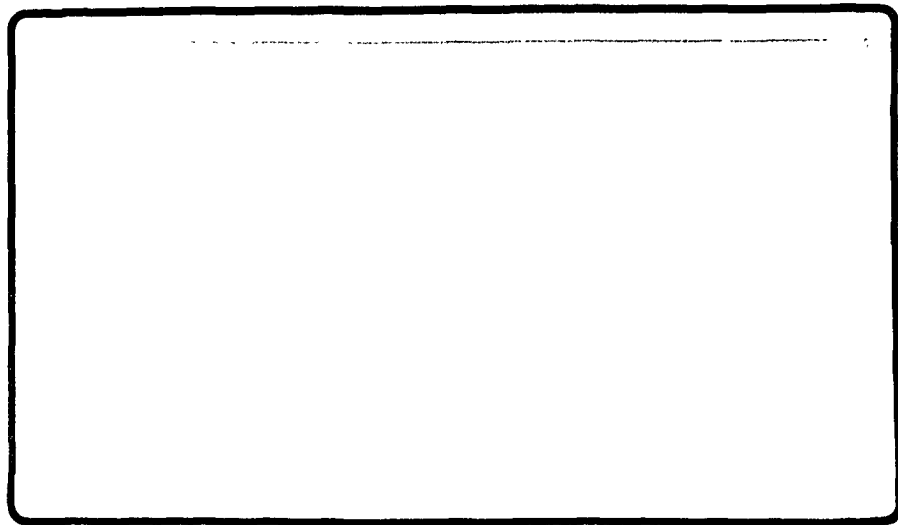


institut de physique nucléaire

CNRS - IN2P3

UNIVERSITÉ PARIS - SUD

I. P. N. - 91406 ORSAY CEDEX



19 114

Gestion INIS
Doc. enreg. la : 13/9/85
N° TRN : FR.960.16.25...
Destination : I,I+D,D

IPNO DRE 95-15

**Deux contraintes pour l'analyse des impulsions
dans la désintégration des noyaux à halo**

Pierre ROUSSEL

(Contribution à un débat, mai-juin 95)

Deux contraintes incontournables apparaissent pour l'analyse des distributions d'impulsion transverse et longitudinale des produits de désintégration des noyaux "à halo" .

Ces deux contraintes résultent du principe d'incertitude de Heisenberg appliqué aux valeurs observées, pour la première, de p_{\perp} , et pour la seconde à la fois de p_{\perp} et de p_{\parallel} .

- 1- Les valeurs observées d'impulsion transverse sont du même ordre de grandeur (quelques dizaines de MeV/c) que celles qui résultent de la seule contrainte en dimension radiale dans la collision. Pour tout fragment émis dans la collision, c'est l'ensemble de la surface radiale d'émission qui doit être pris en compte.**
- 2- L'interaction dans l'état final (IEF) des produits de désintégration est un élément *essentiel* du mécanisme de réaction.**

* certaines analyses ignorent 1 et 2

* certaines analyses tiennent compte de 1 ou de 2

* aucune⁺⁺⁺ analyse ne tient compte à la fois de 1 et de 2

⁺⁺⁺ aucune sauf: Nucl. phys. **A559**(1993) 646 (P.R. et al!)

qui tient compte de 1 et de 2 mais de façon *schématique*.

Commentaires

* *incontournables*, en effet car fondées sur un principe à partir de valeurs observées.

* ces contraintes concernent directement les *distributions d'impulsion* et pas forcément les sections efficaces intégrées ou les spectres en énergie d'excitation...

* fondées sur des valeurs qui leur sont spécifiques, elles concernent la dissociation des noyaux à halo et pas celles, par exemple, du deuton ou du ^9Li .

-1- C'est le phénomène physique de diffraction qui interdit à priori les approximations semi-classiques du mouvement relatif dans la zone angulaire limitée par: $\theta \leq \sim 2/l_0$, où l_0 est le moment angulaire disponible dans cette voie. Mais plus généralement, la diffraction doit être prise en compte chaque fois que les valeurs observées d'impulsion transverse sont du même ordre de grandeur que celles qui résultent de l'application du principe d'incertitude à la géométrie radiale de la collision. Cet examen s'impose en voie de sortie quelles que soient les conditions (possibilité ou non du semi-classique) en voie d'entrée.

-2- L'IEF est le plus souvent négligeable, ou quelquefois une simple correction. Ici, les fragments de la désintégration en voie de sortie sont observés avec des vitesses relatives si faibles (ils sont dans des états relatifs s, p, d... en petit nombre) qu'ils interagissent entre eux fortement, longtemps après avoir interagi avec la cible: on est toujours proche ou très proche d'une réaction *séquentielle*.

$$P_l(\cos\vartheta) \# J_0(l\vartheta)$$

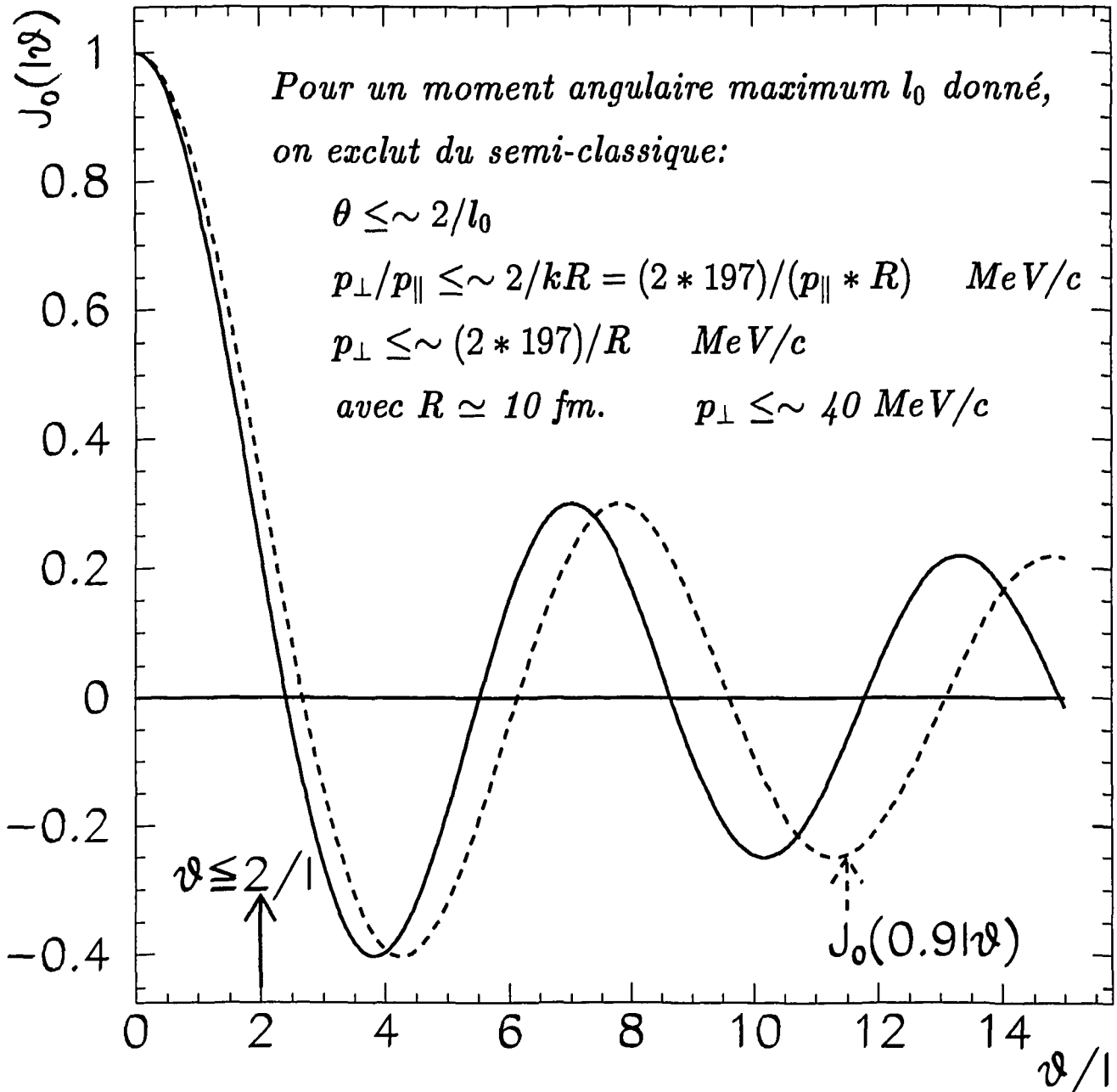
Pour un moment angulaire maximum l_0 donné,
on exclut du semi-classique:

$$\theta \leq \sim 2/l_0$$

$$p_{\perp}/p_{\parallel} \leq \sim 2/kR = (2 * 197)/(p_{\parallel} * R) \quad \text{MeV}/c$$

$$p_{\perp} \leq \sim (2 * 197)/R \quad \text{MeV}/c$$

$$\text{avec } R \simeq 10 \text{ fm.} \quad p_{\perp} \leq \sim 40 \text{ MeV}/c$$



Commentaires

On a porté ici $P_l(\cos\theta) \simeq J_0(l\theta)$ (pour l assez grand, la fonction de Bessel est une bonne approximation du polynôme de Legendre) en fonction de θ/l . C'est la brique élémentaire de l'amplitude de réaction. On a porté également la fonction qui résulte d'un décalage de 10% de la valeur de l . Le semi-classique se construit avec des amplitudes complexes en utilisant de tels décalages.

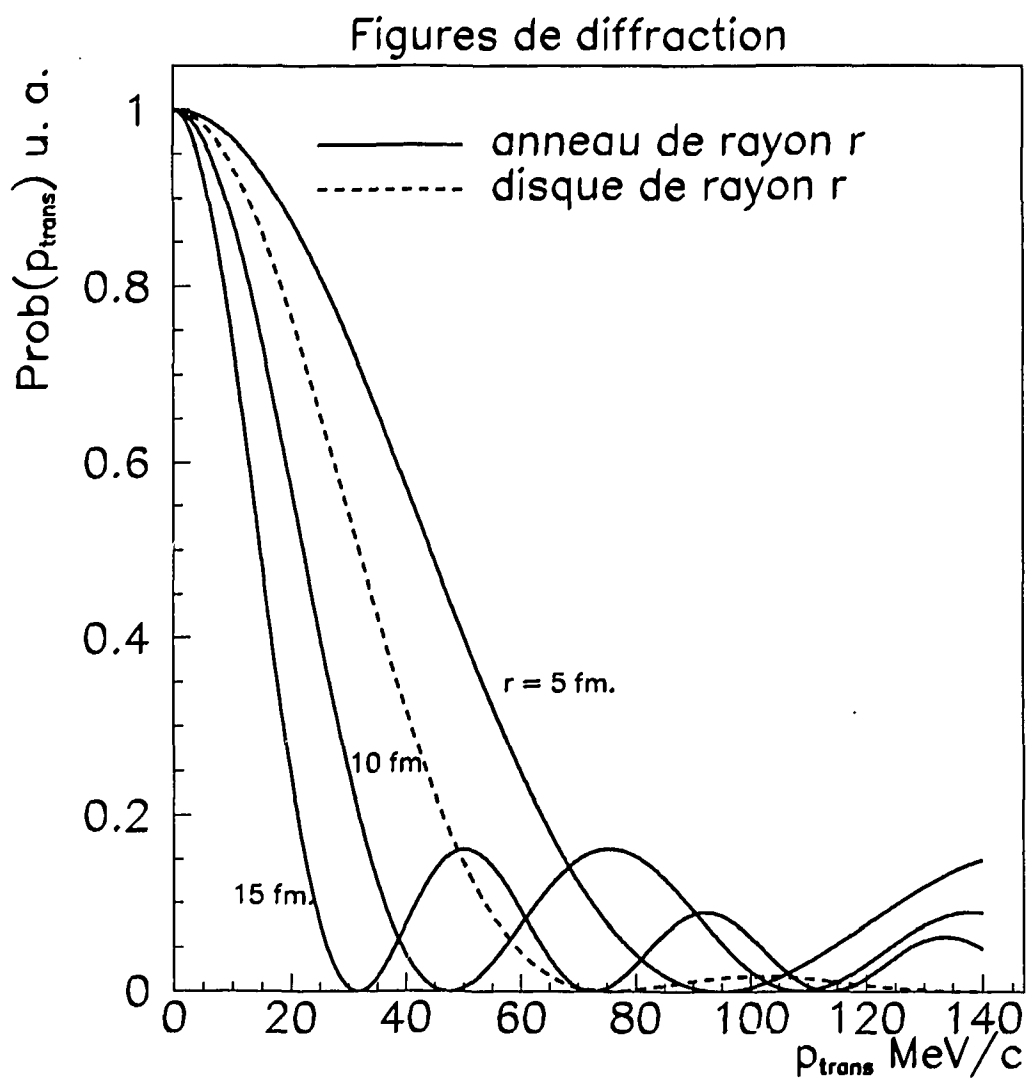
Cette possibilité s'éteint vers les petits angles: puisque tous les P_l sont en phase autour de $\theta = 0^\circ$!. La valeur 2 dans l'inégalité est bien sur arbitraire, elle est plutôt optimiste.

De toute façon, au-delà vers les grands angles, la possibilité ouverte de l'approximation semi-classique n'est effective que si le nombre d'ondes partielles (de numéro plus petit que l_0) est suffisamment grand (critère de Strutinsky) pour le canal considéré.

Pour le passage à la valeur numérique (40 MeV/c), on a fait un choix arbitraire mais raisonnable de $R \simeq 10$ fm.; de plus, on a supposé implicitement que la vitesse et la masse du fragment en sortie étaient voisines de celles du projectile focalisant ainsi l'attention sur les réactions quasi-élastiques. Avec ces conditions, la limite à 40MeV/c exclut de fait la zone en p_\perp où se trouvent les impulsions mesurées (pic central étroit) dans les réactions quasi-élastiques de noyaux à halo.

La conséquence est que le mouvement relatif incident ne peut être traité en terme de *trajectoires* classiques (rectilignes ou courbées par Coulomb) quelle que soit la sophistication du traitement de la collision. Pour toute voie de sortie, c'est à priori toute la surface d'émission qui doit être prise en compte.

L'hypothèse sur le maintien de la vitesse est réaliste quel que soit le fragment (lourd ou léger) de la désintégration d'un noyau à halo. Celle sur les masses ne le sera plus si on considère le fragment léger de la dissociation. Qu'en est-il alors: peut-on fractionner la surface d'émission à volonté ou doit-on la traiter globalement?.



Commentaires

La réponse est encore dans Heisenberg -en fait, c'est la même que précédemment-: quel est le spectre de la variable conjuguée de R , quelle est la transformée de Fourier de la surface d'émission pour un fragment quelconque? Elle est bien sûr indépendante de la masse et de la vitesse du fragment et ne dépend que de la géométrie.

On a pris ci-contre l'exemple d'un anneau très mince de rayon 5, 10 et 15 fm. et celui d'un disque de rayon 10 fm.. On constate que les gammes correspondantes d'impulsion transverse sont du même ordre que celles trouvées expérimentalement pour les fragments légers ou lourds issus de la désintégration des noyaux à halo. Mais cette conclusion repose cette fois sur le *seul* examen de l'identité des gammes de valeur d'impulsion transverse et devient indépendant du caractère semi-classique ou non du mouvement relatif incident. La seule façon d'échapper (partiellement) à cet examen sera (curieusement) l'intervention du point 2 avec l'IEF qui va (éventuellement) modifier la situation en redistribuant sur les différents fragments une impulsion transverse globale, acquise au moment de la diffraction sur la cible.

Insistons ici sur le fait que Heisenberg doit être appliqué avec la géométrie de la collision (projectile-cible donc) et pas du tout avec celle du projectile seul (structure interne en coeur-halo). La physique est bien différente même si les dimensions peuvent être comparables.

Exemples:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Thèse M. Bernas(1)} \\ p156\text{MeV} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} {}^4\text{He}(p,t)pp \rightarrow p + p \\ {}^4\text{He}(p, {}^3\text{He})pn \rightarrow p + n \end{array} \right.$$

par analogie, à comparer (voir plus loin) à: ${}^{11}\text{Li}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{C}){}^{11}\text{Li}^* \rightarrow {}^9\text{Li} + n + n$

plus récemment(2), (figure ci-dessous, q est l'impulsion relative entre les deux nucléons):

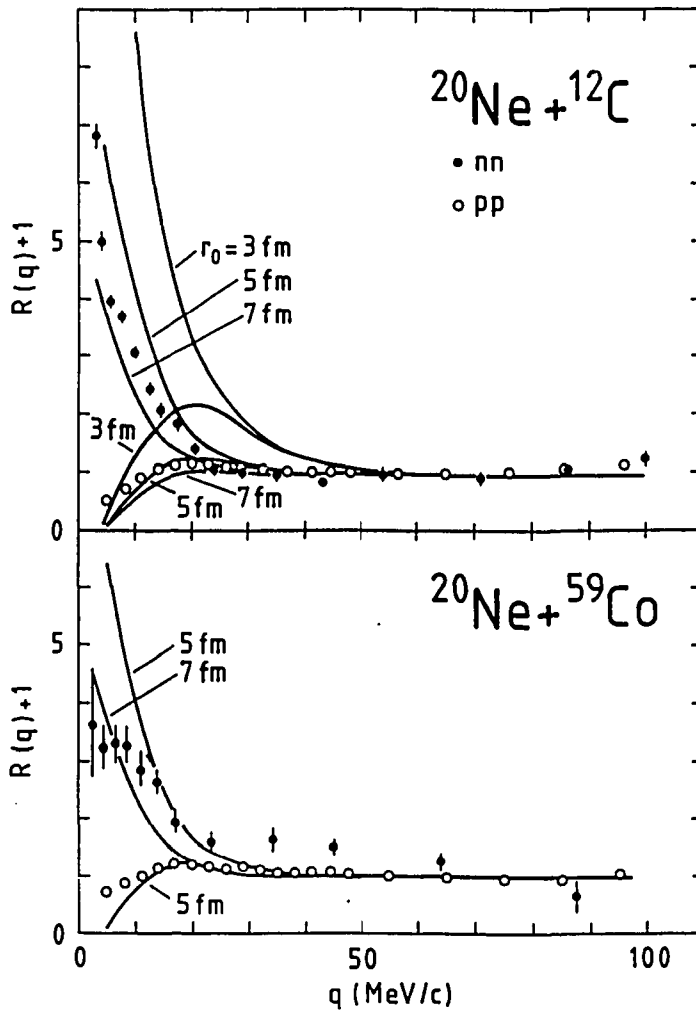


Fig. 2. Correlations for ${}^{20}\text{Ne}+\text{C}$ and ${}^{20}\text{Ne}+\text{Co}$ at 30 A MeV ($\theta_{\text{n.n.}}=29^\circ$). The dots represent the experimental data and the curves show correlation functions calculated for different r_0 .

(1) M.Bernas. Thèse Ann. de Phys. t.3 (1968)213

(2) B.Noren et al. "CORINNE 90". World Scientific(1990) 221

Commentaires

* Il a été observé (voir M. Bernas et al ref.(1)), par exemple, dans le spectre en énergie de t (ou ^3He) un pic correspondant à l'état non lié de ^2He (ou des états non liés du deuton). A ces pics correspondent de faibles valeurs d'impulsion relative p-p ou p-n. Inversement, aux faibles valeurs d'impulsion relative observées, par exemple, entre ^9Li et n ou n-n dans la dissociation de ^{11}Li vont être associés des états excités (non liés) de $^{11}\text{Li}^*$ qu'on observerait sur le spectre en énergie du ^{12}C . La réaction de dissociation de ^{11}Li sur ^{12}C apparaîtra ainsi comme la succession d'une réaction à deux corps (diffusion inélastique) suivie d'une désintégration.

* Dans les réactions en ions lourds aux énergies GANIL, les corrélations de particules légères (p-p, p-n, n-n) sont utilisées pour déterminer une "taille" et une durée de vie des "sources" émettrices. Ce sont pour des impulsions relatives de quelques dizaines de MeV/c qu'apparaissent fortement les effets recherchés liés à l'IEF (et à la statistique quantique). C'est dans cette même gamme de valeurs que se situent les impulsions relatives des différents fragments issus de la dissociation des noyaux à halo.

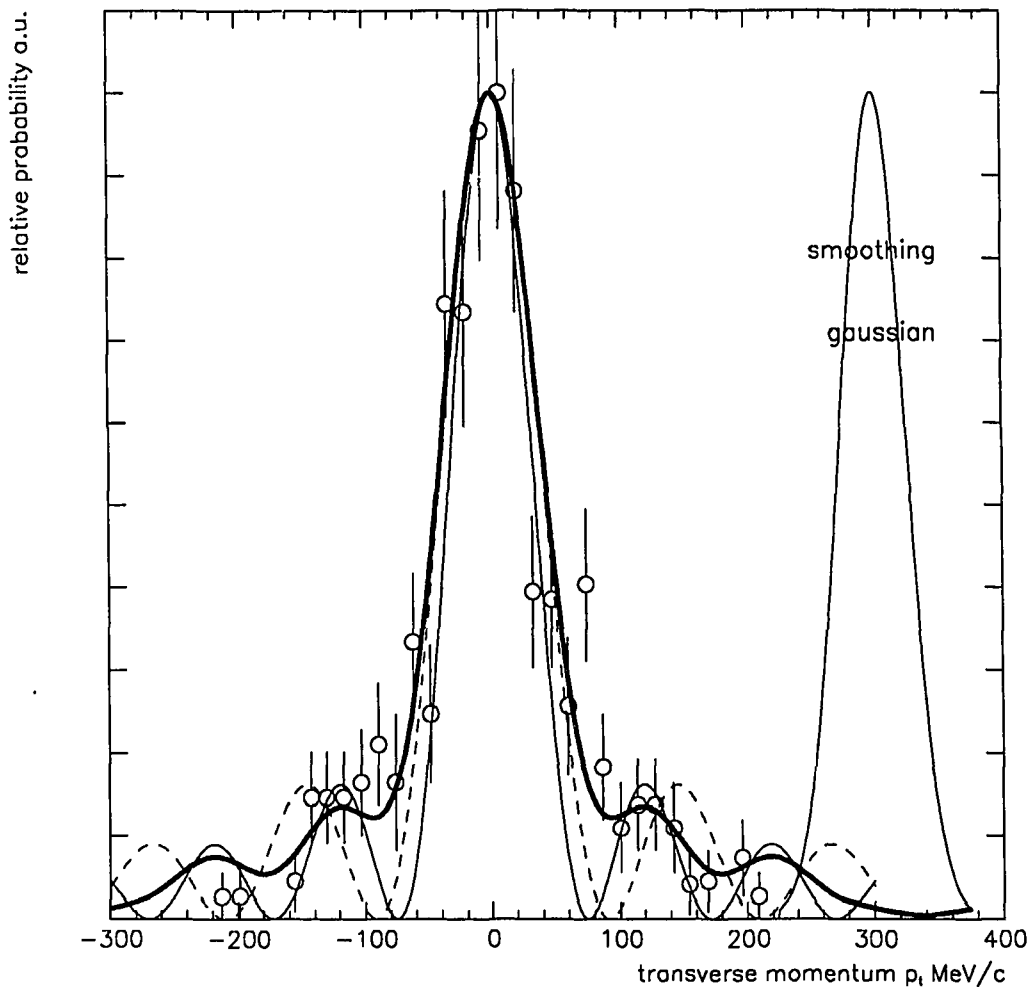
Dans le cas de ^{11}Li , l'IEF peut intervenir entre les deux neutrons, mais l'effet le plus important du point de vue du mécanisme, celui auquel on s'intéresse ici, est entre le coeur de ^9Li et les neutrons. Ce serait évidemment entre le coeur et le neutron pour un halo avec un seul neutron!

transparent E

traitement schématique de 1 et 2

condition -1-: anneau de diffraction: rayon extérieur R donné par la section efficace totale de réaction $\sigma_R = \Pi * R^2$
rayon intérieur r donné par la section efficace de dissociation: $\sigma_{dis.} = \Pi * (R^2 - r^2)$

condition -2-: réaction séquentielle: $^{11}\text{Li}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}) ^{11}\text{Li}^* \longrightarrow ^9\text{Li} + n-n$



(3) Nucl. Phys. **A559** (1993) 646. P.Roussel, Ch.O.Bacri, F.Clavier.
points expérimentaux de Kobayashi et al.

Commentaires

On rappelle ici (voir ref (3)) comment tenir compte pleinement mais schématiquement des contraintes examinées.

-1- la géométrie de la collision est ondulatoire, mais schématiquement réduite à un anneau non réfractif dont les dimensions sont déterminées en conformité avec les sections efficaces de réaction et de dissociation. C'est le ^{11}Li qui est diffracté, son excitation (faible) ne sert qu'à "étiqueter" la géométrie annulaire par la voie de sortie (dissociation en $^9\text{Li} + n-n$) qui lui correspond.

-2- L'IEF est introduite (schématiquement) en traitant la réaction comme vraiment séquentielle. Après la diffraction, et pour ceux des événements étiquetés, l'effet de la dissociation est double. D'une part il réduit le spectre d'impulsion transverse dans la proportion de la masse du fragment examiné à celle du projectile (9/11 pour le cas $^9\text{Li}-^{11}\text{Li}$, c'est le passage du tracé interrompu fin au tracé continu fin dans la figure ci-contre). D'autre part, il introduit par recul une contribution d'impulsion supplémentaire dont la composante transverse est schématisée ici par la convolution de la distribution diffractive par une gaussienne de largeur réaliste (passage du trait continu fin au trait continu épais).

L'accord obtenu est tout à fait satisfaisant. Cela ne doit certes pas être compris comme validant a priori le mécanisme utilisé dans l'analyse mais cela en montre la compatibilité avec les résultats expérimentaux.

Discussion

* C'est bien en fait le principe de Heisenberg qui intervient deux fois:

-pour-1-, on l'a déjà vu, la restriction même modérée, des dimensions dans la collision (entre deux noyaux de taille finie) conduit à une dispersion d'impulsion transverse importante par rapport à celle qu'on mesure.

-pour-2-, c'est encore Heisenberg mais dans l'autre sens: c'est parce que les impulsions relatives transverses et longitudinales sont tellement petites que la fonction d'onde relative est étendue et maintient les fragments en interaction "longtemps" après la collision avec la cible.

* On pourrait penser que -1- ne concerne que la distribution d'impulsion transverse, mais à cause de -2-, il n'en est rien: l'IEF est sensible au détail de la fonction d'onde, forme et dimension.

* l'IEF et le caractère séquentiel de la dissociation qu'elle introduit "protègent" partiellement le (di-)neutron des effets de la diffraction sur la cible: c'est son gros partenaire le ${}^9\text{Li}$ qui encaisse l'essentiel (les 9/11) de la dispersion sur l'impulsion transverse qui en résulte.

* Au contraire, dans une dissociation où le coeur est absorbé, le di-neutron subirait pleinement les effets de la diffraction sur l'impulsion transverse, sans effet cette fois sur le longitudinal en absence d'IEF avec le coeur (il reste l'IEF n-n bien sûr, si on traite les deux neutrons plutôt que le di-neutron). De même une dissociation où les deux neutrons sont absorbés laisse le ${}^9\text{Li}$ avec toute la diffraction (11/11 au lieu de 9/11) mais sans IEF.

Conclusion

Dans la dissociation des noyaux à halo, à partir des distributions d'impulsion transverse ou longitudinale des fragments lourds ou légers, on ne peut extraire d'information sur la fonction d'onde coeur-halo sans tenir compte de toute la surface radiale d'émission des fragments et de l'interaction dans l'état final entre ces fragments.

La situation des analyses peut être améliorée de deux façons:

- en affinant le modèle schématique de la référence (3). Il s'agit de mieux traiter chacune des deux étapes: géométrie à bords diffus et introduction de la réfraction pour la première (la diffraction); description de la fonction d'excitation du ${}^{11}\text{Li}$ et traitement réaliste de la cinématique de dissociation correspondante pour la seconde. Cette possibilité peut être intéressante pour les collisions des noyaux à halo sur les cibles légères.

- en introduisant les contraintes nécessaires, traitement correct de la surface radiale d'émission et de l'interaction dans l'état final, là où elles ne sont pas respectées. C'est probablement la seule possibilité pour les collisions sur cibles lourdes où l'intervention des forces coulombiennes à longue portée éloigne du modèle schématique.