méthode de sélection elle-même. La conservation de 10 % des événements n'est pas équivalente entre la simulation et l'expérience. En effet, nous avons vu que les effets de filtre et la probable mauvaise reproduction des collisions les plus périphériques entraînent une élimination de ces événements très périphériques. Dans ce cas, sélectionner 10 % de lots d'événements entraîne des erreurs : les événements expérimentaux contiennent vraisemblablement des paramètres d'impact en moyenne plus grands que la simulation, puisque celle-ci est au départ plus sélective. On constate ainsi des valeurs d'énergie moyenne plus grandes pour les données expérimentales. A 80 MeV l'énergie cinétique des fragments obtenue dans le calcul semble plus faible que dans les données expérimentales. D'une part, la statistique pour la simula-

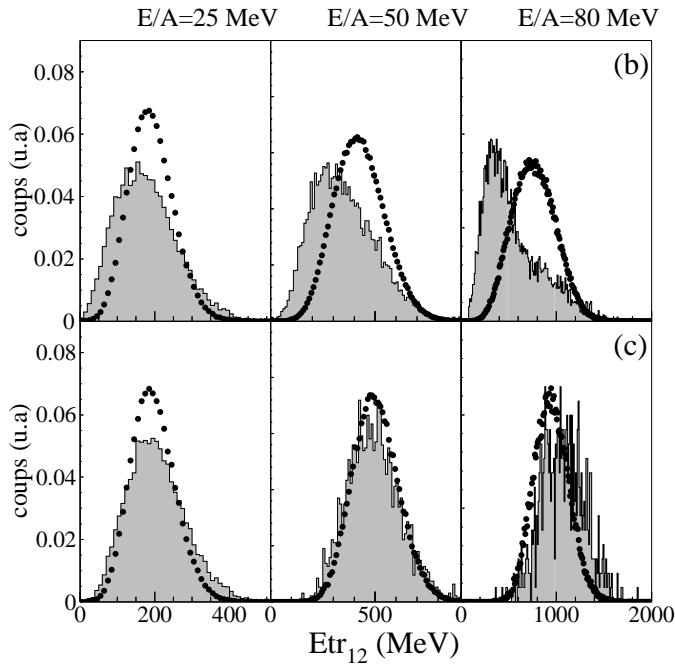


FIG. 5.2 – *Distribution en énergie transverse des particules légères E_{tr12} pour la simulation (ligne et fond gris) et pour les données expérimentales (symbole noir), en haut pour la sélection en complétude (b) et en bas la sélection (c) pour les trois énergie de bombardement 25, 50 et 80 MeV/u (de gauche à droite).*

5.2 Variables statiques

La figure 4.15 du chapitre 4 nous a permis d'évaluer les taux de production des fragments produits dans les collisions centrales. La distribution de charge expérimentale est correctement reproduite par le modèle pour les collisions centrales. Ce résultat n'est pas insolite dans le sens où de nombreux codes qu'ils soient dynamiques ou statistiques reproduisent ces distributions. De plus, un algorithme purement combinatoire mènerait à des résultats comparables en terme de taux de production pour les collisions centrales [Day03]. Il n'en serait pas de même pour les variables cinématiques.

La figure 5.3 propose les multiplicités de particules légères (proton, deuton, alpha, triton, 3He) et de fragments (IMF très léger, léger et lourds). Les barres d'erreurs représentent les largeurs des distributions. Les multiplicités de fragments sont dans l'ensemble bien reproduites, ce qui va de pair avec la distribution de charge. Le cas des particules légères sera discuté dans la section 5.4.

5.3 Mouvement collectif

Les multiplicités de fragments sont bien reproduites comme dans de nombreux modèles. Nous nous intéressons maintenant aux variables cinématiques qui contiennent des contraintes beaucoup plus fortes.

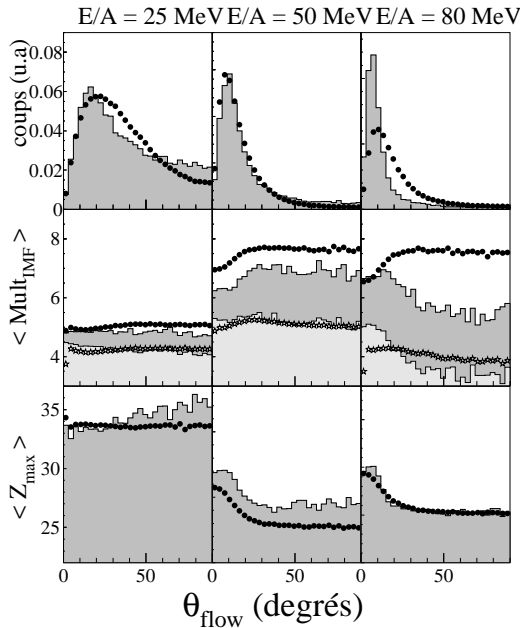


FIG. 5.1 – *Distribution en angle de flot, valeur moyenne de la multiplicité d'IMF et valeur moyenne de la charge maximale en fonction de l'angle de flot. La sélection est la sélection (b) pour le système Xe + Sn à 25, 50 et 80 MeV/u. Les données expérimentales sont représentées avec des symboles noirs et la simulation en ligne pleine et fond gris. Pour la distribution de la valeur moyenne des IMF en fonction de l'angle θ_{flot} , la distribution en gris foncé et symbole rond noir représente les multiplicités d'IMF (charges supérieures à 3) et en gris clair et symbole diamond pour les charges supérieures à 5. Notons que pour une meilleure lisibilité toutes les échelles ne commencent pas à zéro.*

L'étude de la corrélation entre l'énergie transverse et l'angle de flot a été effectuée dans la référence [Ngu98]. Il semble alors que la variable de sélection "énergie transverse" soit moins pertinente pour les collisions les plus centrales que la variable "angle de flot". Toutefois, nous gardons ces deux sélections car il n'est pas évident que cette corrélation soit aussi importante pour une énergie de faisceau de 80 MeV/u.

La figure 5.2 présente les distributions en énergie transverse des particules légères (E_{tr12} défini section 4.1.4 pour les systèmes Xe + Sn à 25, 50 et 80 MeV/u, pour les événements complets (en haut) et pour la sélection (c) (en bas). On constate qu'en moyenne, le E_{tr12} est sensiblement plus faible aux trois énergies pour les événements complets. Ce sont les taux de production des particules légères et notamment celles des particules alphas en nombre important qui sont un peu sous-estimés. Par contre, la sélection (c), c'est-à-dire les collisions centrales, reproduit très bien ces distributions expérimentales. Afin de réaliser une comparaison systématique, ce sont les mêmes sélections qui seront appliquées aux données expérimentales et aux données simulées. Ici, nous ne tentons pas de sélectionner des événements provenant de mécanismes spécifiques, comme la formation d'une source unique, mais uniquement de classer les événements dans une catégorie pour faciliter la comparaison.

talement grâce à plusieurs méthodes mais, par nature, elle ne peut être qu'approximative puisque le paramètre d'impact ne peut être mesuré directement.

De nombreuses variables de sélection ont été élaborées afin d'étudier les collisions centrales [Mas99]. Parmi les variables de sélection, on peut citer le moment de Fox et Wolfram [Mar95], l'énergie transverse des particules légères (section 4.1.4), l'angle de flot (section 4.1.5) ou des analyses plus sophistiquées comme l'ACP (analyse en composante principale) [Bel00]. Notons que ces variables n'ont pas toutes le même pouvoir discriminant.

Pour notre analyse, nous avons choisi deux sélections. La première est déterminée par l'énergie transverse des particules légères (section 4.1.4). L'énergie transverse de particules légères est généralement utilisée pour réaliser des tranches en paramètre d'impact ; on suppose alors qu'elle lui est linéairement corrélée. Dans notre cas nous estimons que les 10 derniers pour cent des événements de la sélection (a), correspondant aux plus grandes valeurs de l'énergie transverse totale des particules légères, proviennent de collisions centrales (d).

La seconde sélection emploie, cette fois, les caractéristiques cinétiques des fragments émis lors de la collision. On calcule alors l'angle de flot (section 4.1.5) : l'ensemble des événements complets dont la valeur de l'angle de flot est supérieure à 30 degrés est considérée comme provenant de collisions centrales (sélection (c)). Nous avons vu sur la figure 4.20 que cette sélection semblait raisonnable au vu des comparaisons entre expérience et simulation avec une nuance à 80 MeV/u. Pour étayer notre analyse, nous présentons sur la figure 5.1 la distribution en angle de flot, la valeur moyenne de la multiplicité d'IMF et la charge du plus gros fragment en fonction de θ_{flot} et ce pour les trois énergies 25, 50 et 80 MeV/u et pour les événements complets (sélection (b)).

A 25 MeV/u, la charge du plus gros fragment est parfaitement reproduite par la simulation, mais la multiplicité moyenne est sous-estimée. Cette sous-estimation est plus importante à 50 et 80 MeV/u. La multiplicité d'IMF semble donc être de moins en moins reproduite lorsque l'énergie augmente. Toutefois, les distributions de la valeur moyenne des fragments de charges supérieures ou égales à 5 (IMF5) en fonction du θ_{flot} (en gris clair), sont bien mieux reproduites par la simulation avec une réserve à 80 MeV/u. Enfin, à 50 MeV/u, la valeur moyenne de la charge du plus gros fragment est surestimé, alors qu'à 80 MeV/u elle est comparable aux données expérimentales.

Dans la simulation, le faible taux de production des IMF est dû à la surestimation de l'évaporation des fragments très légers tels que ceux de charge 4 ou 5. Ainsi, en fin de réaction leur nombre est bien plus faible qu'attendu expérimentalement. Cet effet est accentué lorsque l'énergie d'excitation augmente, celle-ci étant directement corrélée avec l'énergie disponible à la réaction. Le traitement des fragments les plus légers est donc relativement problématique, du fait que les fragments légers ont des niveaux d'énergie discrets ou continus et qu'ils peuvent être émis froids ou chauds. C'est pourquoi, en ne considérant que les fragments de charge supérieure à 5 (distribution en gris clair), les valeurs sont en bien meilleur accord avec l'expérience. Cependant à 80 MeV, la distribution est moins bien reproduite. Bien évidemment, la multiplicité d'IMF et l'angle de flot sont corrélés, car le calcul de l'angle de flot est réalisé en utilisant les caractéristiques cinématiques des IMF.

Chapitre 5

Les collisions centrales

Dans ce chapitre, nous détaillerons l'analyse des événements issus des sélections associées aux collisions centrales. Dans ces collisions à petit paramètre d'impact, l'identité des deux noyaux de départ peut être définitivement perdue. Il se forme alors un système unique excité. Aux énergies de l'ordre du MeV par nucléon, cette fusion est presque complète. Lorsque l'énergie de bombardement augmente, la fusion est de moins en moins complète dans le sens où une partie des particules et fragments est émise hors équilibre. De plus, lorsque l'énergie de faisceau augmente, il devient moins évident qu'un système composé par la majorité des nucléons de la cible et du projectile se forme et qu'il ait le temps de se thermaliser. Le temps de réaction diminuant avec l'énergie incidente, devient alors comparable au temps de thermalisation. Dans les collisions centrales, les effets de mémoire de la voie d'entrée sont moins marqués et peuvent être même perdus. C'est pourquoi ces collisions ont servi de point de départ à des études thermodynamiques. Les collisions centrales sont aussi le siège de la multifragmentation, dont l'origine est encore débattue.

Ce chapitre fera l'objet d'une comparaison entre les résultats de la simulation HIPSE et les données expérimentales dans les collisions centrales. Nous allons, dans un premier temps, revenir sur la méthode de sélection et de comparaison. Ensuite, grâce aux variables cinématiques, nous essaierons de comprendre l'origine du mouvement collectif des fragments : a-t-on affaire à un système en expansion ou à un système ayant gardé une importante mémoire de la voie d'entrée? De plus, de par le fort recouvrement géométrique des deux partenaires de la réaction, on s'attend à une importante production de particules de pré-équilibre. C'est pourquoi une attention toute particulière est portée sur les particules légères et leur origine, et plus particulièrement, l'importance des collisions nucléon-nucléon. Enfin, une présentation des énergies d'excitation des fragments sera faite.

5.1 Sélection des collisions centrales

La difficulté essentielle lors d'une comparaison entre théorie et expérience est la caractérisation de la réaction étudiée. Le problème récurrent de l'analyse des collisions centrales est la détermination du paramètre d'impact. Cette quantité peut être déduite expérimen-

4.5 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter et de discuter les variables de sélections utilisées dans ce mémoire. Ces sélections ont été choisies à des fins comparatives et permettent, à priori, de contraindre le modèle sur toute la gamme des collisions, des plus périphériques au plus centrales. HIPSE permet d'ailleurs d'évaluer la corrélation entre le paramètre d'impact et les sélections.

Toutefois, avant de réaliser ces comparaisons et de contraindre le modèle, nous avons choisi de présenter, grâce à diverses observables, l'espace de phase accessible après les interactions dans l'état final. En quelque sorte, nous remontons le temps afin d'avoir accès aux caractéristiques des partitions avant la phase de désexcitation. Une évaluation de l'influence de la propagation coulombienne et de l'évaporation secondaire a été faite. Les caractéristiques statiques et cinématiques de la partition donnent par exemple accès au degré d'équilibration en N/Z , à la géométrie spatiale et en impulsion ou encore au degré d'excitation du système.

Enfin, une comparaison entre les prévisions du générateur HIPSE et les données expérimentales pour le système $\text{Xe} + \text{Sn}$ a été réalisée. Une bonne reproduction de l'ensemble des observables présentées nous indique qu'une fragmentation rapide, déterminée en grande partie par la cinématique de la voie d'entrée, semble être possible dans les réactions entre ions lourds.

Le chapitre suivant sera consacré aux collisions centrales, collisions où la dissociation du système est la plus importante. Il nous permettra d'étudier l'influence du mouvement de Fermi des nucléons et du mouvement relatif sur le mouvement collectif, l'influence des particules de pré-équilibre... Le chapitre 6 permettra ensuite de faire une étude plus précise sur les modes de décroissance du quasi-projectile dans les collisions périphériques.

mieux sur ces distributions les effets du filtre sur les particules alphas, effets discutés dans la section précédente.

4.4.5 Le cas des particules légères

Les particules légères sont produites en très grande quantité lors des réactions d'ions lourds. Elles proviennent de processus hors équilibre (particules de pré-équilibre [Ger00]) ou de processus statistiques associés aux décroissances en vol des fragments excités. De nombreuses études ont cherché à les quantifier. Nous discuterons plus en détails les diverses émissions de particules légères dans le chapitre 5.

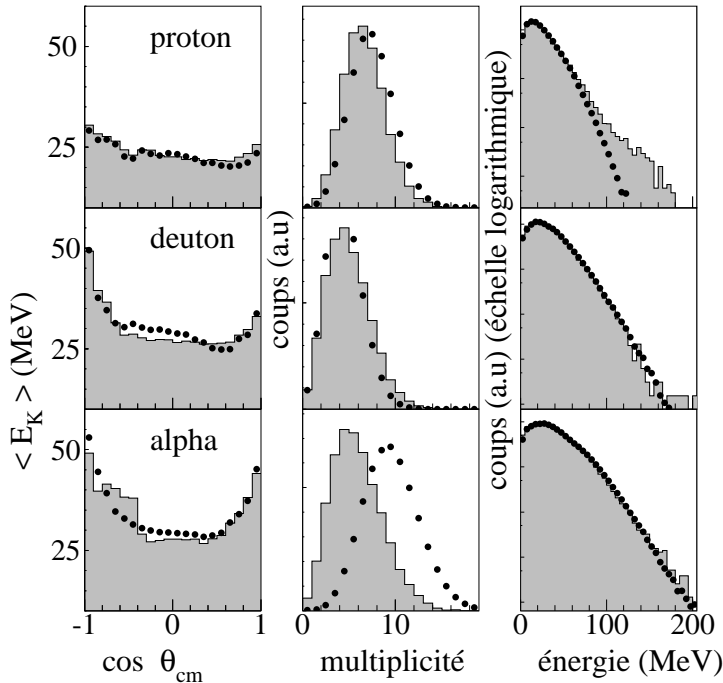


FIG. 4.22 – *Energie cinétique moyenne en fonction de l'angle (à gauche), multiplicité (au centre) et distribution en énergie cinétique dans le centre de masse (à droite) pour les protons, deutons et alpha. Les points ronds représentent les données expérimentales, la ligne continue la simulation pour la sélection (b) et la réaction $Xe + Sn$ à 50 MeV/u .*

La figure 4.22 présente trois distributions pour les protons, deutons et alphas : l'énergie cinétique moyenne en fonction du cosinus de l'angle polaire dans le centre de masse, la multiplicité et l'énergie cinétique. Les distributions de multiplicité et d'énergie sont normalisées à la surface. Sur la figure 4.22, nous constatons que la variable énergie cinétique est bien reproduite par le calcul ainsi que l'énergie moyenne en fonction de l'angle polaire dans le centre de masse. La distribution de multiplicité est relativement bien reproduite pour les protons et les deutons. Toutefois le calcul sous-estime le taux de production des particules alphas. Une discussion plus complète sur les particules légères sera faite au chapitre 5.

augmenté les seuils en énergie. La distribution en gris clair représente les résultats de la simulation dans le cas où les seuils en énergie ont été artificiellement multipliés par un facteur 2.5. On constate que la distribution a beaucoup évolué et se rapproche de la distribution expérimentale. L'effet nous permet de relativiser le désaccord entre le calcul et les données, dans le sens où le filtre n'est pas spécifiquement adapté. Au vu de cette figure, on peut avoir une relative confiance en la sélection (c) où le flot est utilisé, en tout cas à 25 et 50 MeV/u.

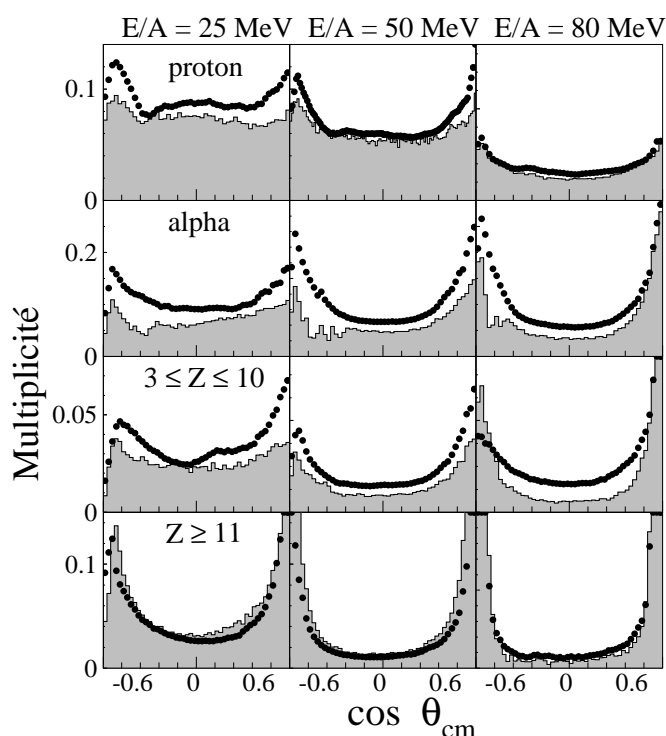


FIG. 4.21 – *Distribution angulaire pour les protons, alphas les fragments légers et plus lourds. Les points noirs représentent les données expérimentales, la ligne continue la simulation. La sélection est la (b) et le système Xe + Sn aux trois énergies de bombardement 25, 50 et 80 MeV/u (de gauche à droite).*

La figure 4.21 présente les distributions angulaires des protons, des alphas, des fragments légers et plus lourds pour les trois systèmes. La sélection utilisée est la sélection des événements complets (b). Les valeurs de multiplicité sont en absolu. La distribution montre que les fragments sont émis préférentiellement aux angles avant et arrière. Pour les fragments, on constate un bon accord entre la simulation et les données expérimentales. A 80 MeV, un grand nombre de fragments est émis très proche de l'axe du faisceau. Dans les données expérimentales, cette émission semble moins importante par rapport à une émission au centre de masse. Ces distributions soulignent la compétition entre particules ou fragments émis par un résidu de la cible et du projectile et par émission direct et/ou d'une émission à mi-rapidité. Cette proportion est bonne à 50 MeV et est relativement correcte à 25 et 80 MeV. A 25 MeV/u, la simulation a tendance à surestimer l'émission de fragments légers au centre de masse. Les distributions des protons et des alphas sont bien reproduites même si la multiplicité d'alphas est trop faible dans la simulation. On évalue

du nombre de fragments légers. Parallèlement, on surestime l'émission de fragments légers du QP et de la QC ce qui explique les vitesses parallèles proches du QP et de la QC. Rappelons que les données à 80 MeV/u sont encore préliminaires. La reproduction des variables cinématiques est donc relativement bonne et semble souligner l'importance de la cinématique de la voie d'entrée.

4.4.4 Direction d'émission et géométrie des événements

Nous nous intéressons maintenant à des variables de forme de l'événement, comme l'angle de flot qui a servi de variable de sélection (sélection (c)). La figure 4.20 montre les distributions en angle de flot pour les trois énergies de bombardement et pour la sélection (b) qui est la sélection en complétude.

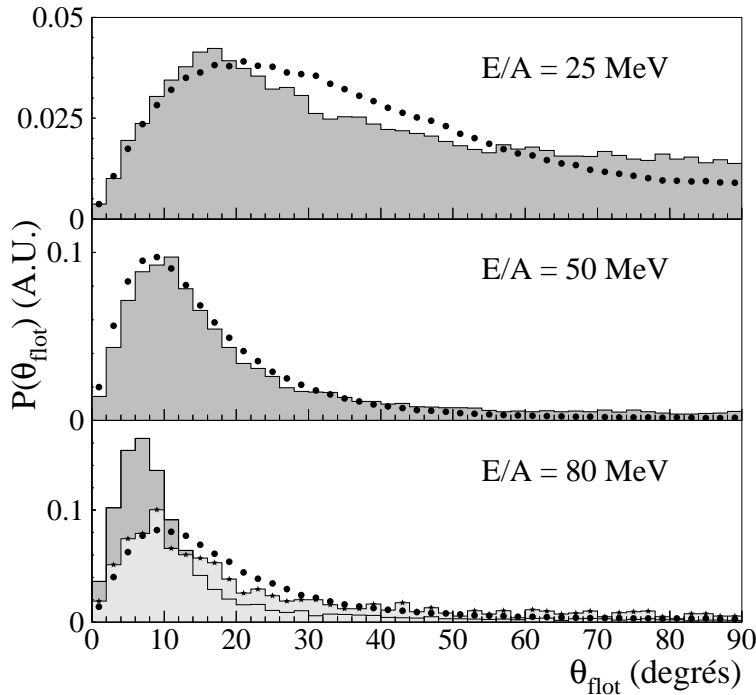


FIG. 4.20 – Distribution en angle de flot pour le système Xe + Sn aux énergies de 25, 50 et 80 MeV/u et pour les données expérimentales (rond noir) et la simulation (ligne et fond gris). A 80 MeV, la distribution en gris clair présente la simulation filtrée avec des seuils en énergie artificiellement augmentés d'un facteur 2.5.

On constate un bon accord entre le calcul et les données expérimentales à 25 et 50 MeV/u. A 80 MeV/u, les événements ont encore une forte mémoire de la voie d'entrée dans le sens où une majorité d'événements a un angle de flot petit (proche de 10-20 degrés). A 80 MeV/u, la distribution expérimentale ressemble fortement à celle de 50 MeV/u. Ce résultat est donc étonnant dans le sens où l'on s'attend à une plus forte mémoire de la voie d'entrée à haute énergie comme le prévoit le modèle. Rappelons ici que les données à 80 MeV/u sont préliminaires et la non détection d'un nombre important de fragments peut avoir une grande influence sur la forme de l'événement et donc sur la distribution en angle de flot. Afin de simuler la perte d'un grand nombre de fragments, nous avons artificiellement

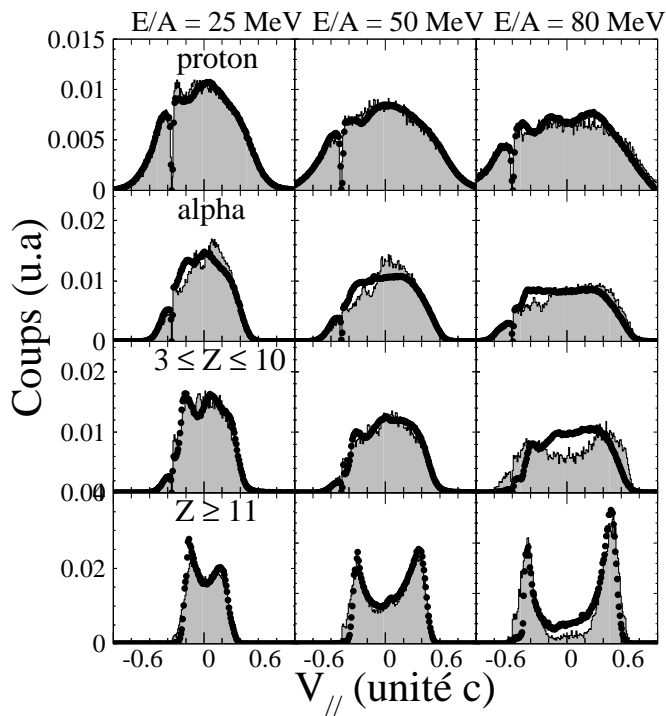


FIG. 4.19 – *Distribution des vitesses parallèles normalisée pour les protons, alphas, fragments légers ($3 \leq Z \leq 10$) et pour les fragments lourds ($Z \geq 11$). Les données expérimentales pour le système Xe + Sn de 25 (gauche) 50 (milieu) et 80 MeV/u correspondent aux symboles noirs. Ces événements sont comparés à la simulation (ligne et fond gris) pour la sélection a.*

eux aussi relativement bien reproduits aux effets de filtre près. En effet, le filtre influe énormément sur les distributions des particules alphas : il transforme un certain nombre de particules alphas en tritons ! (une comparaison avec et sans filtre le prouve). C'est pourquoi aux trois énergies, on constate un défaut de particules alphas de vitesse parallèle de -0.4 unité de c . A contrario, une surproduction de tritons est remarquée à cette même vitesse (non représentée sur la figure). Pour les fragments légers, la situation est différente : un excès de fragments à mi-rapacité à 25 MeV, une parfaite reproduction à 50 MeV/u et une mauvaise reproduction à 80 MeV/u. A 80 MeV/u, la répartition entre fragments provenant du QP et de la QC (donc émis proche de la vitesse du projectile et de la cible) et fragments émis à mi-rapacité n'est pas correct. Cette mauvaise reproduction s'explique par deux effets. D'une part, le filtre utilisé est celui de la première campagne et les données à 80 MeV/u proviennent de la 4ème campagne de mesure. Le filtre n'est alors pas optimum et on constate une surestimation de la détection pour les angles arrière. Le deuxième effet concerne l'émission secondaire. Dans les codes de désexcitation, il est difficile d'estimer les largeurs d'émissions pour les fragments légers. En effet, les niveaux d'énergies sont discrets ou continus. C'est pourquoi, nous avons émis l'hypothèse que les fragments légers émis par cassure binaire ont une énergie d'excitation nulle. Sans cette hypothèse, la simulation réalise systématiquement l'émission de particules légères provoquant une sévère diminution

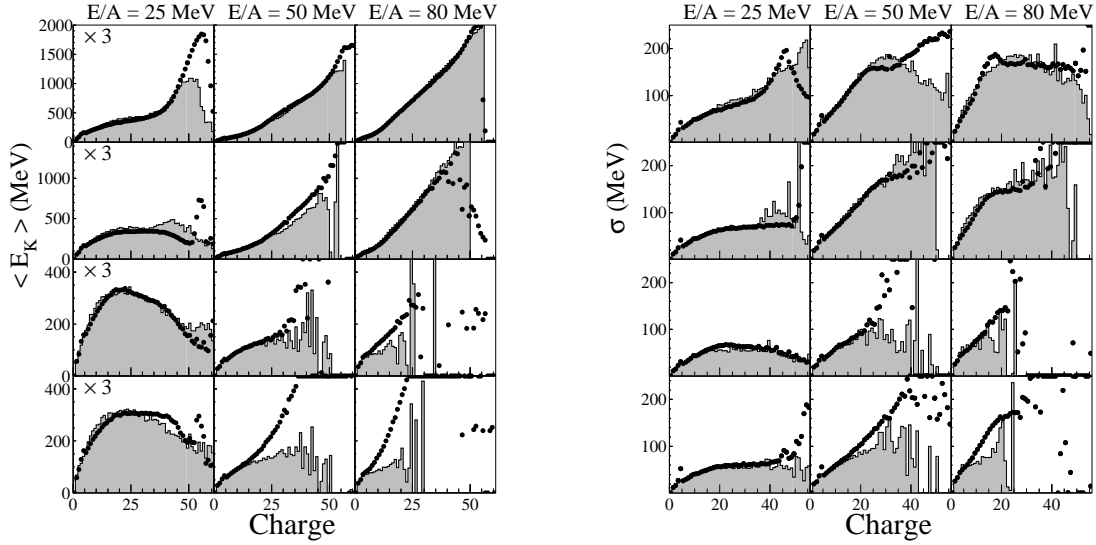


FIG. 4.18 – Représentation de l'énergie cinétique moyenne et les fluctuations en fonction de la charge pour le système $Xe + Sn$ à 25 (gauche), 50 (milieu) et 80 MeV/u (droite) pour les quatre sélections (a), (b), (c) et (d) (de haut en bas). Les données expérimentales (rond noir) et la simulation (ligne continue et fond gris) y sont comparées. Notons que les valeurs sont multipliées par un facteur 3 pour le système $Xe + Sn$ à 25 MeV/u.

La figure 4.18 indique que le générateur reproduit correctement les variables cinématiques des fragments. Cette reproduction est raisonnable sur l'ensemble des sélections étudiées. Seule la distribution pour la sélection (d) est moins bien reproduite, nous y reviendrons dans le chapitre 5.

Sur la figure 4.18 sont aussi représentées les fluctuations sur l'énergie cinétique. Le sigma (σ) est défini comme tel:

$$\sigma = \sqrt{\langle E_{cin} \rangle^2 - \langle E_{cin}^2 \rangle} \quad (4.10)$$

Au delà des énergies moyennes, il est remarquable que les fluctuations soient elles aussi reproduites. Notons cependant une différence notable entre les données expérimentales et la simulation pour les collisions les plus périphériques. L'énergie cinétique est donc gouvernée par les conditions initiales, par la phase d'échange de nucléons et par le mouvement de Fermi des nucléons des noyaux. Les fluctuations sur l'énergie cinétique proviennent directement du mouvement de Fermi associé à la méthode de formation de la partition.

4.4.3 Caractéristiques cinématiques des fragments

La figure 4.19 présente les distributions de la vitesse parallèle à l'axe du faisceau pour les protons, alphas, les fragments légers ($3 \leq Z \leq 10$) et les fragments les plus lourds ($Z \geq 11$) (de bas en haut). On obtient une bonne reproduction pour les protons. Les alphas sont

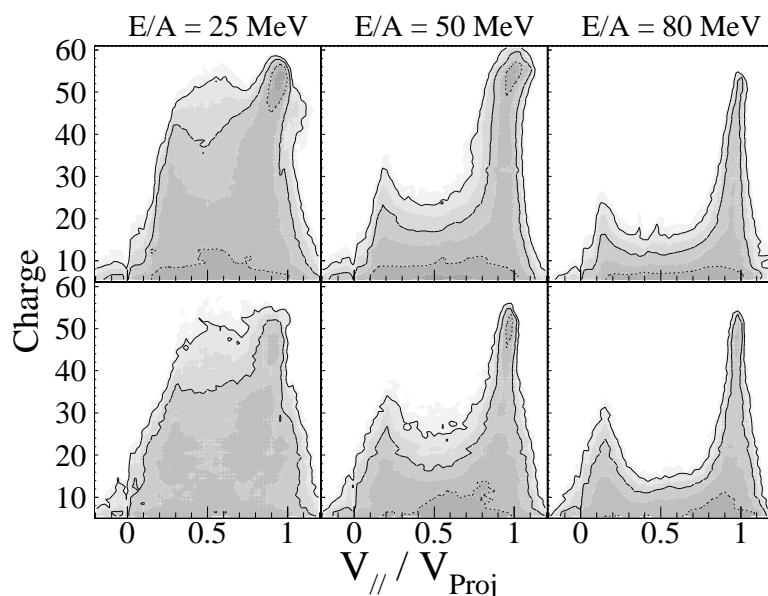


FIG. 4.17 – Représentation (en échelle logarithme en z), pour les fragments de charge $Z > 5$, de la la corrélation entre la vitesse parallèle normalisée à la vitesse du projectile et la charge du fragment pour le système Xe + Sn à 25 (gauche), 50 (milieu) et 80 MeV/u (droite). En haut, les données expérimentales et en bas, la simulation filtrée pour la sélection (b).

fragments provenant essentiellement des collisions centrales (cf figure 4.12). Toutefois, à 25 MeV/u, une part plus importante de fragments est créée à mi-rapidité. Certains fragments ont une taille importante. En effet, à cette énergie les interactions dans l'état final ont un rôle plus important dû aux vitesses relatives plus faibles entre les fragments. La phase de fusion est susceptible de mener à la formation d'un noyau lourd au centre de masse de la réaction. Ce phénomène physique est bien reproduit. Cette composante diminue lorsque l'énergie de bombardement augmente.

La figure 4.18 présente l'évolution de l'énergie cinétique moyenne dans le centre de masse des fragments en fonction de l'énergie. Elle permet de mieux appréhender les propriétés cinématiques des fragments. Ces distributions ont contribué à l'ajustement des paramètres de la simulation. Ces distributions, tout comme les vitesses parallèles à l'axe du faisceau sont relativement sensibles aux paramètres du générateur. Le paramètre α_a contribue à l'évolution de la vitesse des noyaux les plus lourds. L'énergie cinétique est en moyenne plus élevée pour les fragments lourds lorsque α_a augmente. Le paramètre d'échange β par son augmentation permet, au contraire, de faire chuter la vitesse des résidus de la cible et du projectile. Toutefois, pour les fragments légers, l'énergie cinétique dépend de l'ensemble des paramètres car ils ont tous une influence sur la zone de recouvrement, la création de la partition, l'interaction dans l'état final ... Bien que ces paramètres aient une influence sur la cinématique des fragments, ce sont surtout les conditions initiales et plus particulièrement l'énergie de bombardement qui conditionne l'évolution cinématique des fragments.

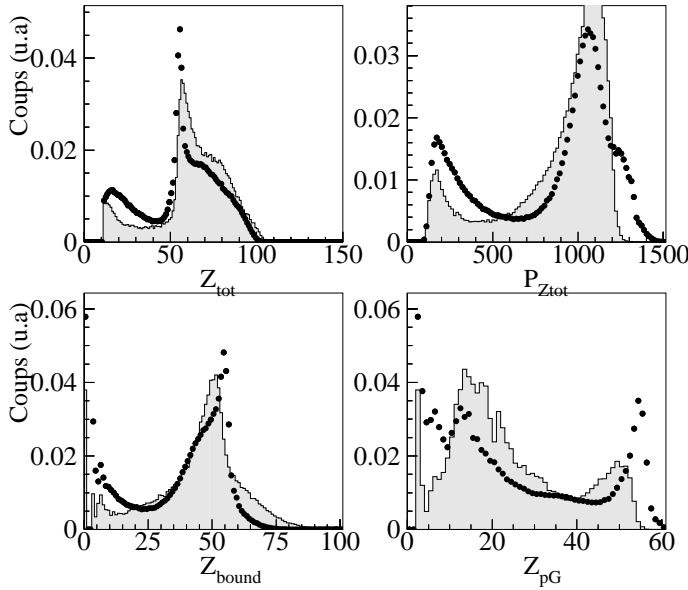


FIG. 4.16 – Distribution de la charge totale (Z_{tot}), de l'impulsion totale (P_{Ztot}), de la somme des charges des IMF (Z_{bound}) et de la charge des plus gros fragments (Z_{pG}) pour la sélection (a) de la réaction $Xe + Sn$ à 50 MeV/u.

laire du QP dans les collisions périphériques pour permettre sa détection. Toutefois, cette remarque concerne les événements les plus périphériques. Cette figure permet de vérifier que même si ces distributions ne sont pas parfaitement reproduites, il est tout de même possible de réaliser des comparaisons.

4.4.2 Mouvement collectif

Dans un premier temps, intéressons-nous à la cinématique globale des réactions $Xe + Sn$ aux trois énergies 25, 50 et 80 MeV/u. La figure 4.17 représente la vitesse parallèle dans le laboratoire $v_{//}$ à l'axe du faisceau normalisée à la vitesse du projectile en fonction de la charge du fragment.

Si $v_{//}/v_{proj}$ est proche de 1, le fragment n'est que peu ralenti et garde une direction privilégiée suivant l'axe du faisceau. On constate alors qu'un grand nombre de fragments se positionne proche de cette valeur unitaire. Ce sont des fragments résidus du projectile ou provenant des cassures de celui-ci (fission par exemple). De même, un plus petit nombre de fragments a une vitesse parallèle proche de 0 : ce sont des résidus de la cible moins bien détectés pour cause de seuils en énergie. La simulation reproduit cet épaulement ainsi que sa largeur. Notons que le paramètre d'échange influe sur la vitesse parallèle des fragments : plus sa valeur augmente et plus le mouvement du QP est ralenti. Par contre, la fluctuation sur la vitesse du QP est liée à l'importance de la phase d'échange mais aussi aux fluctuations des impulsions initiales des nucléons dans les fragments. Cette association donne cette ligne spécifique proche de $v_{//}/v_{proj} = 1$ ainsi que les fluctuations spécifiques. De plus, un grand nombre de fragments légers peuple tout l'espace des vitesses. Ce sont des

proche de 20. Cette surproduction provient d'une surestimation de la fission du QP. Des incertitudes sur l'évaluation du moment angulaire de la simulation peuvent en être à l'origine. En effet, une surestimation du spin interne des fragments est susceptible de privilégier la fission symétrique par rapport aux autres voies de désexcitation. Une discussion sur le moment angulaire du quasi-projectile sera faite dans le chapitre 6.

Malgré quelques soucis quant à la détection du QP dans les collisions très périphériques, les distributions de charge sont dans l'ensemble bien reproduites par la simulation sur toute la gamme en énergie présentée.

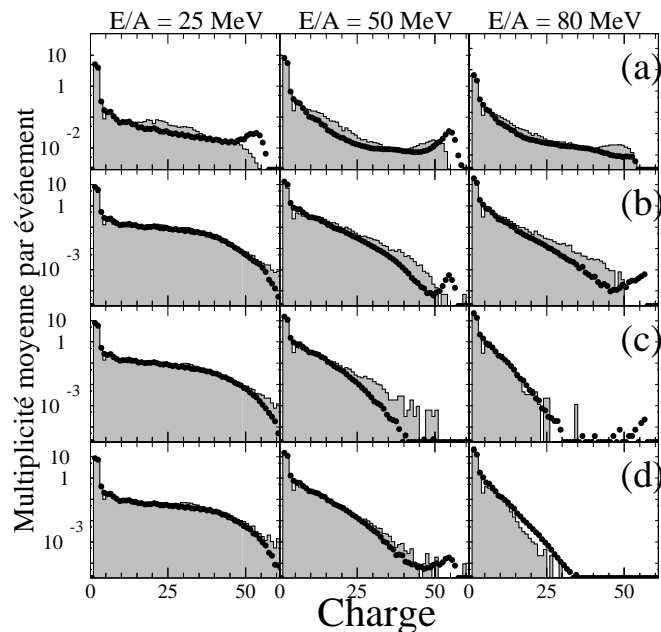


FIG. 4.15 – Distributions de charge détectée lors de la réaction Xe + Sn à 25, 50 et 80 MeV/u (de gauche à droite). De haut en bas les sélections (a), (b), (c) et (d) sont présentées.

La figure 4.16 illustre la qualité de détection. Cette figure présente les distributions de la charge totale Z_{tot} , de l'impulsion totale $P_{Z_{tot}}$, de la charge totale des IMF (Z_{bound}) et de la charge du plus gros fragment (Z_{pG}).

On constate alors que l'allure des distributions est relativement bien reproduite : on mesure alors le rôle important du filtre expérimental. Ces distributions présentent deux épaulements : un qui correspond à des événements où au moins le QP est détecté et l'autre où il ne l'est pas. Nous avons déjà remarqué qu'un nombre important de collisions périphériques était exclu après filtre. En effet, les distributions du plus gros fragment et du Z_{tot} présentent des défauts mettant en avant cet effet. En fait, on se trouve à la limite de la détection puisqu'INDRA possède une zone de non détection au dessous de 2 degrés. Il semble que la simulation ne fournisse pas assez de fluctuations sur l'impulsion perpendicu-

4.4 Comparaison aux données expérimentales : le système Xe + Sn

Les données expérimentales présentées dans la suite de ce chapitre et dans les chapitres suivants sont issues de la première et la quatrième campagne de prise de données (au GANIL et au GSI). Actuellement les données disponibles de la quatrième campagne ne sont pas encore optimisées. Nous avons noté une perte importante de fragments dans les couronnes arrière du détecteur. Les données présentées à 80 MeV/u sont donc préliminaires.

4.4.1 Variables statiques

Selon le degré de dissociation du système et de l'énergie de bombardement, la taille des fragments et leur nombre varient. On passe d'un noyau de fusion à basse énergie vers un régime de multifragmentation à l'énergie de Fermi. L'évolution de la distribution en taille des fragments est présentée sur la figure 4.15. Cette figure nous donne accès à la variation de la taille des fragments en fonction de l'énergie de bombardement ainsi que de la violence de la collision par le biais des sélections choisies. Pour chaque comparaison, les courbes simulées (ligne et fond gris) sont normalisées au nombre d'événements et comparées aux événements expérimentaux (points noirs).

Pour les sélections (c) et (d), la simulation reproduit correctement les distributions en charge et ce pour les trois énergies de bombardement. On constate, pour la sélection des événements complets (b), que la simulation semble conserver des fragments en moyenne un peu plus lourds que dans les données expérimentales. Notons que pour ces trois dernières sélections, les événements sont complets, c'est-à-dire que la majorité des fragments et particules ont effectivement été détectés. Enfin pour la sélection (a), on constate une mauvaise reproduction des données expérimentales : nous n'avons pas accès aux fragments proches de la taille du projectile et de la cible à 25 et 50 MeV/u. Dans cette sélection, la majorité des événements est mal détectée et le rôle du filtre INDRA est donc important. Dans notre cas, le filtre expérimental exclut les événements périphériques à cause essentiellement du domaine angulaire restreint et des seuils en énergie. Cette variable est donc sensible à l'angle de détection mais aussi aux paramètres de la simulation, en particulier α_a et β . En effet α_a joue un rôle sur la cinématique de la voie d'entrée : les deux partenaires de la réaction se repoussent plus ou moins selon la valeur de α_a et l'angle polaire d'émission varie. L'augmentation du paramètre β , lui, contribue à la diminution de la vitesse relative des fragments. C'est ainsi que pour la sélection (a) qui est la sélection la plus large (la moins restrictive) : une grande partie des collisions très périphériques est exclue (figure 4.6). Notons qu'à 80 MeV/u, cet effet n'est pas aussi flagrant et ceci pour deux raisons. D'une part le filtre utilisé a été optimisé pour la première campagne (le système Xe + Sn à 80 MeV/u est issu de la quatrième campagne) et d'autre part, à cette énergie, on s'attend à une dissociation des résidus de la cible et du projectile plus importante (énergie d'excitation plus grande). Dans le cas de la sélection (a), la normalisation au nombre d'événements n'est donc pas pertinente. On peut toutefois noter une surproduction de fragments de charge

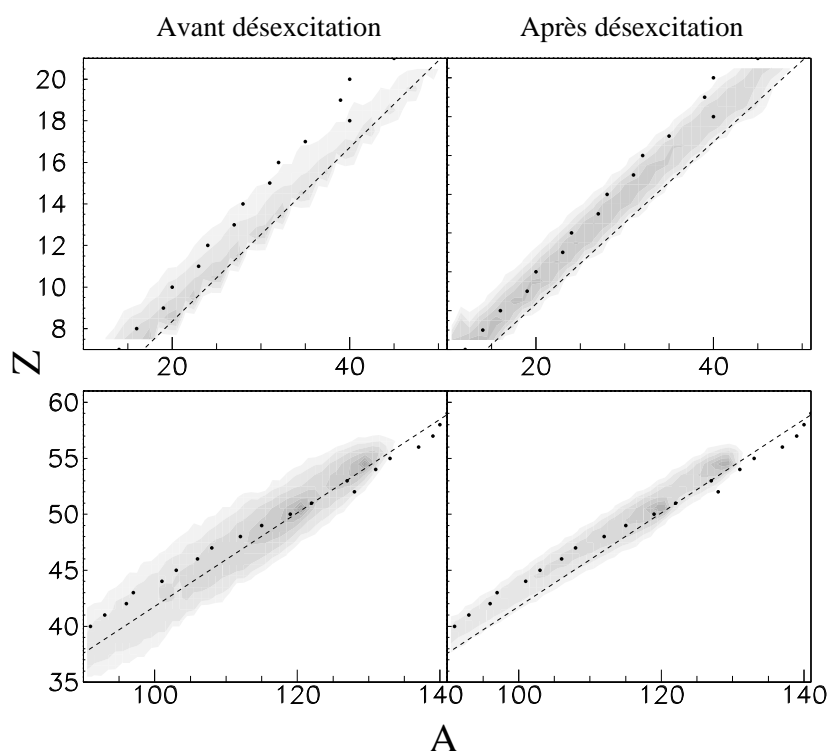


FIG. 4.14 – Corrélation entre le nombre de nucléons en fonction de la charge pour le système $Xe + Sn$ à 50 MeV/u avant désexcitation (à gauche) et en fin de réaction (à droite). La ligne en pointillé représente la ligne où le rapport A/Z est égale à celui de la voie d'entrée. Les points noirs représentent les noyaux stables.

frappant de constater que les fragments tendent à conserver la mémoire de la voie d'entrée en terme de rapport A/Z même s'ils sont contraints par la table de masse expérimentale du générateur.

A droite, cette fois les fragments s'éloignent de la ligne en pointillé et se rapprochent des points noirs c'est-à-dire des noyaux les plus stables. Les fragments sont après désécitation en moyenne moins riches en neutrons. On constate donc que le rapport A/Z a évolué au cours de la réaction, passant d'un système ayant un rapport A/Z proche de celui de la voie d'entrée à un système plus équilibré en A/Z .

On a donc vu dans cette section l'importance de la phase de désécitation : son influence sur la taille des fragments, la cinématique et le rapport isotopique des fragments. Dans la suite de ce chapitre, nous comparons directement la simulation aux données expérimentales.

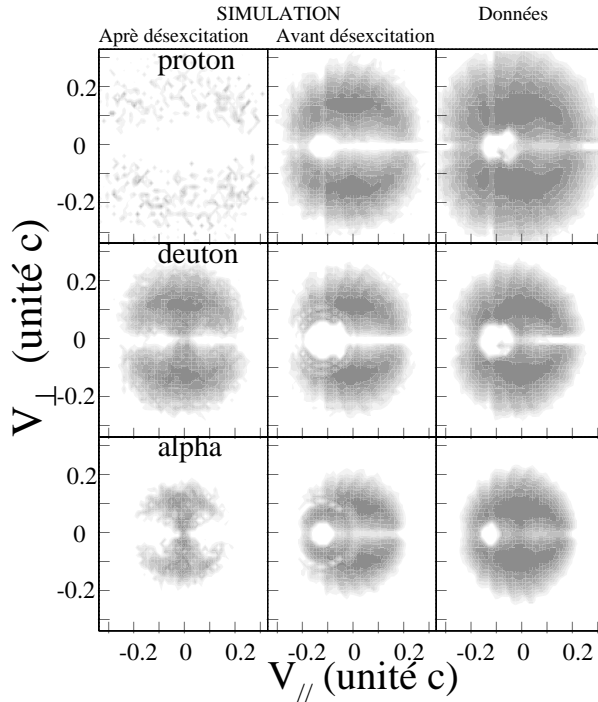


FIG. 4.13 – Corrélation entre la vitesse parallèle $v_{//}$ et la vitesse perpendiculaire v_{\perp} des protons, deutons et alphas pour la réaction $Xe + Sn$ à 25 MeV/u. A gauche la simulation avant désexcitation, au milieu après désexcitation et enfin à droite les données expérimentales.

Les alphas ont eux aussi ce même comportement mais de manière encore plus marquée. En effet, la probabilité de construire une particule alpha à partir de quatre nucléons provenant du même réactif (cible ou projectile) est faible. Par contre, la méthode de coalescence étant relativement large, un fort mélange a lieu conduisant à la création d’une particule alpha dont la cinématique favorise l’émission proche du centre de masse.

Après désexcitation, on constate une émission de particules légères autour des deux sphères (cible et projectile) conduisant à un résultat comparable aux données expérimentales à droite (une discussion plus complète sera faite au chapitre 5).

4.3.3 Rapport N/Z

La distribution de charge est intéressante dans le cadre d’une comparaison avec les données expérimentales puisque le détecteur INDRA détecte uniquement les particules chargées. Toutefois, le générateur HIPSE donne accès à la masse des fragments. Les études portant sur l’équilibration en N/Z ou les effets d’isospin dans les collisions ont, par ailleurs, besoin de cette information [Xu02, Mar00].

La figure 4.14 présente la corrélation entre la masse et la charge des fragments avant désexcitation (à gauche) et en fin de réaction (à droite, événement non filtré) pour le système $Xe + Sn$ à 50 MeV/u. En haut, les figures se focalisent sur les fragments légers alors que les figures du bas se focalisent sur les fragments les plus lourds. A gauche, on constate que les fragments simulés se trouvent dans une région proche de la ligne pointillée qui représente la ligne équivalente à un rapport A/Z égal à celui de la voie d’entrée. Il est

quantités clés déterminantes pour la phase de désexcitation sont le moment angulaire interne et l'énergie d'excitation des fragments. Ces quantités sont directement évaluées par le générateur avant la phase de désexcitation.

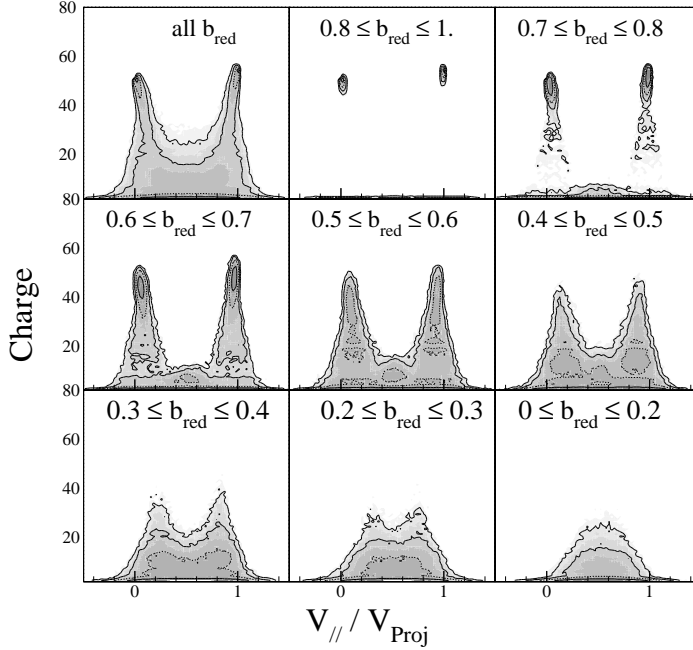


FIG. 4.12 – Représentation pour les fragments de charge $Z > 5$ de la vitesse parallèle normalisée à la vitesse du projectile en fonction de sa charge pour différentes tranches en paramètre d'impact réduit (b_{red}). En haut à gauche tous les événements puis de gauche à droite et de haut en bas les événements de plus en plus centraux. Aucune sélection n'a été réalisée sur les données simulées.

Ces deux dernières figures permettent donc d'évaluer l'importance de la phase de désexcitation et la prise en compte des diverses voies de désexcitation (fission et évaporation).

4.3.2 Les particules légères

La figure 4.13 présente la corrélation entre la vitesse parallèle et la vitesse perpendiculaire à l'axe du faisceau des protons, deutons et alphas. La simulation avant et après désexcitation (respectivement à gauche et au milieu) ainsi que les données expérimentales (à droite) y sont représentées. Le système présenté est Xe + Sn à 25 MeV/u. A cette énergie, aucune collision nucléon-nucléon n'est effectuée ($x_{col} = 0$).

Les protons avant évaporation sont alors peu nombreux et peuplent plus particulièrement la surface des deux sphères de Fermi du projectile et de la cible. En effet, les autres protons sont réabsorbés par les divers fragments et essentiellement par les deux résidus du projectile et de la cible.

Les deutons sont créés dans tout l'espace dont une majorité au centre de masse de la réaction. Ces derniers sont issus de la coalescence ou de la phase de "fusion" d'un proton et d'un neutron provenant l'un de la cible et l'autre du projectile. Ils sont alors par construction émis préférentiellement au centre de masse. Là encore, l'espace est restreint par la présence de la cible et du projectile.

4.3 Effet de la désexcitation

4.3.1 Variables statique et cinématique

La figure 4.11 présente les distributions de charge avant (en gris clair) et après désexcitation (gris foncé) pour le système Xe +Sn à 50 MeV/u.

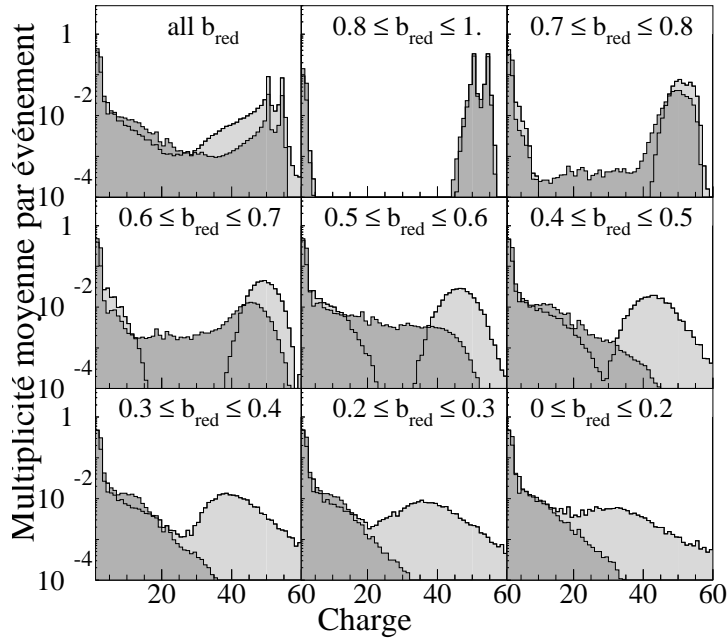


FIG. 4.11 – *Distribution de charge avant et après désexcitation (respectivement en gris clair et gris foncé) selon le degré de centralité de la collision : en haut à gauche tous les événements, puis de gauche à droite et de haut en bas les événements de plus en plus centraux.*

On mesure bien sur cette figure l'importance de la phase de désexcitation. Pour les paramètres d'impact élevés, les différences sont moins flagrantes que pour les petits paramètres d'impact car l'énergie d'excitation est en moyenne plus faible. Plus le paramètre d'impact diminue, plus les différences s'accroissent. On constate par exemple que la taille des résidus du projectile et de la cible peut être divisée par un facteur 2. L'ouverture du canal de fission dans la désexcitation peut en effet permettre une cassure binaire symétrique des résidus de la cible et du projectile. A la fin de la réaction, la notion de QP et de QC est donc toute relative pour des réactions de paramètre d'impact inférieur à .5.

La figure 4.12 présente, pour les fragments de charge $Z > 5$, la corrélation entre la vitesse parallèle normalisée à la vitesse du projectile et sa charge pour différentes tranches en paramètre d'impact réduit (b_{red}) comme sur la figure 4.11. Cette figure est à comparer avec la figure 4.7. Les résidus du projectile et de la cible gardent des caractéristiques cinématiques proches des deux réactifs. Cependant, un nombre important de fragments est émis au centre de masse et à la différence de la figure 4.7, ces fragments sont de petites tailles. On peut donc évaluer l'importance de l'émission secondaire par la détermination de l'origine des fragments (émis avant équilibre et après équilibre). Notons ici que les deux

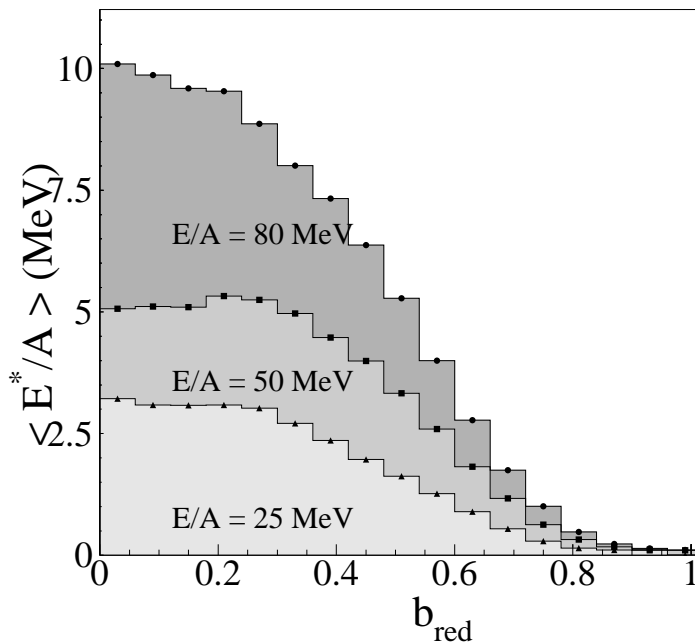


FIG. 4.10 – *Energie d'excitation moyenne en fonction du paramètre d'impact réduit b_{red} pour les différentes énergies de faisceau de 25, 50 et 80 MeV/u (du gris le plus clair au plus foncé).*

La figure 4.10 présente la corrélation entre le paramètre d'impact réduit et la valeur moyenne de l'énergie d'excitation des fragments ($Z > 2$). On constate une augmentation de l'énergie d'excitation en fonction du paramètre d'impact et donc de la violence de la collision. Plus la collision est violente, plus la fraction de l'énergie déposée en énergie d'excitation est grande. De plus, comme nous l'a montrée la figure 4.9, plus l'énergie disponible augmente plus l'énergie d'excitation en moyenne augmente. Notons que ces valeurs moyennes trouvées sont en accord avec les différentes études menées expérimentalement [Len99, Hud01]. De plus, on constate une relative saturation de cette énergie pour un paramètre d'impact inférieur à 0.3. Remarquons sur la figure 4.7 que les spectres en vitesse parallèle sont, eux aussi, relativement invariants sur la gamme en $b_{red} \leq 0.3$. Si les partitions ont des caractéristiques cinématiques semblables, il n'est pas étonnant qu'il en soit de même pour l'énergie d'excitation des fragments en moyenne.

Nous avons donc vu diverses caractéristiques de la partition générée par HIPSE en fonction du paramètre d'impact. Toutefois, ces caractéristiques cinématiques vont ensuite évoluer durant la phase de désexcitation et de propagation.

centrales l'image binaire des collisions périphériques. L'image du participant-spectateur bien que partiellement relaxée par la phase d'échange de nucléons entre le projectile et la cible et par la phase traitant les interactions dans l'état final, persiste pour les collisions périphériques.

4.2.3 Bilan en énergie

Le générateur d'événements HIPSE est un hybride entre un code de dynamique pure et un code statistique. En effet, la partie désexcitation utilise les notions statistiques d'équilibre thermodynamique afin de suivre d'éventuels fragments chauds, mais la formation de fragments et les caractéristiques de ceux-ci sont gouvernées par les nucléons qui composent ces fragments, fragments propagés de manière classique. L'un des intérêts majeurs du modèle est de permettre la caractérisation énergétique des partitions générées. En effet, la conservation de l'énergie totale (eq 3.19) nous donne accès à la fraction de l'énergie disponible pour l'énergie d'excitation des fragments.

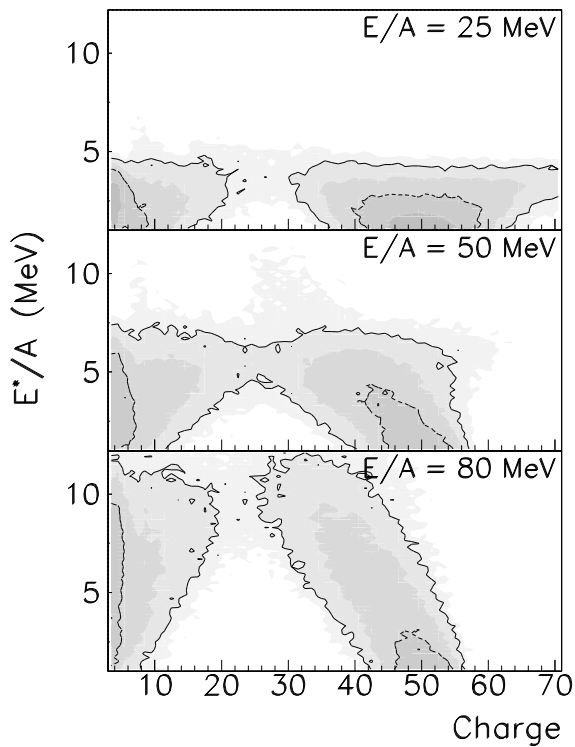


FIG. 4.9 – *Energie d'excitation en fonction de la charge des fragments. Seules les énergies d'excitation supérieures à 0.5 MeV/u sont représentées pour plus de clarté sur la figure (échelle logarithmique). De plus aucune sélection n'est réalisée et toutes les collisions sont représentées.*

La figure 4.9 propose la corrélation entre l'énergie d'excitation déposée dans les fragments en fonction de la charge pour trois énergies de bombardement 25, 50 et 80 MeV/u. Nous constatons que plus l'énergie disponible (de bombardement) augmente et plus l'énergie interne des fragments augmente. Le spectre présente une déficience pour les fragments de masse intermédiaire qui provient simplement de la faible production de ces fragments.

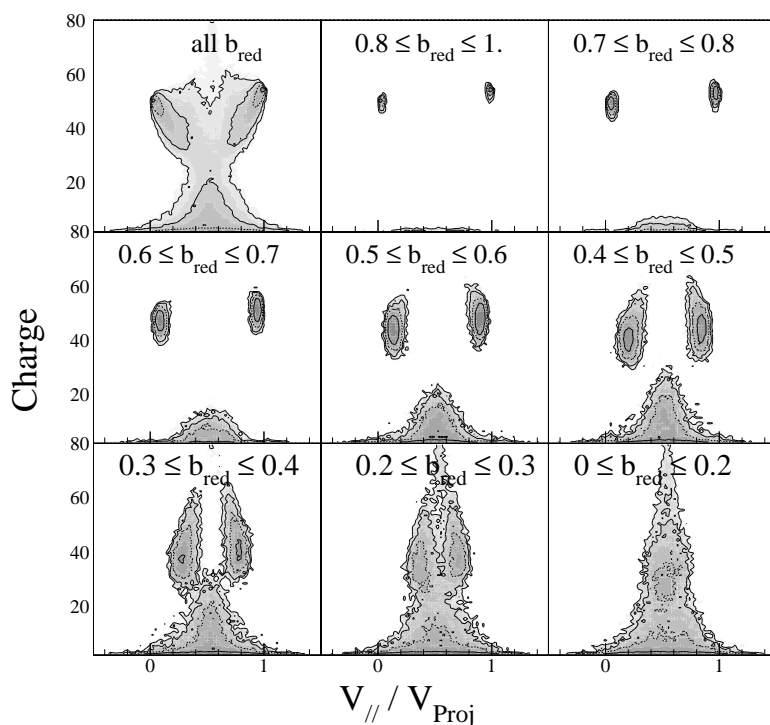


FIG. 4.7 – Représentation pour les fragments de charge $Z > 3$ de la vitesse parallèle normalisée à la vitesse du projectile en fonction de sa charge pour différentes tranches en paramètre d'impact réduit b_{red} . En haut à gauche tous les événements, puis de gauche à droite et de haut en bas les événements de plus en plus centraux. Aucune sélection n'a été réalisée sur les données simulées.

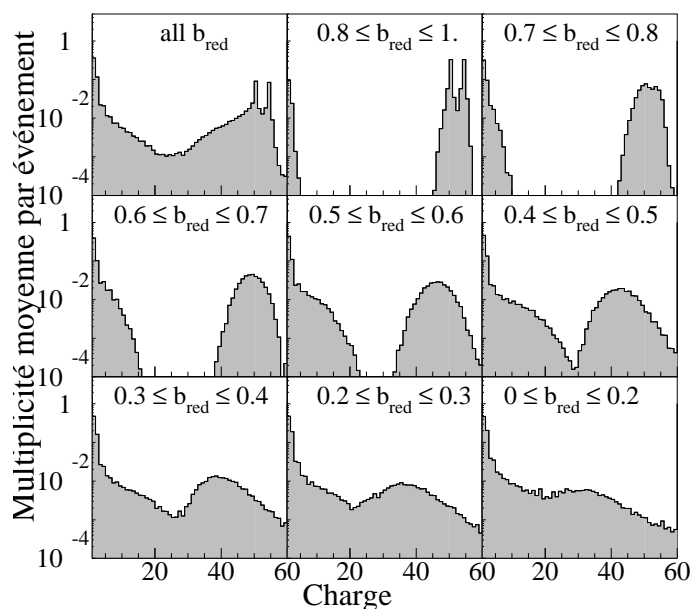


FIG. 4.8 – Distribution de charge avant désexcitation selon le degré de centralité de la collision: haut à gauche tous les événements puis de gauche à droite et de haut en bas les événements de plus en plus centraux. Le système est $Xe+Sn$ à 50 MeV/u .

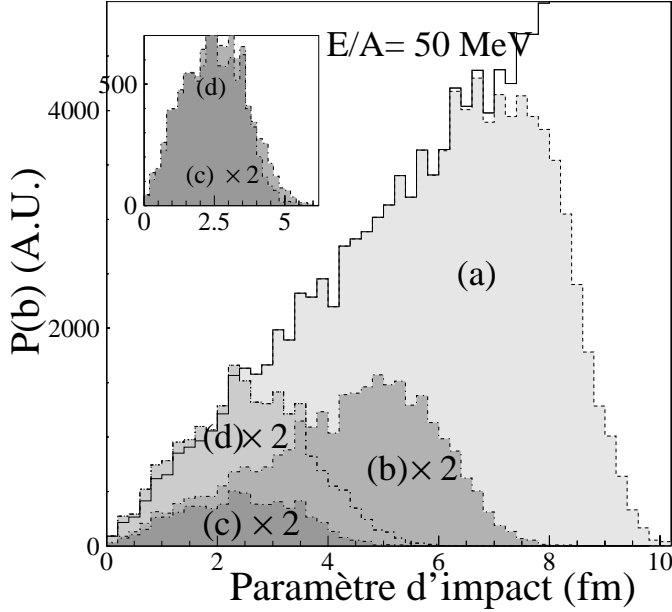


FIG. 4.6 – Distribution du paramètre d'impact pour la réaction $Xe + Sn$ à 50 MeV/u issue du générateur et retenue après filtre. Les histogrammes en gris représentent les distributions en paramètre d'impact pour les 4 sélections discutées dans le texte. Nous présentons un zoom sur les sélections (c) et (d) en haut à gauche. Notons que certaines distributions ont été multipliées par un facteur 2 afin de rendre la figure plus lisible.

Comme attendu, les sélections (a), (b), (c) et (d) correspondent bien à l'objectif de ces sélections. Quel est le comportement de la cinématique de la collision en fonction du paramètre d'impact ? La figure 4.7 présente la corrélation entre la vitesse parallèle $v_{//}$ (composant de la vitesse suivant l'axe du faisceau) normalisée à la vitesse du projectile et la charge du fragment après la prise en compte des interactions dans l'état final pour différentes tranches en paramètre d'impact réduit défini par :

$$b_{red} = \frac{b}{R_{proj} + R_{cib}} \quad (4.9)$$

Ainsi, si $b_{red} = 1$, les collisions sont périphériques et si $b_{red} = 0$, nous avons affaire aux collisions très centrales. La figure 4.8 montre les distributions de charge avant désexcitation pour les mêmes sélections.

Nous constatons que les paramètres d'impact grands correspondent à des collisions où les deux résidus ont des caractéristiques cinématiques proches de celles du projectile et de la cible. On voit toutefois que des fragments légers sont créés (seules les charges supérieures à 3 sont représentées) sur toute la gamme de vitesse. Plus b_{red} diminue, plus on constate l'apparition de fragments de masse intermédiaire et la disparition des deux résidus (du projectile et de la cible). Finalement, les collisions les plus centrales contiennent une majorité de fragments de masse intermédiaire proche de la vitesse du centre de masse de la réaction. Toutefois, comme nous l'avions remarqué à la figure 4.5, un faible nombre de fragment lourds peut être créé. Dans les collisions centrales, un nombre important de fragments émerge dans une phase dense. Les interactions dans l'état final jouent donc un rôle important permettant la création de fragments lourds. Nous perdons dans les collisions

entre le résidu du QP et/ou du QC et des fragments plus légers. La fusion du projectile et de la cible est parfois réalisée pour une énergie de bombardement encore plus basse. A 50 MeV/u, l'occurrence de tels processus chute car les vitesses relatives entre les fragments deviennent trop importantes. De plus, à cette énergie, le taux de production de l'ensemble des fragments augmente. De même, le nombre de particules légères avant évaporation augmente. Toutefois, un faible nombre de fragments plus lourds que le projectile est encore présent. A 80 MeV/u, la production de fragments lourds est quasi interdite car l'énergie relative est trop importante. Le taux de particules légères émises hors équilibre augmente encore (multiplicité moyenne pour les protons et deutons égale à 2). Par contre, le taux de production de fragments légers ($6 \leq Z \leq 25$) est sensiblement équivalent au taux observé à 50 MeV/u. A cette énergie, une partie des nucléons participe à la phase de collision nucléon-nucléon. La quantité de nucléons disponibles pour la formation des fragments est plus faible. Conjointement, l'énergie relative augmente et le taux de production de fragments lors de la phase de coalescence augmente. Il en résulte une relative stabilité du taux de production de fragments légers et une augmentation pour les plus lourds. Les collisions les plus périphériques donnant les fragments les plus lourds ne sont que peu dépendantes du pourcentage de collisions nucléon-nucléon.

4.2.2 Evolution en fonction du paramètre d'impact

Le paramètre d'impact, b , est une observable géométrique difficilement accessible expérimentalement [Pet90]. Dans le cas présent, tous les paramètres d'impact de la réaction ont été simulés par le générateur. Relions la valeur de b aux sélections définies précédemment (section 4.1.6). La figure 4.6 présente les distributions de paramètres d'impact notées $P(b)$ pour la réaction Xe + Sn à 50 MeV/u. La distribution effectivement générée par la simulation est représentée par la ligne continue. La dépendance en paramètre d'impact représente simplement le poids géométrique $dP = 2\pi b db$. Les différentes zones grisées et ligne pointillée sur la figure 4.6 représentent les paramètres d'impact retenus après les sélections (a), (b), (c) et (d). Pour des raisons de lisibilité, le poids des classes (b), (c) et (d) a été multiplié par un facteur 2. De plus, les classes (d) et (c) sont directement comparées sur l'encart en haut à gauche.

On constate que le filtre INDRA élimine les collisions de plus grands paramètres d'impact. Elles correspondent aux événements essentiellement binaires ($b \geq 10 fm$). La sélection (b), elle, est associée à des paramètres d'impact inférieurs à 8 fm dont la section efficace est bien plus faible que la sélection (a). Les sélections (c) et (d), elles, représentent des collisions dont le paramètre d'impact est inférieur à 5 fm. On notera tout de même une perte d'événements à faible paramètre d'impact entre la sélection (c) et (b). Ceci signifie qu'une partie des collisions centrales qui ont un angle de flot supérieur à 30 degrés n'est pas sélectionnée. Les sélections (c) et (d) sont toutes deux étiquetées comme collisions centrales. Cependant, un certain nombre de collisions de paramètre d'impact égal à 5 fm persiste et doit être considéré comme semi-périphérique. Ces deux distributions ont d'ailleurs des allures identiques; cependant la sélection (d) possède plus du double d'événements dont une bonne partie d'événements non complets.

4.2 Espace de phase accessible avant désexcitation

L'ajustement des paramètres d'entrées du générateur présentés dans le tableau 3.1 a été permis grâce à la comparaison avec les données d'INDRA. Pour cela, nous avons choisi un système déjà bien étudié par la collaboration : le système Xe + Sn. La quatrième campagne nous a d'ailleurs permis d'obtenir une gamme en énergie plus large que celle de la première campagne même si les données physiques actuellement disponibles ne sont pas définitives. Ainsi, l'ajustement a été effectué sur les trois énergies de bombardement 25, 50 et 80 MeV/u. Avant de filtrer les événements et de réaliser les sélections, nous allons nous intéresser aux propriétés de la partition (avant la décroissance secondaire) créée après les différentes étapes présentées au chapitre 3.

4.2.1 Distribution de charge

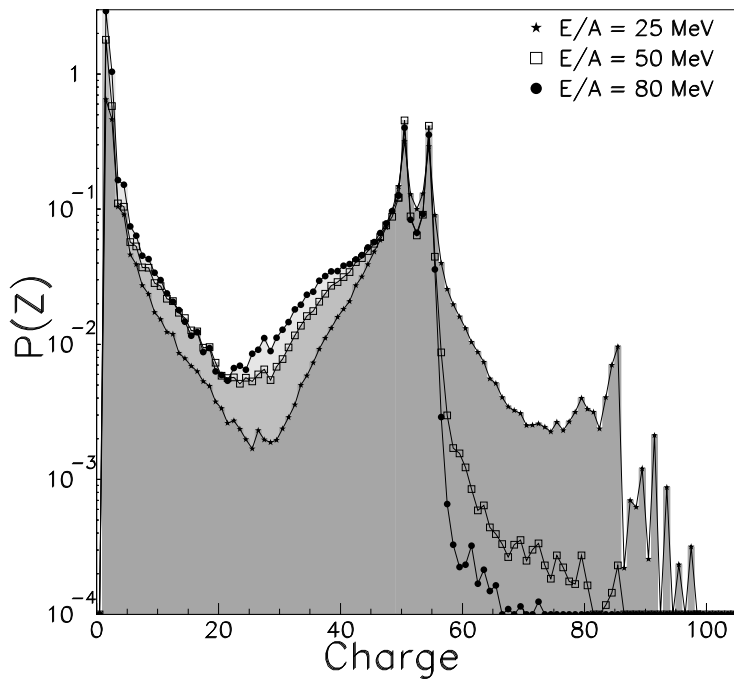


FIG. 4.5 – *Distribution de charge avant désexcitation pour le système Xe + Sn à 25, 50 et 80 MeV/u respectivement du gris foncé au plus clair).*

La figure 4.5 présente les distributions de charge avant la phase de désexcitation pour le système Xe + Sn aux trois énergies de bombardement 25, 50 et 80 MeV/u. On s'attend à ce que plus la vitesse relative des deux partenaires de la réaction est grande plus la multiplicité de particules et de fragments augmente lors de la phase de coalescence. De plus, dans ce cas, on s'attend à un faible effet des interactions dans l'état final. On constate qu'à 25 MeV/u, des fragments plus lourds que le projectile sont produits avec un taux de production très faible. Ces fragments sont le résultat de l'interaction dans l'état final : fusion

cas d'une source de particules, peuple indifféremment l'espace (angle de flot plat de 0 à 90 degrés). Cet angle de flot semble actuellement être un bon compromis quant à la sélection des collisions centrales pour des systèmes comme Xe+ Sn et Au + Au.

A partir des valeurs propres obtenues, on peut définir la sphéricité S et la coplanarité C :

$$S = \frac{3}{2}(1 - \lambda_3) \quad (4.6)$$

et

$$C = \frac{\sqrt{3}}{2}(\lambda_2 - \lambda_1) \quad (4.7)$$

Le schéma 4.4 donne une idée de la forme de l'ellipsoïde en fonction des variables S et C . Il existe d'autres variables globales construites sur les valeurs propres λ_1 , λ_2 et λ_3 . On définira ainsi le C_{27} :

$$C_{27} = \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \lambda_3 \quad (4.8)$$

Cette dernière variable est très contraignante vis-à-vis des modèles, comme nous le verrons au chapitre 5, car elle fait intervenir le produit des trois valeurs propres.

4.1.6 Nos classes d'événements

Le modèle phénoménologique présenté au chapitre 3 a été réalisé de manière à être directement comparable aux données expérimentales car il permet de simuler la réaction sur l'ensemble des paramètres d'impact. Nous avons trié les événements simulés en quatre sélections bien distinctes afin de pouvoir les comparer aux données expérimentales. Bien que les processus les plus violents ne constituent qu'une faible section efficace, ce sont ceux qui permettent un grand bouleversement de la matière nucléaire. C'est pourquoi parmi les sélections, deux seront dédiées aux collisions les plus centrales. Utilisant les observables définies dans la section précédente, les sélections suivantes ont été retenues :

- **événements de "biais minimum" (classe a)** $P_{Z_{tot}} > 0.1$ et $Z_{tot} > 0.1$; ce sont les événements contenant majoritairement des collisions périphériques.
- **événements les mieux détectés (classe b)** $P_{Z_{tot}} > 0.8$ et $Z_{tot} > 0.8$; ce sont les événements dit "complets" décrit dans la section 4.1.2..
- **événements centraux (1) (classe c)** événements complets combinés à une condition sur l'angle de flot ($\theta_{Flow} \geq 30^\circ$).
- **événements centraux (2)(classe d)** On ne conserve que 10 % des événements de plus grand E_{tr12} . Cette sélection inclut l'influence des particules légères. Cette dernière coupure concerne principalement les systèmes légers dans lesquels $Mult_{IMF}$ est trop faible pour permettre la détermination de l'angle de flot.

Ces sélections ont été choisies car elles nous permettent d'avoir une bonne représentativité de l'ensemble des collisions et ont été déjà largement utilisées dans de nombreuses analyses [Len99, Mar97].

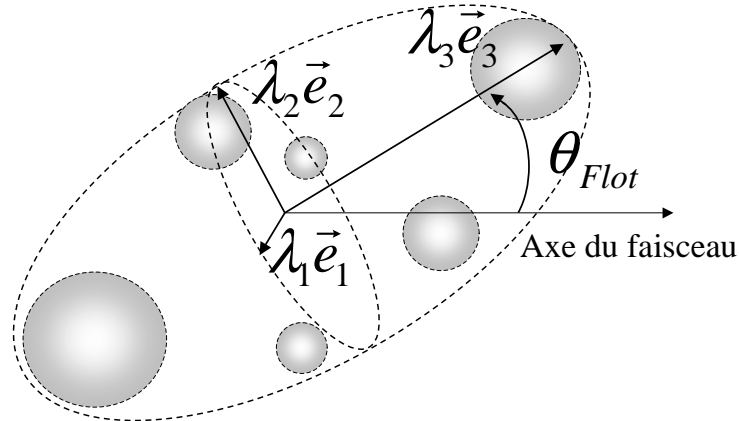


FIG. 4.3 – Définition de l'angle de flot. Les trois directions privilégiées ainsi que les valeurs propres donnent une information sur la forme de l'événement. L'angle de flot est l'angle entre la direction principale de l'événement et l'axe du faisceau.

où p_k^i représente la i ème composante du fragment numéro k . Le terme w_k est un poids qui permet de donner une signification physique au tenseur (ici $w_k = 1$ tenseur en impulsion). La diagonalisation de ce tenseur détermine les trois axes principaux de l'événement ainsi que ses trois valeurs propres ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$) où $\lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3$ (fig 4.3). L'angle de flot est alors l'angle de la direction privilégiée (définie par la plus grande valeur propre) avec le faisceau.

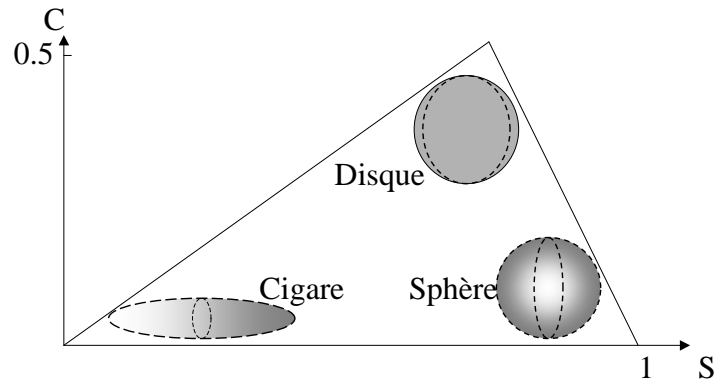


FIG. 4.4 – Forme de l'événement suivant les valeurs de la sphéricité S et de la coplanarité C .

Un événement peu dissipatif sera associé à un petit angle de flot. En effet, dans ce cas, les fragments ont encore une large mémoire de la voie d'entrée et la direction privilégiée de la matière est proche de l'axe du faisceau. De cette manière et par construction, l'angle de flot est petit. Un événement équivalent à l'émission isotrope de fragments, comme dans le

est souvent utilisée pour procéder à des tranches en paramètre d'impact [Sal97, Cav90], c'est-à-dire des sélections selon un axe de centralité.

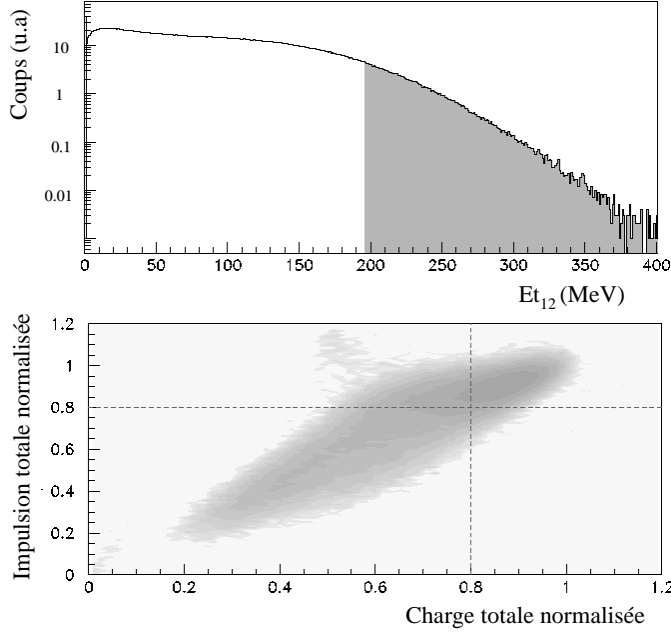


FIG. 4.2 – *Distribution en énergie transverse totale des particules légères chargées en ligne continue. En gris, les événements sélectionnés correspondant à la plus grande énergie transverse (5 % de la section efficace). En bas, représentation en échelle logarithmique de la corrélation entre le P_{Ztot} et le Z_{tot} pour le système Ni + Ni à 32 MeV par nucléon après la sélection. La majorité des événements sont "complets", les zones A et B correspondant aux événements les plus périphériques et les moins bien détectés (définis à la section 4.1.2) ne sont pas peuplées.*

Les réactions les plus centrales sont donc ici associées aux événements à grand Etr_{12} . La figure 4.2 présente un exemple de distribution en énergie transverse pour le système Ni + Ni à 32 MeV/u. Nous ne sélectionnons ici que les 5% d'événements (figure 4.2 en gris) ayant la plus grande valeur de Etr_{12} . On remarquera grâce à la représentation de la charge totale normalisée en fonction de l'impulsion totale normalisée que la majorité des événements issue de la sélection sont complets.

4.1.5 Le flot

Il est possible grâce à des détecteurs tel qu'INDRA de travailler sur la forme d'un événement dans l'espace des impulsions. Une telle description géométrique est donnée dans l'espace des impulsions par l'angle de flot. L'angle de flot, θ_{flot} , correspond à l'angle entre l'axe du faisceau et la direction privilégiée de l'événement. Pour calculer cet angle, on réalise une analyse tensorielle de l'événement. Définissons le tenseur Q_{ij} dans l'espace des impulsions :

$$Q_{ij} = \sum_{k=1}^{Mult} \frac{1}{w_k} p_k^i \cdot p_k^j \quad (4.5)$$

est impossible de passer les seuils de détection d'INDRA. Ainsi, environ la moitié de la charge totale est perdue.

- **La zone C** est la zone dite d'événements complets, la section efficace γ est très faible mais la qualité de détection est très bonne. Cette zone sert généralement d'échantillon de départ pour les analyses physiques.

Nous qualifierons d'événements complets les événements qui ont un $P_{z_{tot}} > 0.8$ et $Z_{tot} > 0.8$. Gardons donc à l'esprit que cette sélection en complétude est une sélection sur la qualité de l'information recueillie et qu'elle exclut les événements les plus périphériques.

4.1.3 Multiplicité de particules

La variable la plus accessible est certainement la multiplicité de particules ($Mult$). La multiplicité d'un événement est le nombre de particules détectées par événement. Il est raisonnable de penser que plus la collision est violente (centrale) plus le degré de dissociation du système est important. On peut alors estimer globalement le degré de violence de la collision : on passe d'une collision binaire (faible multiplicité), à la fragmentation jusqu'à la vaporisation (grande multiplicité). Toutefois, on dissocie généralement la multiplicité de particules légères M_{LCP} ($Z \leq 2$) et multiplicité de fragments M_{IMF} ($Z \geq 3$). Les particules légères sont très bien détectées par INDRA et sont émises en nombre important. Elles sont des sondes intéressantes pour la mesure du degré de centralité. C'est pourquoi la multiplicité de particules est souvent corrélée au paramètre d'impact. Notons que la multiplicité est faiblement corrélée avec les variables cinématiques. La multiplicité est donc une variable donnant une idée de la centralité d'une collision [Met95, Mas99].

4.1.4 Energie transverse totale

L'énergie transverse totale est l'une des variables globales cinématiques les plus souvent utilisées. L'énergie transverse totale d'un événement est généralement associée à la violence de la collision. En effet, elle peut être vue comme une mesure du degré de transfert de l'énergie incidente dans la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau.

Cette variable est donc basée sur l'idée que les réactions violentes permettent de dissocier le système et ce dans toutes les directions. Elle est ainsi caractéristique de la perte de la mémoire de la voie d'entrée de l'événement. Elle est définie comme telle :

$$E_{tr} = \sum_{i=1}^{Mult} E_{K_i} \cdot (\sin\theta_i)^2 \quad (4.4)$$

où $Mult$ (défini à la section 4.1.3) est la multiplicité de l'événement, E_{K_i} l'énergie cinétique de la particule i et θ_i l'angle d'émission de la particule par rapport à l'axe du faisceau. De plus, cette variable est directement reliée à la multiplicité.

On peut toutefois noter qu'en raison de la grande efficacité de détection d'INDRA pour les particules légères, on utilise préférentiellement $E_{tr_{12}}$ l'énergie transverse totale des particules légères chargées c'est-à-dire du proton jusqu'à l'alpha. Cette dernière observable