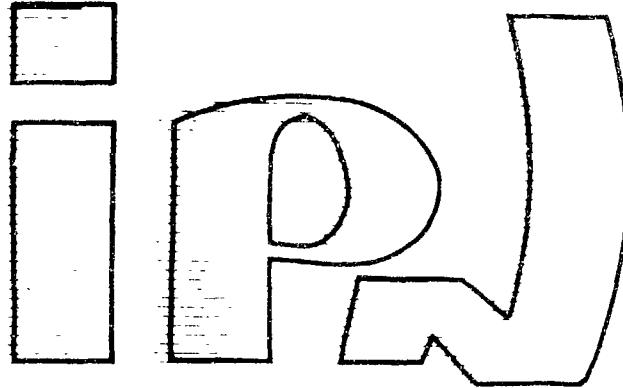


institut de physique nucléaire

CNRS - IN2P3 - UNIVERSITÉ PARIS - SUD

IPN BP 110 - 91406 ORSAY

FR 9000558



18 janvier 1989

IPNO - T. 89.09

THESE

PRESENTEE PAR

CHARLES-OLIVIER BACRI

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR DE
L'UNIVERSITE PARIS VII

Spécialité : Physique Nucléaire

Collision d'ions lourds aux énergies GANIL :
une utilisation de LISE en mode télescopique pour
les études aux petits angles.

THESE PRÉSENTEE PAR **Charles-Olivier BACRI**
en vue de l'obtention du **Doctorat de l'Université PARIS VII**
Spécialité : Physique Nucléaire

Collisions d'ions lourds aux énergies GANIL : une utilisation de LISE en mode télescopique pour les études aux petits angles.

Soutenue le 18 Janvier 1989 devant la Commission d'Examen.

MM. L. VALENTIN	Président
P. CHOMAZ	Examinateur
C. DETRAZ	Examinateur
B. FERNANDEZ	Rapporteur
J.C. JACMART	Rapporteur
P. ROUSSEL	Directeur de Thèse
J. SAUDINOS	Examinateur

Thèse préparée à l'Université de Physique Nucléaire d'Orsay.

Le savant n'étudie pas la nature parce-que cela est utile ; il l'étudie parce qu'il y prend plaisir et il y prend plaisir parce qu'elle est belle.

1934 - H. Poincaré - Science et Méthode

Le mythe de la science neutre n'est plus. Nous avons tous une responsabilité collective devant le progrès scientifique, et nous devons trouver les moyens de l'exercer [...]. C'est notre devoir à tous, y compris les savants.

1976 - A. Saunier-Séité.

On dit qu'un travail de thèse doit faire preuve d'originalité ; j'espère que l'on en demande pas tant pour cette page de remerciements.

Ce travail a été effectué à la Division de Recherche Expérimentale de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Je remercie Messieurs H. SERGOLLE et M. VERGNES de m'y avoir accueilli.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur P. ROUSSEL d'avoir dirigé ce travail avec toute sa rigueur et sa compétence tout en sachant garder sa bonne humeur. Les nombreux conseils qu'il m'a donnés m'ont été très utiles tout au long de ce travail. Ce fut pour moi très agréable de travailler avec lui.

Je tiens à remercier Messieurs D. VAUTHERIN et Ph. CHOMAZ d'avoir dirigé la partie théorique de ce travail. Ils ont fait preuve d'une infinie patience en répondant à mes incessantes questions.

Je suis très reconnaissant à Monsieur J.C. JACMART pour les nombreuses discussions que nous avons eues. Toutes les critiques qu'il a apporté à ce travail, notamment lors de la préparation de ce document, ont contribuées à son aboutissement. Qu'il en soit ici remercié.

Je remercie Monsieur R. ANNE pour l'aide qu'il a apportée tout au long des calculs et pour la compréhension des problèmes auxquels nous avons été confrontés.

Je remercie Monsieur L. VALENTIN d'avoir accepté de présider mon jury, ainsi que pour sa lecture critique de ce document.

Monsieur B. FERNANDEZ a accepté d'être l'un des rapporteurs de ce travail de thèse. Les longues discussions que nous avons eu afin d'en préparer la soutenance m'ont été particulièrement utiles. Qu'il en soit ici remercié.

Je remercie Messieurs C. DETRAZ et J. SAUDINOS d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Que tous ceux qui ont participé aux expériences soient ici assurés de toute ma reconnaissance.

Les expériences ont été effectuées au GANIL. Je voudrais remercier son Directeur et son Coordinateur de nous avoir soutenus et aidés à obtenir du faisceau, ainsi que l'ensemble de son personnel qui nous a permis de l'utiliser dans les meilleures conditions.

Je voudrais enfin remercier Madame N. REVOYRE d'avoir réalisé la frappe de ce document. Sa patience et sa tenacité ont été très appréciées. Madame S. BOUBY et Monsieur F. PLANCHÉ ont réalisé les figures et leur tirage photographique ; conscient des délais très courts que je leur ai imposés, je souhaite qu'ils trouvent ici l'expression de toute ma reconnaissance.

Que Mesdames M. FOURNIER, N. CHAULAND et G. TURLAN qui ont réalisé le tirage de ce document soient également remerciées.

CHAPITRE I : INTRODUCTION ET MOTIVATIONS THEORIQUES

1

1. - La concentration de la physique autour de 0°	2
a) <i>La cinématique</i>	2
b) <i>Quelques grandeurs caractéristiques</i>	2
2. - Effets spécifiques aux observations à 0°	9
3. - Nécessité d'un nouvel instrument.	12

CHAPITRE II : ELABORATION D'UN NOUVEAU TYPE DE SPECTROMETRE

15

A : RAPPELS D'OPTIQUE MAGNETIQUE	16
1. - Les équations du mouvement	16
2. - Le programme TRANSPORT	19
a) <i>Formalisme matriciel utilisé</i>	19
b) <i>Description des trajectoires</i>	20
3. - Quelques définitions	22
a) <i>Espace de phase - Emittance - Ellipse de phase</i>	22
b) <i>Théorème de Liouville</i>	24
4. - Interprétation des coefficients du premier ordre	24
a) <i>Cas $R_{12} = 0$</i>	27
b) <i>Cas $R_{11} = 0$</i>	27
5. - Fonctions au premier ordre des principaux éléments d'une ligne de transport	29
a) <i>Espace libre</i>	29
b) <i>Quadrupole</i>	29
c) <i>Dipole</i>	30
6. - Les coefficients du second ordre	35
B : DEFINITION D'UNE LIGNE DE TRANSPORT	36
1. - Définitions et propriétés	36

<i>a) Fonctionnement achromatique</i>	36
<i>b) Conjugaison point à point - plan focal - analyse en énergie</i>	36
<i>c) Effet lié à la cinématique : déplacement du plan focal</i>	37
2. - Le système d'analyse : le transport du faisceau	38
<i>a) Ouverture angulaire du faisceau</i>	39
<i>b) Effets de la dispersion en énergie du faisceau</i>	39
3. - Le spectromètre achromatique LISE	39
4. - Le spectromètre à perte d'énergie SPEG	40
C : DESCRIPTION DU NOUVEL INSTRUMENT	41
1. - Tri en rigidité magnétique	43
2. - Tri et mesure précise de l'angle de réaction	43
3. - Mesure de la rigidité magnétique des particules doublement triées	44
4. - Considérations supplémentaires	45
D : ADAPTATION SUR UN INSTRUMENT EXISTANT	46
1. - Où tester ce nouveau type de fonctionnement ?	46
<i>a) Les principaux éléments magnétiques nécessaires</i>	46
<i>b) SPEG</i>	47
<i>c) LISE</i>	48
2. - Limitations imposées par l'instrument et son utilisation	48
3. - Limitations imposées par l'optique magnétique	50
<i>a) Les coefficients du premier ordre et la mesure de l'énergie.</i>	50
<i>b) Les coefficients du second ordre</i>	51
4. - Limitations intrinsèques imposées par la cible	51
<i>a) Dispersion angulaire</i>	51
<i>b) Dispersion en énergie</i>	55
E : PERFORMANCES THEORIQUES	59
F : CONCLUSION	62

CHAPITRE III : DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET ANALYSE DES RESULTATS	65
A : DISPOSITIF EXPERIMENTAL	
1. - Les objectifs	66
2. - Les moyens	66
a) <i>Le faisceau</i>	66
b) <i>Les cibles</i>	68
c) <i>Equipement de la ligne - système de détection</i>	69
d) <i>Electronique d'acquisition</i>	72
3. - Le déroulement de l'expérience	73
a) <i>centrage du faisceau</i>	73
b) <i>Vérification des éléments de matrice</i>	74
c) <i>Distributions angulaires</i>	75
B : RESULTATS ET DISCUSSION	
B.1 - PERFORMANCES DE L'INSTRUMENT	75
1. - Etalonnage du profileur	75
2. - Etalonnage de LISE	75
3. - Fonction de sélection en angle	79
4. - Analyse des bandes - problèmes rencontrés	81
5. - Discussion et conclusion	87
B.2 - ANALYSE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES	87
CONCLUSION	
98	
ANNEXE I : Localisation du parasite	
106	
Références bibliographiques.	
108	

CHAPITRE I - INTRODUCTION ET MOTIVATIONS THEORIQUES

Les mesures aux petits angles dans les réactions nucléaires ont pris dans les dix dernières années une importance croissante avec l'apparition d'accélérateurs d'ions lourds à des énergies supérieures à 10 MeV/A. Ce type de réactions s'accompagne en effet, dans un certain nombre de cas, d'une concentration des distributions angulaires intéressantes autour de 0°. Une rapide étude des différents paramètres caractéristiques de ces réactions permettra d'une part de mieux comprendre l'origine de cette concentration et d'autre part de mieux définir le domaine des petits angles. Nous verrons ensuite que ce domaine est lui-même caractérisé par une physique qui lui est spécifique. Enfin, nous mettrons en évidence certains problèmes expérimentaux liés aux mesures aux petits angles, problèmes qui interdisent dans de nombreux cas d'étudier les phénomènes intéressants.

1. - La concentration de la physique autour de 0°

a) *La cinématique*

Le passage du référentiel du centre de masse à celui du laboratoire illustre déjà ce phénomène de concentration :

$$\theta_l \sim \frac{A_2}{A_1 + A_2} \theta_{cm} \quad \text{si } \sin \theta \sim \theta \quad (I-1)$$

où A_1 et A_2 représentent respectivement le nombre de nucléons des noyaux projectile et cible. Plus le projectile est lourd, plus le passage dans le laboratoire concentre les éjectiles vers les petits angles. Ainsi, les réactions "inverses" pour lesquelles le projectile est plus lourd que la cible sont caractérisées par des distributions angulaires très concentrées à l'avant.

b) *Quelques grandeurs caractéristiques*

Lorsque l'on utilise des ions lourds à des énergies allant de 10 à 100 MeV/A, la longueur d'onde de De Broglie du mouvement relatif

$$\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu E_{cm}}}$$

(cette expression est une approximation non relativiste dans laquelle E_{cm} est l'énergie incidente dans le centre de masse et μ la masse réduite du système) est petite devant les dimensions du système étudié, et le paramètre coulombien $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$ (où v est la vitesse relative) est le plus souvent grand devant 1. La description des phénomènes peut alors être faite dans le cadre d'une approximation semi-classique (les deux conditions citées sont nécessaires mais pas suffisantes), pour laquelle la notion de trajectoire classique garde un sens mais où il faut aussi tenir compte du caractère ondulatoire des objets étudiés.

b.1 - Angle et moment angulaire d'effleurement

Dans un tel cadre théorique, on peut définir une distance minimale d'approche des deux noyaux intervenant dans la réaction. Lorsque cette distance est égale au rayon d'interaction forte $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, où r_0 est une constante que nous prendrons égale à 1,3 fm, on dit que la trajectoire de l'ion incident est rasante (voir figure I.1).

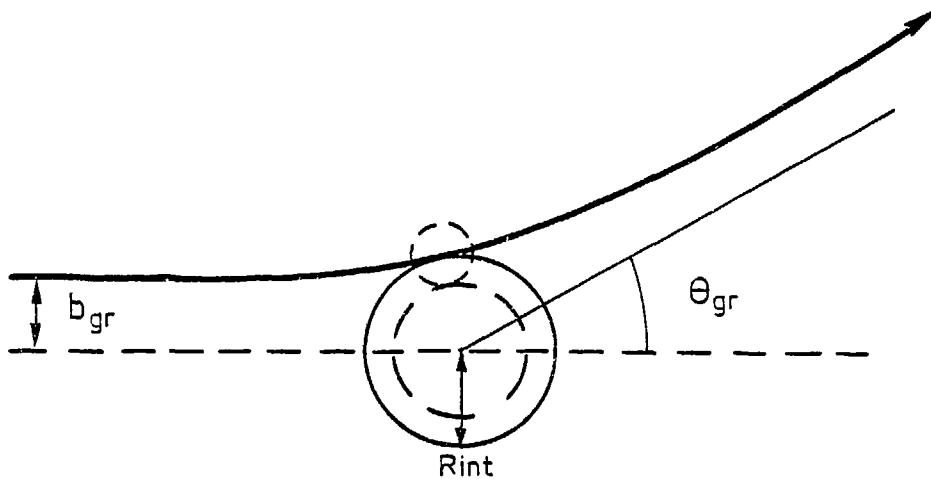


Figure I.1 :
Trajectoire rasante

On peut alors montrer ([HOD 78], [SAT 83] par ex.) que l'angle de diffusion θ_{gr} correspondant s'exprime par :

$$\sin \frac{\theta_{gr}}{2} = \frac{1}{2 \frac{E_{cm}}{B_{cm}} - 1} \quad \text{soit} \quad \theta_{gr} = \frac{B_{cm}}{E_{cm}} \quad (\text{I.2})$$

où θ_{gr} et B_{cm} représentent respectivement l'*angle d'effleurement* et la barrière coulombienne (calculée avec le même rayon que précédemment) dans le centre de masse. L'angle d'effleurement est d'autant plus petit que l'énergie incidente est grande. Le *moment angulaire d'effleurement* qui lui correspond, l_{gr} est défini par $l_{gr} = k b_{gr}$ où k est le nombre d'onde et b_{gr} le paramètre d'impact correspondant à la trajectoire rasante (voir figure I.1). Il peut s'exprimer par :

$$l_{gr} = \frac{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{\hbar} \sqrt{2\mu E_{cm}} \sqrt{1 - \frac{B_{cm}}{E_{cm}}} \quad \text{soit} \quad l_{gr} = k R \quad \text{si } E_{cm} \gg B_{cm}$$

l_{gr} (nul à la barrière coulombienne) croît asymptotiquement comme la racine carrée de l'énergie incidente.

b.2 - Polynomes de Legendre - Localisation dans l'espace des moments angulaires

L'expression de l'amplitudde de diffusion fait intervenir un développement en ondes partielles sphériques que l'on peut écrire comme une somme sur les polynomes de Legendre

$$f(\theta) \propto \sum_{l,m} C_{lm} P_l^m(\cos\theta),$$

où la somme sur les différents l et m traduit un effet d'interférences (rappelons que la section efficace de diffusion correspondante s'écrit $\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2$). Dans un modèle de potentiel nucléaire absorbant en forme de marche carrée (modèle du "sharp cut-off"), les ondes partielles de moment angulaires inférieur à l_{gr} sont absorbées par le noyau cible et celles de moment angulaire supérieur ne sont affectées que par le potentiel coulombien. Dans la réalité, l_{gr} donne donc une évaluation de la zone d'ondes partielles qui contribue de façon importante à une description de la collision. La somme intervenant dans l'expression de l'amplitude de diffusion ne sera donc faite que sur un petit nombre d'ondes partielles centré sur l_{gr} .

Cette localisation dans l'espace des moments angulaires entraîne donc que l'effet d'interférences décrit plus haut n'apparaît que pour des ondes de l voisins d'une part, et celles correspondant, pour un l donné, à différentes valeurs du nombre quantique magnétique m d'autre part. Puisque les $P_l^m(\cos\theta)$ pour des l voisins sont quasiment en phase aux petits angles, l'amplitude de diffusion oscillera comme $P_{l_{gr}}^0(\cos\theta)$ dans cette région. Pour les angles plus grands, les $P_l^m(\cos\theta)$ vont se déphasier ; des interférences destructives vont alors apparaître et l'amplitude décroîtra. On observe ainsi un brouillage de toute structure oscillante après quelques périodes angulaires. La taille de ces structures est donnée par le premier zéro de $P_{l_{gr}}^0(\cos\theta)$, soit $\theta = \frac{2,4}{l_{gr}}^*$. C'est d'autre part, la rapide décroissance des polynomes de Legendre autour de 0° , excepté les composants $m = 0$, qui permet d'observer ces structures aux tous petits angles [PAY83]. Cette propriété a permis par exemple d'identifier le premier niveau excité du ^{68}Ni comme un niveau 0^+ [BER82].

Des mesures aux tous petits angles avec une précision bien meilleure que $\sim \frac{1}{l_{gr}}$ sont donc nécessaires.

* On peut montrer [ABR72] que : $\lim_{\substack{l \rightarrow 0 \\ \theta \rightarrow \infty}} P_l(\cos\theta) = J_0(l\theta)$, où J_0 représente la fonction de Bessel d'ordre 0. Son premier zéro est donné par $l\theta = 2,4$. La valeur asymptotique de la période des oscillations des polynomes de Legendre est $\Delta\theta = \frac{\pi}{l}$

b.3 - Transfert de moment

Les structures angulaires apparaissant lors d'un transfert de moment permettent elles aussi de déterminer une taille angulaire caractéristique.

Considérons l'impulsion q transférée lors d'une réaction et faisons l'hypothèse qu'elle est transférée à un rayon égal au rayon d'interaction R_{int} . Le multipôle excité préférentiellement dans la cible sera alors :

$$R = q R_{int} = |k_i - k_f| R_{int} \quad (I.4)$$

où k_i et k_f sont les moments des noyaux incidents et détectés $\left(k = \sqrt{\frac{2mE}{h^2}} \right)$. Puisque

$$|k_i - k_f| = \sqrt{k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos\theta}$$

où θ est l'angle de réaction, l'observation à 0° va minimiser le transfert d'impulsion et permettre d'observer les multipolarités les plus faibles [OER87]. Ceci est particulièrement important dans l'utilisation spectroscopiques des distributions angulaires, comme pour l'attribution de spin par exemple.

Si l'on considère que les impulsions des noyaux incidents et détectés sont reliées par la relation $|k_f| = |k_i| + \Delta k$ et qu'elles fassent entre elles un angle θ petit, on peut alors écrire :

$$q = |k_i - k_f| \sim \sqrt{(\Delta k)^2 + \theta^2 k_i^2}$$

Pour une collision faiblement inélastique (Δk petit et $m_i \sim m_f$), cette relation peut se simplifier en $q \sim \theta k$. La relation (I.4) s'écrit alors :

$$L = q R_{int} = \theta k R_{int} = L_{gr} \theta$$

Le premier pic d'une réaction caractérisée par $\Delta L = 1$ sera donc situé autour de :

$\theta \sim \frac{1}{L_{gr}}$ soit $\theta = \frac{1000}{L_{gr}} \text{ mr}$, et donc plus généralement pour un transfert $\Delta L = n$, le premier pic apparaîtra autour de $n \frac{1000}{L_{gr}} \text{ mr}$.

b.4 – Diffraction de Fraunhofer et de Fresnel

Lorsque l'on tient compte du comportement ondulatoire des objets étudiés, les sections efficaces différentielles de diffusion élastique montrent parfois des structures caractéristiques de la diffraction. Bien que l'interaction des noyaux soient à l'origine de ce phénomène, une analogie avec l'optique lumineuse permet de mieux le comprendre [FRA 72].

Lorsque l'interaction coulombienne est négligeable devant l'énergie incidente (paramètre coulombien η petit), la courbure du front de l'onde incidente sur l'objet que constitue la cible est négligeable. Les trajectoires classiques ne sont pas défléchies. Les interférences des ondes diffractées par les côtés opposés du noyau cible conduisent à une figure de diffraction du type Fraunhofer : la source et le point d'observation peuvent être considérés comme à l'infini par rapport à la cible ; la région d'interaction peut être représentée par une sphère totalement absorbante. Ce type de réaction est donc une réaction de surface, ce qui entraîne une localisation dans l'espace des moments angulaires autour de l_{gr} . La distribution angulaire correspondante est fortement piquée à l'avant. Le premier zéro des oscillations apparaît pour $\theta = \frac{3.85}{l_{gr}}$ qui est le premier zéro de la fonction de Bessel d'ordre 1 : $J_1(kR\theta)$; l'écart entre deux maxima est de l'ordre de $\frac{\pi}{l_{gr}}$ comme pour les polynômes de Legendre. Dans la réalité, la surface du noyau cible ne peut pas être définie de façon absolue. Cette diffusité de la surface va introduire une largeur Δ dans l'espace des moments et la section efficace du cas idéal (noyau cible considérée comme une sphère noire totalement absorbante) doit être multipliée par un facteur de forme $[F(\theta\Delta)]^2$. Ce facteur décroît lentement de 0 vers 1 lorsque $\theta\Delta$ augmente. Les oscillations aux petits angles sont donc moins amorties que celles aux grands angles. L'analogie de ce phénomène en optique lumineuse est l'apodisation. De plus, la largeur Δ est proportionnelle à la racine de l'énergie incidente : la pente de la distribution angulaire est de plus en plus abrupte.

Là encore, on voit que l'utilisation d'ions lourds à de grandes énergies (l_{gr} et E grands) nécessite des mesures aux petits angles (premier zéro : $\theta = \frac{3.85}{l_{gr}}$ avec une précision meilleure que l'écart entre deux maxima $\delta\theta = \frac{\pi}{l_{gr}}$). Cette étude peut permettre, par exemple de déterminer le moment angulaire d'effleurement l_{gr} et d'évaluer le rayon d'interaction R_{int} par la relation :

$$l_{gr} = kR \sqrt{1 - \frac{2\eta}{kR}} \sim k R_{int} \quad [\text{ROU 86}].$$

Lorsque l'interaction coulombienne devient plus forte (paramètre coulombien η grand), comme ce peut être le cas notamment avec des ions lourds, le champ coulombien va courber le front de l'onde incidente ; les trajectoires classiques d'effleurement sont défléchies. Les deux groupes d'ondes diffractées par les côtés opposés du noyau cible vont jusqu'à ne plus se recouvrir dans le plan de détection. La distribution angulaire obtenue est alors une figure de diffraction du type Fresnel (onde diffractée par le bord d'un écran). L'onde incidente est distordue par le champ coulombien de telle sorte qu'elle semble provenir d'une distance finie du centre diffuseur : $d = \frac{b_{gr}}{\sin \theta_{gr}} \sim \frac{b_{gr}}{\theta_{gr}}$; θ_{gr} représente alors l'angle maximum au-delà duquel on peut considérer que cette figure a disparu : $\frac{\sigma(0)}{\sigma_R(0)} < \frac{\sigma(\theta_{gr})}{\sigma_R(\theta_{gr})} = 1/4$ où σ_R est la section efficace de Rutherford. L'angle θ correspondant au maximum de diffraction est situé à :

$$\theta \sim \theta_{gr} \sqrt{\frac{3\pi}{4\eta}}$$

De même que dans le cas de la diffraction du type Fraunhofer, la diffusité de la surface nucléaire va amortir les oscillations de la distribution angulaire. Pour un projectile donné et à une énergie fixée, les distributions angulaires deviennent de moins en moins oscillantes mais une pente de plus en plus forte lorsque le numéro atomique de la cible augmente.

Une discussion plus complète de ces phénomènes peut être trouvée par exemple dans [HOD 78], [HOU 77] ou [SAT 83].

b.5 - Evaporation des produits de réaction

Un autre phénomène permet aussi de fixer un ordre de grandeur de largeur angulaire caractéristique. Dans des processus de fragmentation, de réactions très inélastique ou de fusion évaporation par exemple, les produits de réaction peuvent être instables ou très excités et "évaporer" une particule légère comme un neutron ou un α de quelques MeV. L'élargissement angulaire qui en résulte est maximum lorsque l'émission se fait dans la direction normale à celle du faisceau (ou plutôt à celle du produit de réaction qui s'évapore).

Si l'on note p l'impulsion initiale du produit de réaction et p_{\perp} celle de la particule dans le référentiel émetteur (dans le cas d'un élargissement maximum), l'élargissement angulaire maximum $\Delta\theta$ s'écrit :

$$\Delta\theta = \frac{p_{\perp}}{p}$$

Cet élargissement peut, par exemple, brouiller des oscillations ; il est cependant possible de calculer cet effet afin de l'inclure dans une comparaison avec des spectres théoriques ; des mesures en coïncidence peuvent permettre par ailleurs de corriger les spectres expérimentaux de cet effet.

Le tableau ci-dessous donne quelques exemples de cet élargissement maximum.

	α		n	
	2 MeV	10 MeV	2 MeV	10 MeV
$\Delta\theta$ (mr)	10,7	23,8	5,3	11,9

TABLEAU I.2

Elargissement angulaire maximum provenant de l'évaporation par un ${}^{40}Ar$ de 1760 MeV (44 MeV/A) de différentes particules.

Le tableau (I.3) illustre l'ensemble des propriétés discutées jusqu'à présent. Il montre comment l'augmentation de l'énergie incidente et de la masse de la cible induit une focalisation à l'avant et fait apparaître des structures angulaires de plus en plus fines dans un domaine angulaire de plus en plus petit. Les paramètres qui y figurent concernent directement la diffusion élastique mais les autres phénomènes (diffusion inélastique, transferts...) sont également concernés puisque la voie d'entrée "élastique" en est l'onde source.

	λ (fm)	$r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ (fm)	η	θ_{gr}^{lab} mr	l_{gr}	1er 0 $P_l(\cos\theta)$ mr	1er 0 de Fra mr	$\Delta\theta_{Fra}$ mr	$\Delta\theta_{Fre}$ mr	$\frac{1000}{l_{gr}}$ mr
$^{40}\text{Ar} + ^{12}\text{C}$ 44 MeV/A	20 MeV/A	0,05	7,42	3,8	27,8	63	8,8	14,1	11,4	3,7
	40 MeV/A	0,03		2,6	12,2	98	5,7	9,1	7,4	2,4
	100 MeV/A	0,02		1,7	5,3	149	3,7	5,9	4,8	1,5
$^{40}\text{Ar} + ^{40}\text{Ar}$ 44 MeV/A	20 MeV/A	0,03	8,89	11,6	70,2	163	7,4		31,6	3,1
	40 MeV/A	0,02		7,8	30,7	252	4,8		16,9	2,0
	100 MeV/A	0,02		5,1	13,3	386	3,1		9,0	1,3
$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ 44 MeV/A	20 MeV/A	0,03	12,01	50	245,3	339	5,9		53,2	2,5
	40 MeV/A	0,02		33,9	102,9	547	3,6		27,1	1,5
	100 MeV/A	0,01		22,5	43,7	855	2,3		14,1	1,0

TABLEAU I-3

λ

Longueur d'onde de De Broglie (en fm) comparée à la taille du système $r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ avec $r_0 = 1,3$ fm

η

paramètre coulombien. Pour $\eta < 4$, on peut considérer l'interaction coulombienne négligeable. Pour $\eta > 4$ elle ne peut plus être négligée.

θ_{gr}^{lab}

Angle rasant dans le laboratoire (mr)

l_{gr}

Moment angulaire d'effleurement

1er 0 de $P_l(\cos\theta)$

Exprimé dans le laboratoire (mr)

1er 0 de Fra

premier 0 de la figure de diffraction du type Fraunhofer exprimé dans le laboratoire (mr)

$\Delta\theta_{Fra}$

distance entre deux maxima dans une distribution du type Fraunhofer exprimé dans le laboratoire (mr)

(calculé quand $\eta < 4$)

$\Delta\theta_{Fre}$

distance entre θ_{gr} et le maximum d'une distribution du type Fresnel exprimé dans le laboratoire (mr)
(calculé quand $\eta > 4$)

$\frac{1000}{l_{gr}}$

exprimé en mr (dans le laboratoire)

L'examen de ce tableau appelle quelques commentaires. Remarquons tout d'abord que toutes les valeurs d'angle sont exprimées en mr . Les valeurs de λ , de $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ et de η suggèrent que la notion de trajectoire classique garde un sens. Les grandeurs comme l'angle rasant et le moment angulaire d'effleurement ont donc une signification. L'interaction coulombienne, mesurée par le paramètre η , reste assez importante dans la plupart des cas, même des énergies de 100 MeV/A. La diffraction de Fresnel est donc un effet important dans la diffusion élastique. Enfin, les tailles angulaires caractéristiques (premier zéro de P_l , $\Delta\theta_{Fre}$ ou $\Delta\theta_{Fra}$) nécessitent des précisions meilleures que le mr afin de pouvoir découper ces structures pour mieux les étudier.

2. - Effets spécifiques aux observations à 0°

L'étude des distributions angulaires est un élément important, aussi bien dans la compréhension des mécanismes de réaction ([YAG 75], [UDA 75]), que dans les études de spectroscopie (identification de niveau, étude des excitations collectives) ou de diffusion élastique (étude du potentiel nucléaire [ROU 86]). Leur étude aux petits angles est donc intéressante dans la mesure où elle vient compléter les autres études effectuées à des angles plus grands. Certaines études ne peuvent cependant être faites qu'aux tout petits angles (voir 1.), de même que certains modes d'excitation du noyau sont spécifiques aux mesures à 0° .

a) *Excitation des résonnances géantes*

L'intérêt des ions lourds pour l'étude des résonnances géantes a déjà été démontré [CHO 84], [BRA 85], [SUO 88]. Leur utilisation augmente la part de l'interaction coulombienne, ce qui devrait d'une part faciliter l'observation de résonnances isovectorielles (pour lesquelles les protons et les neutrons oscillent en opposition de phase), et d'autre part, permettre des analyses théoriques plus précises puisque l'interaction coulombienne est calculable de façon exacte.

Ces résonnances géantes apparaissent généralement sous la forme d'un pic important et assez large dans les spectres en énergie. Leurs structures varient généralement avec l'angle d'observation, ce qui indique la coexistence de plusieurs composantes ayant des distributions angulaires différentes. Une analyse angulaire peut ainsi permettre de décomposer les résonnances géantes en différentes multipolarités. Le voisinage de 0° est le domaine angulaire privilégié pour de telles mesures. On voit en effet sur la figure (I.4), que les distributions angulaires des différentes multipolarités manifestent les différences les plus caractéristiques aux tout petits angles. On remarque notamment que même si les composantes $L = 1$ et $L = 2$ peuvent être séparées autour de l'angle d'effleurement, la composante $L = 0$ (résonnance monopolaire), elle, ne peut être étudiée qu'à 0° , où elle est excitée préférentiellement. Sa faible énergie d'excitation (de 10 à 20 MeV selon les noyaux étudiés) rend son étude difficile [VAN 87]. Un instrument spécifique permettant de se rapprocher du faisceau en angle et en énergie est donc nécessaire pour pouvoir l'étudier.

D'autre part, la forte décroissance de l'excitation coulombienne avec l'énergie d'excitation déforme les résonnances et les déplace vers des énergies d'excitation plus faibles, phénomène bien

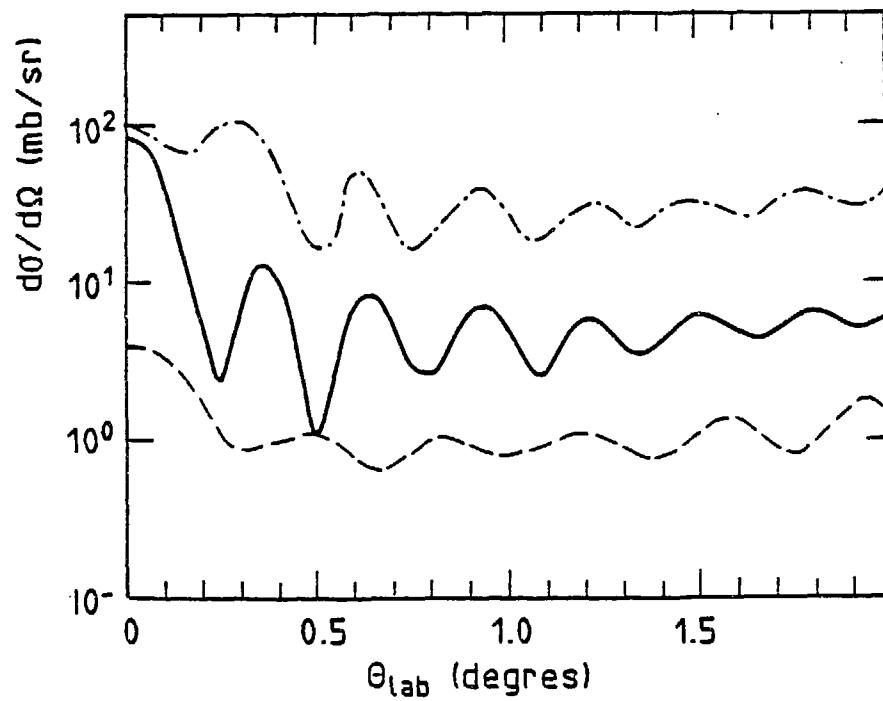
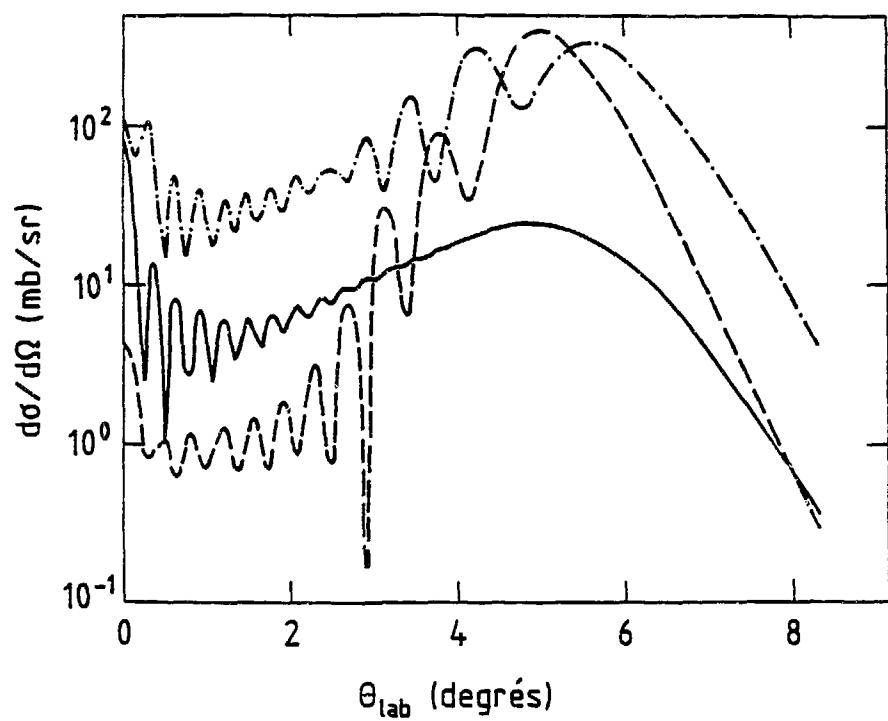


Figure. I-4 :
Distributions angulaires des principales multipolarités intervenant dans la décomposition de la résonance géante dans la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ à 44 MeV/A
 (— $L = 0$; - - - - $L = 1$; - - - - - $L = 2$). Ces courbes sont le résultat d'un calcul DWBA [BEA88].

observé pour la composante dipolaire ($L = 1$) par rapport aux données obtenues par photoabsorption [BEA 88], [SUO 89]. À 0° on peut cependant s'attendre à ce que l'interaction coulombienne soit relativement moins importante et ainsi, à être moins générée par cet effet de déformation (si la dépendance de la contribution nucléaire est moins forte).

b) Effet Glory

La section efficace différentielle classique de diffusion élastique s'exprime par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin \theta} \cdot \frac{1}{k \left| \frac{d\theta}{dl} \right|}$$

pour un ion de paramètre d'impact b , de moment angulaire l et diffusé à un angle θ dans un élément d'angle solide $d\Omega$. Cette relation peut apparaître une singularité pour $\sin \theta = 0$, soit $\theta = 0$ ou $\theta = \pi$: la section efficace tend vers l'infini. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet auréole (effet Glory en anglais). Sa description ([HOU 77] par exemple) doit faire intervenir la nature ondulatoire des objets étudiés et le nombre fini d'ondes partielles contribuant à la réaction va limiter sa section efficace à une valeur finie. Cependant, les spectres de diffusion d'ions lourds sont généralement dominés à 0° par la diffusion Rutherford ; l'effet auréole n'est donc généralement pas observable à 0° dans une collision d'ions lourds.

À l'heure actuelle, des distributions angulaires à et autour de 0° avec une très bonne précision sur l'angle et avec une réjection efficace du faisceau pourrait éventuellement permettre d'observer des structures signant cet effet Glory pour d'autres voies que la voie élastique.

c) Excitation annulaire

Lorsque l'on raisonne en termes semi-classiques et si l'on fait l'hypothèse raisonnable que le paquet d'ondes du projectile a une extension radiale plus grande que la taille du noyau cible, 0° est le seul angle pour lequel toutes les ondes correspondant à des trajectoires périphériques interfèrent constructivement. Pour une telle observation, le noyau est alors sollicité dans une région correspondant à un anneau qui l'entoure et qui évolue dans le temps, tout au long de la collision. Ce type d'excitation peut donc être associé à une symétrie cylindrique. Une telle sollicitation pourrait favoriser le transfert d'une grande énergie d'excitation par opposition à une collision plus localisée qui peut rapidement tendre à faire "exploser" le noyau pour des énergies élevées.

On peut montrer simplement que l'hypothèse selon laquelle le paquet d'onde du projectile a une extension plus grande que la taille du noyau cible est presque toujours vérifiée pour des ions lourds de quelques dizaines de MeV/A. Deux limites de cette extension peuvent être évaluées.

La première, la borne inférieure est liée à l'extension angulaire du faisceau. Considérons un faisceau d' ^{40}Ar de 1760 MeV (soit 44 MeV/A) et supposons qu'il ait une divergence angulaire de l'ordre de 3 mr (cette valeur est réaliste compte tenu des caractéristiques des faisceaux fournis par le GANIL).

Si l'on appelle Δp l'incertitude sur l'impulsion, et en considérant que l'extension du paquet d'ondes est la cause essentielle de la composante transverse macroscopique de l'impulsion, on a : $\tan \theta \sim \theta = \frac{\Delta p}{p}$. En prenant $p = \sqrt{2mE}$, on trouve $p\theta = \Delta p \sim 34 \text{ MeV}/c$. La relation d'incertitude d'Heisenberg $\Delta x \Delta p \geq \hbar$ donne alors l'extension spatiale du paquet d'ondes soit :

$$\Delta x > \frac{\hbar}{\Delta p} \quad \text{c'est à dire} \quad \Delta x > 6 \text{ fm.}$$

Cette valeur de 6 fm, qui est une limite inférieure extrêmement improbable, correspond environ à la taille d'un noyau de sodium. Si l'on avait choisi une divergence angulaire θ plus faible, le Δx correspondant serait plus grand. Notons enfin que l'étalement de ce paquet d'ondes ne lui laisse cette largeur minimum que sur une distance inférieure à la distance interatomique.

La borne supérieure est évidemment la taille du faisceau, soit $1 \text{ mm} = 10^{12} \text{ fm}$ environ (elle est, elle aussi, très improbable). Une évaluation très grossière de la taille du paquet d'onde peut donc être donnée par la moyenne géométrique de ces deux bornes soit 10^6 fm environ.

3. - Nécessité d'un nouvel instrument

Une des caractéristiques des mesures aux faibles angles ($<1^\circ$) est que la distribution des produits de réaction nucléaire se superpose à la diffusion multiple du faisceau dans la cible. La présence de faisceau induit d'une part, une saturation des détecteurs qui peut s'accompagner d'une détérioration, parfois irreversible de leur résolution, et d'autre part, elle introduit un temps mort inutile au niveau de l'acquisition des données. Enfin, le faisceau lui-même peut comporter des éléments parasites de même rigidité magnétique issus de l'amont du transport ou de l'accélérateur lui-même.

Afin de séparer correctement le faisceau et les éventuels parasites des produits de réaction, un tri semble donc nécessaire et les spectromètres magnétiques apparaissent comme les instruments les mieux adaptés. Ils peuvent en effet, permettre une analyse en énergie (plus précisément en rigidité magnétique - voir II.A) et donc effectuer une sélection des éjectiles après la cible. Cependant, même si ce tri s'avère efficace dans un certain nombre de cas, toute une plage en énergie d'excitation des produits de réaction reste inaccessible : tous les ions de même rigidité magnétique que le faisceau (ou l'un de ses états de charge) seront éliminés avec celui-ci. De plus, pour certains projectiles, les différents états de charge sont suffisamment rapprochés en rigidité magnétique pour que leur élimination reste difficile [QUI 85]. La diffusion inélastique du faisceau sur des éléments mécaniques (fentes ou diaphragme) ou sur les tubes de spectromètre, peut d'autre part, gêner l'étude de certains types de réaction (certains modes d'excitation du projectile par exemple) [PAY 83].

Les distributions angulaires aux petits angles sont donc dans de nombreux cas, soit peu précises (mesures faites en moyenne autour de 0° , soit assez fines mais limitées à des angles de $0,5^\circ$ environ. Par exemple, la figure I.5 montre les distributions angulaires issues de la réaction $^{12}\text{C} (^{13}\text{C}, ^{13}\text{N}) ^{12}\text{B}$ à 379,1 MeV pour différents niveaux d'excitation.

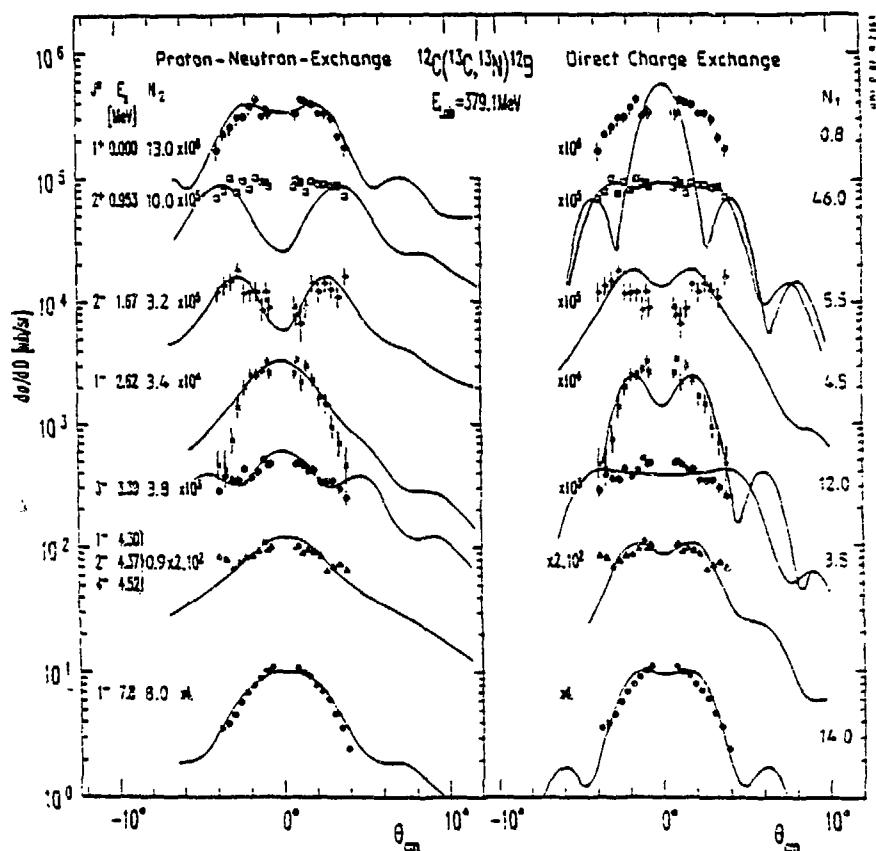


Figure I.5 :
extraite de [OER 87] - voir commentaires dans le texte.

Ces données sont ajustées par deux modèles différents (traits pleins), l'un d'échange de charge direct et l'autre d'échange proton-neutron. On voit clairement sur la figure que, pour certains niveaux au moins, les données expérimentales ne permettent pas de différentier ces deux mécanismes, à cause du manque de données entre -1° et 1° environ.

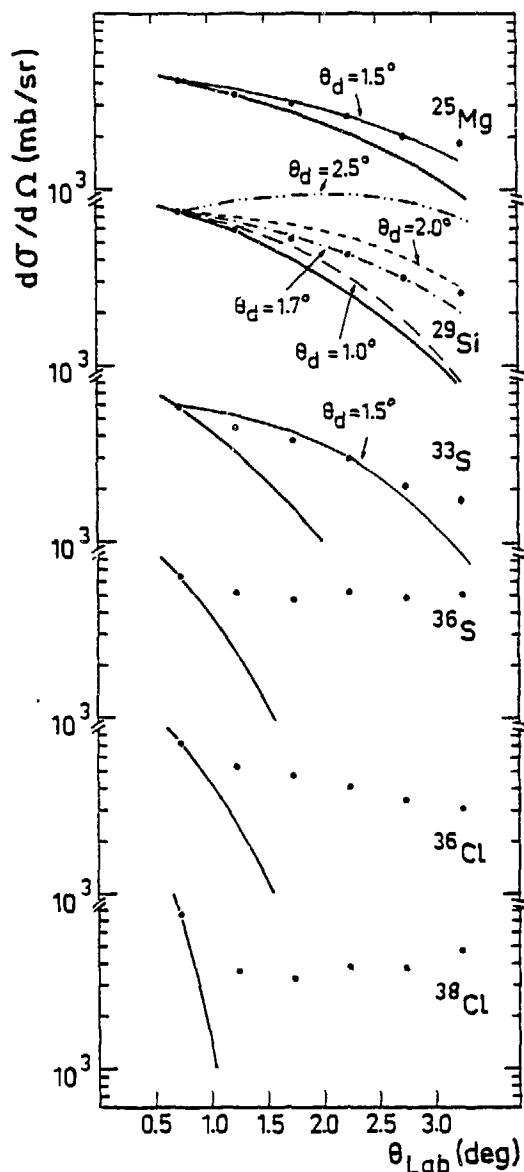


Figure. I-6 :
extraite de [SUO 87] - voir
commentaire dans le texte

utilisation dans ce nouveau mode de fonctionnement. Par ailleurs, sur le plan des analyses de données, nous développerons une approche théorique basée sur une théorie quantique de champ moyen améliorée par l'addition d'un terme simulant les effets de collision nucléon-nucléon.

De même, la figure I.6 montre la comparaison des distributions angulaires de produits issus de la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ à 60 MeV/A avec des prédictions théoriques basées sur un modèle de fragmentation (traits pleins). On y voit que l'examen de l'accord (ou du désaccord) avec les prédictions théoriques est rendu difficile du fait de l'interruption des mesures (pour des raisons expérimentales) à 0.75° .

Après avoir introduit les notions d'optique magnétique nécessaires (II.A), nous verrons comment un spectromètre fonctionnant en mode télescopique devrait permettre de faire des distributions angulaires autour et à 0° , avec des précisions de l'ordre du milliradian. Afin de contrôler la validité de la méthode, nous chercherons ensuite un instrument déjà existant et permettant de travailler selon ce nouveau mode de fonctionnement (II.C). Enfin, après avoir étudié les contraintes liées à cette adaptation (II-D), nous exposerons les performances théoriques que nous avons obtenues (II.E). Dans le chapitre III, nous décrirons le dispositif expérimental (A) que nous avons utilisé pour faire nos expériences, puis nous en discuterons les résultats (B). Nous verrons ainsi comment l'utilisation du spectromètre LISE du GANIL nous a permis d'une part de mettre en évidence les performances de notre méthode et d'autre part, de montrer son intérêt dans les études des collisions d'ions lourds (un faisceau d' ^{40}Ar de 44 MeV/A a été utilisé avec des cibles de carbone, d'aluminium, de nickel et d'or).

Dans la conclusion, nous envisagerons les perspectives de cette étude sur le plan expérimental : modifications du spectromètre LISE en vue de son

1

CHAPITRE II - ELABORATION D'UN NOUVEAU TYPE DE
SPECTROMETRE

A - RAPPELS D'OPTIQUE MAGNETIQUE

L'optique magnétique permet de décrire un faisceau de particules chargées lorsque celui-ci traverse un champ magnétique créé par un élément optique (dipole, quadrupole...) [BRO 75], [SAU 80]. Leur comportement est décrit par rapport à une trajectoire de référence ; il s'agit de la trajectoire d'une particule "idéale" d'impulsion p_0 , et passant par l'axe optique de tous les éléments*. On notera t l'abscisse curviligne le long de cette trajectoire ; on utilise alors, un référentiel local, associé à chacune des particules décrites et centré sur la trajectoire de référence ; elles sont alors repérées par leur coordonnées $x, \theta, y, \varphi, l, \delta$ (voir figure II.A1).

Nous supposerons dans la suite, que tous les champs magnétiques sont indépendants du temps. Les particules ne sont donc soumises à aucune accélération longitudinale. Il n'y aura pas non plus de champs électrique "pur" et nous nous placerons dans le cadre de l'approximation des petits angles.

1. - Les équations du mouvement

Les équations du mouvement, sont déduites de l'équation de Lorentz pour une particule chargée dans un champ magnétique statique

$$\dot{\vec{p}} = q \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (\text{II-1})$$

où q représente la charge de la particule considérée, $\dot{\vec{p}}$ la dérivée par rapport au temps de son impulsion, \vec{v} sa vitesse, et \vec{B} le champ magnétique auquel elle est soumise. Soit \vec{T} son vecteur position, et T la longueur de l'arc de trajectoire parcourue.

$\frac{\vec{dT}}{dT}$ est alors un vecteur unitaire tangent à cette trajectoire. L'impulsion et la vitesse peuvent s'écrire :

$$\vec{p} = p \frac{d\vec{T}}{dT} ; \quad \vec{v} = v \frac{d\vec{T}}{dT} = dT \frac{d\vec{T}}{dT}$$

où dT représente la dérivée par rapport au temps de l'élément d'arc de trajectoire dT . Avec ces nouvelles notations, on peut réécrire l'équation de Lorentz (II.1) sous une forme vectorielle dans laquelle le temps n'apparaît plus :

$$\frac{d^2\vec{T}}{dT^2} = \frac{q}{p} \left(\frac{d\vec{T}}{dT} \wedge \vec{B} \right) \quad (\text{II-2})$$

* Dans de nombreux cas, cette trajectoire est aussi considérée comme trajectoire centrale ; c'est ce que nous ferons dans la suite de ce travail.

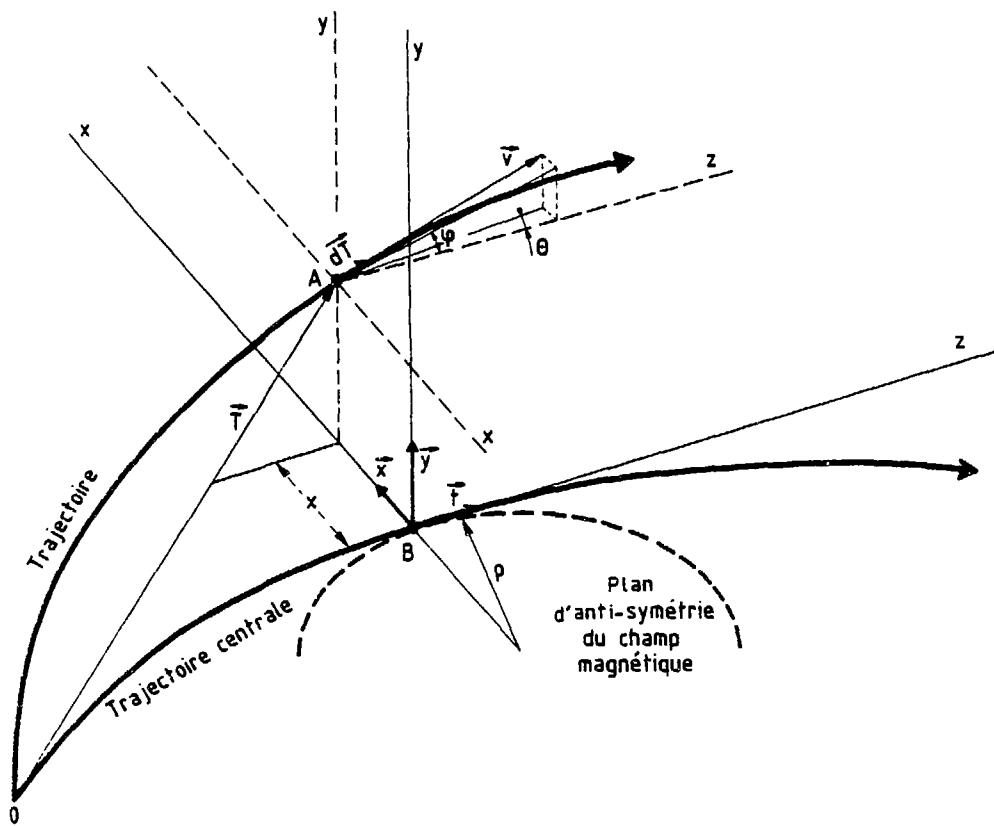


Figure. II-A1 :
Système de coordonnées lié à la trajectoire de référence.

On appellera *plan horizontal*, le plan dans lequel se trouve la trajectoire de référence, c'est-à-dire, le *plan d'anti-symétrie du champ magnétique*.

- x : abscisse dans le plan perpendiculaire à la trajectoire centrale.
- θ : angle entre l'axe z tangent à la trajectoire centrale et la projection de la vitesse dans le plan horizontal.
- y : ordonnée dans le plan perpendiculaire à la trajectoire centrale.
- ϕ : angle entre l'axe z et la projection de la vitesse dans le plan vertical.
- l : différence de l'abscisse curviligne de la trajectoire OA avec celle de la trajectoire OB .
- $\delta = \frac{\Delta p}{p_0}$ écart relatif de l'impulsion de la particule par rapport à l'impulsion correspondant à la trajectoire centrale

Plaçons-nous maintenant dans le système direct de coordonnées curvilignes (\vec{x} , \vec{y} , \vec{t}) ortho-normé (voir figure II.B-1). Toutes les dérivées notées ' se refereront désormais à la variable t , dont il faut bien préciser qu'elle ne décrit pas le temps mais l'abscisse curviligne le long de la trajectoire centrale. Dans ce référentiel, on a :

$$dT^2 = dx^2 + dy^2 + (1 + hx)^2 \quad (\text{II-3})$$

où $h(t) = \frac{1}{\rho_0}$ représente l'inverse du rayon de la trajectoire centrale. Lorsque l'on réécrit dans ce système de coordonnées, l'équation (II-2), qu'on la projette sur les axes Ox , Oy et que l'on ne retient que les termes du second ordre en x , en y , et en leurs dérivées, on obtient :

$$x'' - h(1 + hx) - x'(hx' + h'x) = \frac{q}{p} \sqrt{x'^2 + y'^2 + (1 + hx)^2} [y' B_t - (1 + hx) B_y] \quad (\text{II-4})$$

$$y'' - y'(hx' + h'x) = \frac{q}{p} \sqrt{x'^2 + y'^2 + (1 + hx)^2} [(1 + hx) B_x - x' B_t]$$

où $B_i = B_i(x, y, t)$ est la composante i du champ magnétique (i représente x , y ou t).

L'équation du mouvement pour l'orbite centrale est obtenue en posant dans (II-4) x , y ainsi que leurs dérivées nuls. On obtient alors :

$$h = \frac{q}{p_0} B_y(0, 0, t) \quad ie \quad Bp_0 = \frac{p_0}{q} \quad (\text{II-5})$$

On retrouve ainsi la rigidité magnétique d'une particule, définie comme le produit du champ magnétique auquel elle est soumise par le rayon de courbure de sa trajectoire (cf. eq. II-5).

Il existe essentiellement deux méthodes pour résoudre les équations (II-4). La première consiste à les intégrer numériquement à partir de cartes de champ (calculées analytiquement à partir d'un modèle ou bien mesurées puis introduites point par point dans le programme de calcul). C'est suivant ce principe que fonctionnent le programme ZGOUBI [ZGO 81].

Un autre type de calcul consiste à décrire les trajectoires suivant un formalisme matriciel basé sur un développement de Taylor ; c'est ce principe qui est appliqué dans le programme TRANSPORT que nous avons utilisé.

2. - Le programme TRANSPORT

2.a - formalisme matriciel utilisé

Nous supposerons (et cette condition est presque toujours vérifiée) que le champ magnétique possède un plan d'antisymétrie qui sera par convention le plan $y = 0$ (voir figure II-A.1). Ainsi les composantes du champ vérifient les relations :

$$\begin{aligned} B_x(x, y, t) &= -B_x(x, -y, t) \\ B_y(x, y, t) &= B_y(x, -y, t) \\ B_t(x, y, t) &= -B_t(x, -y, t) \end{aligned} \quad (\text{II-6})$$

ce qui conduit $B_x(x, 0, t) = 0$ et $B_t(x, 0, t) = 0$. Dans le plan $y = 0$, seule la composante B_y est non nulle et le champ magnétique est vertical (c'est à dire normal à ce plan) ; toute particule évoluant dans ce plan, y restera donc tout au long de son transport. Sur la trajectoire centrale, le champ magnétique s'écrit : $B_0(t) = B_y(0,0,t)$.

Cependant, on ne sait pas écrire le champ magnétique d'un élément quelconque de façon analytique et exacte. On doit donc le développer au second ordre autour de la trajectoire centrale. Dans les conditions de symétrie décrites plus haut, la résolution des équations de Maxwell donne ([BRO 75], [TEN 62]) :

$$\begin{aligned} B_x(x, y, t) &= \frac{p_0}{q} (-nh^2y + 2\beta h^3 xy + \dots) \\ B_y(x, y, t) &= \frac{p_0}{q} (h - nh^2x + \beta h^3 x^2 - \frac{1}{2}(h'' - nh^3 + 2\beta h^3) y^2 + \dots) \\ B_t(x, y, t) &= \frac{p_0}{q} (h'y - (n'h^2 + 2nhh' + h'h) xy + \dots) \end{aligned}$$

où p_0 est l'impulsion correspondant à la trajectoire centrale. Nous avons aussi introduit :

$$n(t) = \left[\frac{-1}{hB_y} \frac{\partial B_y}{\partial x} \right]_{x=y=0} \quad \text{indice de champ (sans dimension)} \quad (\text{II-7})$$

$$\beta(t) = \left[\frac{1}{2!h^2 B_y} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} \right]_{x=y=0} \quad (\text{sans dimension}) \quad (\text{II-8})$$

Les équations du mouvement deviennent alors :

$$x'' + (1-n)h^2 x = h\delta + (2n-1-\beta)h^3 x^2 + h' x x' + \frac{1}{2}h x'^2 + (2-n)h^2 x \delta \quad (\text{II-9})$$

$$+ \frac{1}{2}(h'' - nh^3 + 2\beta h^3) y^2 + h' y y' - \frac{1}{2}h y'^2 - h\delta^2 + \dots$$

$$y'' + nh^2 y = 2(\beta - n)h^3 x y + h' x y' - h' x' y + h x' y' + nh^2 y \delta + \dots$$

où l'on a introduit $\delta = \frac{p - p_0}{p_0}$.

2.b - description des trajectoires

Les solutions et leurs dérivées par rapport à t de ces équations (II-9) peuvent s'écrire sous la forme d'un développement de Taylor autour de la trajectoire centrale.

$$\left\{ \begin{array}{l} x = \sum_{k,\gamma,\mu,\lambda,\chi=0}^{\infty} (x/x_0^k y_0^\gamma x_0^\mu y_0^\lambda \delta_0^\chi) x_0^k y_0^\gamma x_0^\mu y_0^\lambda \delta_0^\chi \\ y = \sum_{k,\gamma,\mu,\lambda,\chi=0}^{\infty} (x/x_0^k y_0^\gamma x_0^\mu y_0^\lambda \delta_0^\chi) x_0^k y_0^\gamma x_0^\mu y_0^\lambda \delta_0^\chi \end{array} \right.$$

Notons qu'à l'exception de ceux pour lesquels $k = \lambda = \mu = \lambda = \chi = 0$, tous ces coefficients dépendent de t . La présence du plan d'antisymétrie $y = 0$ du champ magnétique, se traduit par :

$$(x/y_0) = (y/x_0) = 0 \quad (x/y_0) = (y'/x_0) = 0 \quad (\text{II-11})$$

$$(x/y'_0) = (y/x'_0) \quad (x'/y'_0) = (y'/y'_0)$$

ce qui signifie qu'au premier ordre, il n'y a pas de couplage entre les coordonnées x et y et donc entre les mouvements dans les plans horizontaux et verticaux. D'autre part, les propriétés de symétrie du champ magnétique entraînent le fait qu'il n'y a pas de dispersion dans le plan vertical, c'est à dire :

$$(y/\delta) = (y'/\delta) = 0 \quad (\text{II-11}')$$

Enfin, le fait que la trajectoire de référence soit la trajectoire centrale (axe optique) implique

$$(x/1) = (y/1) = 0 \quad (\text{II-11}'')$$

Les équations (II-10) se simplifient alors et donnent au second ordre :

$$\left\{ \begin{array}{l} x = (x/x_0) x_0 + (x/x'_0) x'_0 + (x/\delta) \delta \\ \quad + (x/x_0^2) x_0^2 + (x/x_0 x'_0) x_0 x'_0 + (x/x_0 \delta) x_0 \delta + (x/x_0^2) x_0^2 + (x/x'_0 \delta) x'_0 \delta \\ \quad + (x/\delta^2) \delta^2 + (x/y_0^2) y_0^2 + (x/y_0 y'_0) y_0 y'_0 + (x/y_0^2) y_0^2 \\ y = (y/y_0) y_0 + (y/y'_0) y'_0 \\ \quad + (y/x_0 y_0) x_0 y_0 + (y/x_0 y'_0) x_0 y'_0 + (y/x'_0 y_0) x'_0 y_0 \\ \quad + ((y/x'_0 y'_0) x'_0 y'_0 + (y/y_0 \delta) y_0 \delta + (y/y'_0 \delta) y'_0 \delta) \end{array} \right. \quad (\text{II-12})$$

Afin de pouvoir mieux comprendre la signification de ces équations ainsi que la manière dont on les utilise, nous allons maintenant travailler dans le système local de coordonnée rectangulaire (x,y,z) (cf. fig. II-A1). (Nous avions jusqu'à présent travaillé dans un système de coordonnées curvilignes (x,y,t)). Cela nous amène à déterminer les coordonnées θ et φ comme suit :

$$\theta = \frac{dx}{dz} = \frac{x'}{z'} = \frac{x'}{1+hx} \quad ; \quad \varphi = \frac{dy}{dz} = \frac{y'}{z'} = \frac{y'}{1+hx}$$

où ' désigne toujours la dérivée par rapport à t , abscisse curviligne le long de la trajectoire centrale. Les équations (II-12) s'écrivent alors sous la forme d'une équation matricielle :

$$x_i(z) = \sum_{j=1}^6 R_{ij} x_j(0) + \sum_{j=1}^6 \sum_{k=j}^6 T_{ijk} x_j(0) x_k(0) \quad (\text{II-13})$$

$$\text{avec } x_1 = x, x_2 = \theta, x_3 = y, x_4 = \varphi, x_5 = l \text{ et } x_6 = \delta$$

Les trajectoires sont décrites au premier ordre par les éléments R_{ij} et au second ordre par les coefficients T_{ijk} . Notons que nous avons introduit dans (II-13) une nouvelle coordonnée, l , différence entre les abscisses curvilignes le long de la trajectoire étudiée et le long de la trajectoire centrale.

L'intérêt d'une telle écriture est qu'elle permet de décrire simplement l'effet d'une suite d'éléments comme le produit des matrices correspondantes. Les relations (II-11) déduites des propriétés du champ s'écrivent maintenant :

$$R_{13} = R_{14} = R_{23} = R_{24} = R_{31} = R_{32} = R_{41} = R_{42} = R_{36} = R_{46} = 0 \quad (\text{II-14})$$

Selon nos hypothèses, il n'y a pas de champs électriques et les champs magnétiques sont statiques. Ainsi, la grandeur de l'impulsion d'une particule reste inchangée :

$$R_{61} = R_{62} = R_{63} = R_{64} = R_{65} = 0 \quad \text{et} \quad R_{66} = 1 \quad (\text{II-14}')$$

De même, le mouvement d'une particule ne dépend pas du temps qu'elle mettra pour décrire sa trajectoire. Il s'en suit :

$$R_{15} = R_{25} = R_{35} = R_{45} = 0 \quad \text{et} \quad R_{55} = 1 \quad (\text{II-14}'')$$

Le découplage des trajectoires dans le plan horizontal (Oxz) et vertical (Oyz) se déduit de (II-14) et permet de transformer la partie du premier ordre de l'équation (II-13) :

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \theta_f \\ y_f \\ \varphi_f \\ l_f \\ \delta_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \\ y_i \\ \varphi_i \\ l_i \\ \delta_i \end{pmatrix}$$

en trois équations matricielles découpées

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \theta_f \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \\ \delta \end{pmatrix} ; \quad \begin{pmatrix} y_f \\ \varphi_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{33} & R_{34} \\ R_{43} & R_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_i \\ \varphi_i \end{pmatrix} \quad (\text{II-15})$$

$$\text{et } l_f = R_{51} x_i + R_{52} \theta_i + l_i + R_{56} \delta$$

3. - Quelques définitions

3.a - espace de phase - émittance - ellipse de phase.

Lorsque l'on veut étudier une ligne de transport, le comportement global du faisceau est en général plus intéressant que celui d'une particule individuelle. L'espace défini par les coordonnées $(x, \theta, y, \varphi, l, \delta)$ en tout point t de l'axe optique (qui est souvent en pratique, l'axe du faisceau) est

appelé *espace de phase*. On peut alors caractériser le faisceau, son intensité et la façon dont il "occupe" cet espace de phase par la densité de particules en tout point de cet espace. Par définition, on appellera *éminance* du faisceau le volume de l'espace de phase limité par une surface d'isodensité fixée. Chaque point de ce volume définit une particule possible.

On considère généralement une répartition gaussienne des particules sur chacun des axes x , θ , y , φ , l , et δ . L'espace de phase est alors un ellipsoïde à six dimensions. Le découplage des trajectoires dans les plans horizontaux et verticaux permet de définir les émittances horizontales et verticales comme les projections dans les sous-espaces (x, θ, δ) et (y, φ) de l'ellipsoïde de phase. On peut aussi considérer la projection de l'ellipsoïde de phase dans le plan (x, θ) : on l'appelle *émittance horizontale géométrique*. Ces émittances dans les plans (x, θ) et (y, φ) représentent les surfaces des ellipses de phase horizontale et verticale (la projection d'un ellipsoïde dans un plan est une ellipse).

L'évolution de ces ellipses de phase est décrite par une matrice σ dont la transformation d'un point "0" à un point "1", reliées par une matrice de transport R , écrit :

$$\sigma(1) = R \sigma(0) R^T$$

où R^T représente la matrice transposée de R .

On peut montrer que la racine carrée des éléments diagonaux de cette matrice σ représente "la taille du faisceau" sur chacune de ses dimensions.

$$(\sigma_{11} = x_{\max}^2, \sigma_{22} = \theta_{\max}^2, \sigma_{33} = y_{\max}^2, \sigma_{44} = \varphi_{\max}^2)$$

Les autres éléments définissent l'orientation de l'ellipse de phase (figure II-A2).

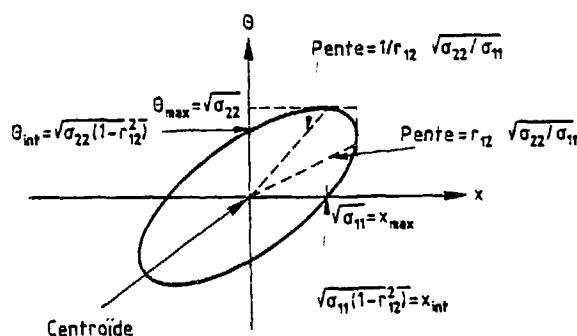


Figure II-A2
Description de l'ellipse de phase.

Lorsque l'ellipse est droite (et centrée sur l'axe du faisceau) les coefficients non diagonaux sont nuls : il n'y a pas de corrélations entre les coordonnées.

On peut montrer que pour un espace libre, et dans chacun des plans horizontaux et verticaux, la "taille géométrique" d'un faisceau est minimum à l'endroit où l'ellipse qui le décrit est droite (la taille angulaire, θ_{\max} et φ_{\max} est constante) (figure II-A5). Les émittances horizontales (pour un δ donné) et verticales qui représentent la surface de ces ellipses de phase s'écrivent alors :

$$\varepsilon_H = \pi x_{\max} \theta_{\max} \quad \text{et} \quad \varepsilon_V = \pi y_{\max} \varphi_{\max} \quad (\text{II-16})$$

Pour ces différentes raisons (pas de correlations et taille minimum), on définit souvent, à l'aide d'un système d'analyse par exemple, des ellipses droites sur la cible.

3.b - théorème de Liouville.

L'émittance d'un faisceau de particules soumis à des forces magnétiques statiques, reste constante tout au long de son transport. La surface des ellipses de phase définies précédemment est donc conservée.

En utilisant la description des trajectoires (II-12) ainsi que les équations du mouvement (II-9), on peut facilement montrer qu'au premier ordre [SAT 80], le déterminant des matrices décrivant la transformation des coordonnées dans les plans horizontaux et verticaux est toujours égal à 1. La matrice de transport est donc unitaire et conserve le volume de l'espace de phase et ses projections dans les plans horizontaux et verticaux (puisque ces deux plans sont découplés).

Ce théorème (conservation de la surface de phase) étant vérifié au 1er ordre, il l'est à tous les ordres puisque toute surface peut-être "découpée" en surfaces élémentaires pour lesquelles le premier ordre est justifié. Cependant, la forme de cette surface (ellipse) n'est conservée qu'au premier ordre car seule une transformation linéaire conserve les ellipses.

4. - Interprétation des coefficients du premier ordre.

Nous allons nous intéresser dans cette partie, à la description des trajectoires au premier ordre, dans le plan horizontal. La plupart des résultats qui suivent, trouvent cependant leur analogue dans le plan vertical.

Afin de mieux comprendre la signification physique des paramètres intervenant dans cette description, développons les équations (II-15) :

$$\begin{cases} x_f = R_{11} x_i + R_{12} \theta_i + R_{16} \delta \\ \theta_f = R_{21} x_i + R_{22} \theta_i + R_{26} \delta \end{cases} \quad (\text{II-17})$$

La description de trajectoires particulières pour lesquelles on annule deux des trois variables permet d'interpréter les coefficients R_{ij} qui apparaissent dans (II-17). Le tableau (II-A3) ci-dessous en résume les principaux résultats.

La description de trajectoires particulières pour lesquelles on annule deux des trois variables permet d'interpréter les coefficients R_{ij} qui apparaissent dans (II-17). Le tableau (II-A3) ci-dessous en résume les principaux résultats.

Condition imposée	R_{ij}	Signification de l'élément de matrice	Dimension
$\theta_i = 0 ; \delta = 0$	$R_{11} = \frac{x_f}{x_i}$	Grandissement	sans dimension
$x_i = 0 ; \delta = 0$	$R_{22} = \frac{\theta_f}{\theta_i}$	Grossissement	sans dimension
$x_i = 0 ; \theta_i = 0$	$R_{16} = \frac{x_f}{\delta}$	Dispersion spatiale	longueur
$x_i = 0 ; \theta_i = 0$	$R_{26} = \frac{\theta_f}{\delta}$	Dispersion angulaire	angle
$x_i = 0 ; \delta = 0$	$R_{12} = \frac{x_f}{\theta_i}$	Distance focale	longueur/angle
$\theta_i = 0 ; \delta = 0$	$R_{21} = \frac{\theta_f}{x_i}$	opposé de l'inverse de la distance focale ou puissance*	$[\text{longueur/angle}]^{-1}$

TABLEAU II-A3

Dans le programme TRANSPORT, les unités utilisées sont le cm pour x , y et l , le mr pour θ et φ et le % pour δ .

* si $R_{11} = 0$ ou $R_{22} = 0$, on a $R_{12} = -l/R_{21}$

La signification de R_{12} et R_{21} peut être retrouvée à partir de la théorie des lentilles [PEN 61]. On peut d'autre part montrer que les coefficients R_{ij} de la matrice du premier ordre vérifient les relations suivantes :

$$R_{51}(z) = \int_0^z R_{11}(z) d\alpha(z) \quad (\text{II-18a})$$

$$R_{52}(z) = \int_0^z R_{12}(z) d\alpha(z) \quad (\text{II-18b})$$

$$R_{16}(z) = R_{12}(z) R_{51}(z) - R_{11}(z) R_{52}(z) \quad (\text{II-18c})$$

$$R_{26}(z) = R_{22}(z) R_{51}(z) - R_{21}(z) R_{52}(z) \quad (\text{II-18d})$$

$$R_{56}(z) = \int_0^z R_{16}(z) d\alpha(z) \quad (\text{II-18e})$$

où $d\alpha(z)$ représente l'angle différentiel de déflexion de la trajectoire centrale à un point z quelconque du système (voir figure II-A4). $d\alpha(z)$ doit être compté comme positif lorsque la déflexion a lieu vers la droite et négatif lorsqu'elle a lieu vers la gauche.

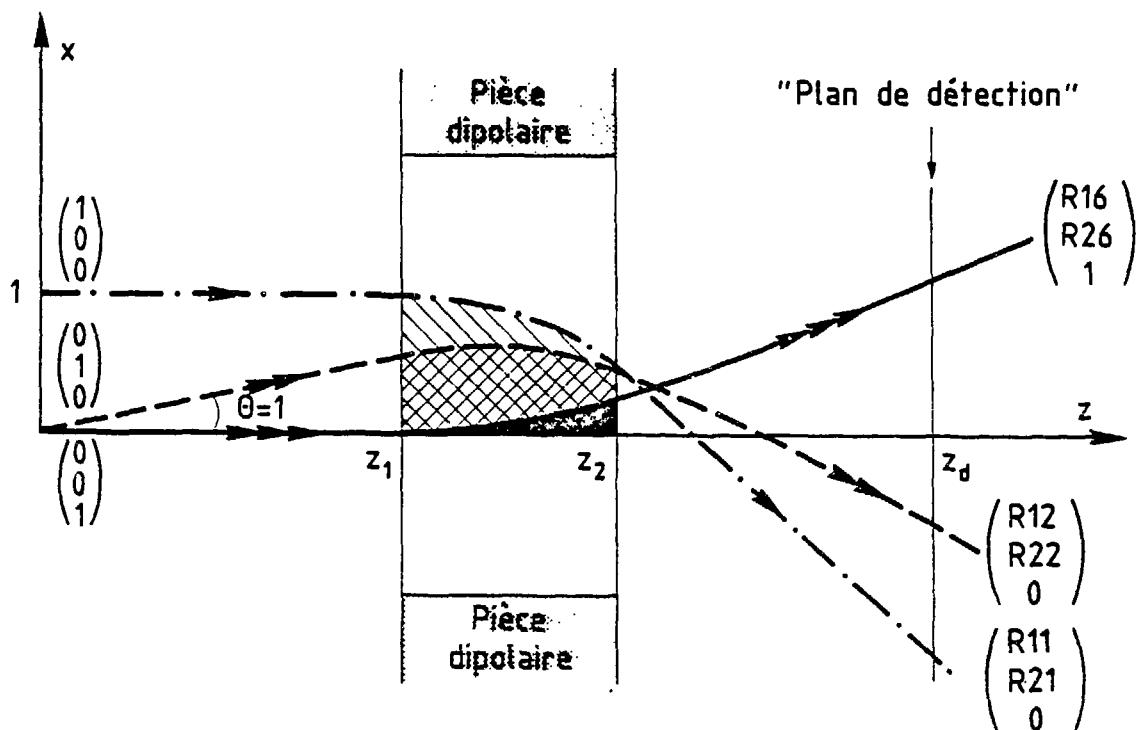


Fig. II-A4 :

Représentation schématique des coefficients R_{ij}

: Région délimitée par un rayon tel que $x_i = 1, \theta_i = 0, \delta = 0$ (----)

l'aire correspondante représente donc $R_{51}(z) = \int_0^{z_d} R_{11}(z) d\alpha(z) = \int_0^{z_2} R_{11}(z) d\alpha(z)$

: Région délimitée par un rayon tel que $x_i = 0, \theta_i = 1, \delta = 0$ (---)

l'aire correspondante représente donc $R_{52}(z) = \int_0^{z_d} R_{12}(z) d\alpha(z) = \int_{z_1}^{z_2} R_{12}(z) d\alpha(z)$

: Région délimitée par un rayon tel que $x_i = 0, \theta_i = 0, \delta = 1$ (_____)

l'aire correspondante représente donc $\int_0^{z_d} R_{16}(z) d\alpha(z) = \int_{z_1}^{z_2} R_{16}(z) d\alpha(z)$

Les équations II-18a et b montrent que des écarts de longueur de trajectoires pour différentes particules ne sont générés que lorsqu'il y a déflection (c'est-à-dire, dans les régions où il existe un élément dipolaire). Les équations II-18c et d, indiquent alors qu'il en est de même pour la dispersion. Ainsi, dans une section sans dipôles, R_{51} et R_{52} sont des constantes. Les relations (II-18) imposent alors des conditions lorsque l'on veut optimiser un transport dans une telle section, en utilisant des quadrupôles dont on peut régler l'emplacement ou la puissance.

Illustrons l'utilisation de ces relations par deux exemples :

4.a - cas $R_{12} = 0$

Comme nous le verrons dans les parties C et D de ce chapitre, cette condition est souvent utilisée dans un spectromètre. La relation (II-18c), s'écrit maintenant :

$$\frac{R_{16}}{R_{11}} = -R_{52} = \text{cte.}$$

Le théorème de Liouville, devient quant à lui : $R_{11} R_{22} - R_{21} R_{12} = R_{11} R_{22} = 1$; l'équation (II-18d) se transforme alors en

$$R_{26} = \frac{R_{51}}{R_{11}} - R_{21} R_{52}.$$

Si l'on veut, de plus, $R_{21} = 0$, on obtient alors $R_{26} R_{11} = \text{cte.}$ Fixer R_{12} et R_{21} à 0 revient donc à imposer au système les valeurs de $\frac{R_{16}}{R_{11}}$ et $R_{26} R_{11}$. On peut montrer (voir B3) que la quantité $\frac{R_{16}}{R_{11}}$ mesure le "pouvoir de résolution" du spectromètre.

4. b - cas $R_{11} = 0$

De même que précédemment, on obtient à partir de (II-18c) :

$$\frac{R_{16}}{R_{12}} = R_{51} = \text{cte}$$

Si de plus $R_{22} = 0$, (II-18d) donne $\frac{R_{26}}{R_{21}} = -R_{52} = \text{cte.}$ Ce résultat reste vrai si $R_{16} = 0$ (et donc $R_{51} = 0$). On montrera à la fin de ce chapitre que $\frac{R_{26}}{R_{11}}$ est l'analogue, pour le cas où $R_{11} = 0$, du pouvoir de résolution $\frac{R_{16}}{R_{11}}$ dans le cas $R_{12} = 0$.

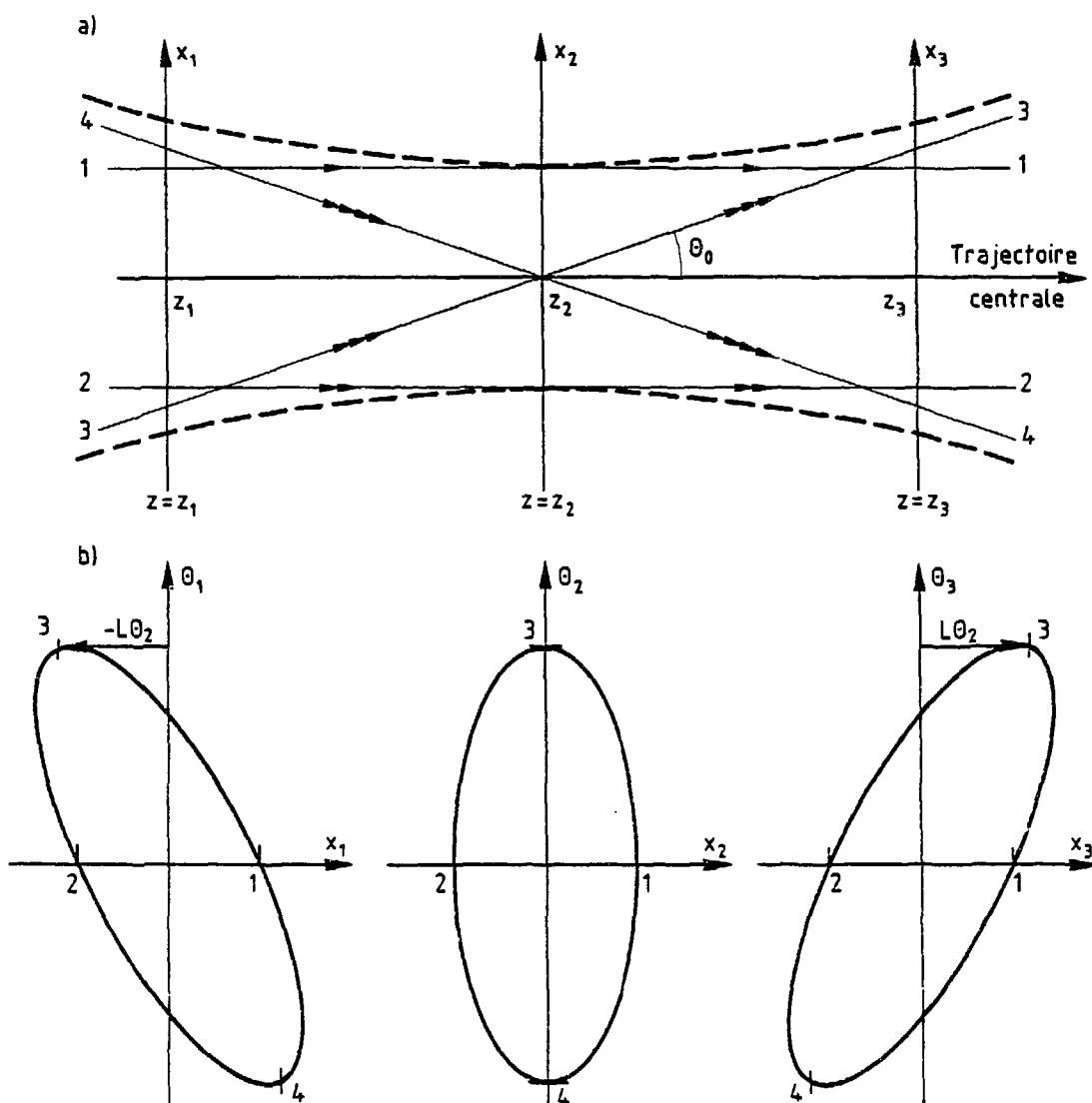


Figure. II-A5 :
Description des trajectoires dans un espace libre
 a) *dans l'espace physique. En pointillé on voit l'enveloppe du faisceau caractérisé par les particules 1, 2, 3 et 4.*
 b) *dans la projection horizontale (x, θ) de l'espace de phase.*

5. - Fonction au premier ordre des principaux éléments d'une ligne de transport.

Nous allons maintenant étudier les effets des éléments les plus courants d'une ligne de transport. Nous ne considérerons que des éléments parfaits (B_0 , n et β indépendants de t , abscisse curviligne le long de la trajectoire centrale). Les équations du mouvement (II-9) se simplifient et donnent :

$$\begin{cases} x'' + k_x^2 = h\delta \\ y'' + k_y^2 = 0 \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} k_x^2 = (1-n) h^2 \\ k_y^2 = nh^2 \end{cases} \quad (\text{II-20})$$

On reconnaît les équations du mouvement d'un oscillateur harmonique, soumis à une "force" $h\delta$ dans le cas de la coordonnée x . Les paramètres k_x^2 et k_y^2 représentent le pouvoir de convergence des coordonnées considérées. On notera que $k_x^2 + k_y^2 = h^2$.

5.a - espace libre :

Soit L sa longueur. Nous pouvons déduire de la figure (II-A5-a) les matrices de transfert horizontales et verticales :

$$H = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad V = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Sur les figures II-A5 a et b, sont illustrées en terme d'ellipse de phase quatre trajectoires traversant un tel espace.

5. b - quadrupole :

Si l'on note a le rayon de l'ouverture d'un quadrupole et B_0 le champ sur ses pôles, le champ magnétique créé par ce quadrupole s'écrit :

$$B_x = \frac{B_0 y}{a} \quad \text{et} \quad B_y = \frac{B_0 x}{a} \quad (\text{II-21})$$

Le champ est donc nul sur l'axe optique ($x = 0$ et $y = 0$) et il en résulte qu'un quadrupole n'est pas dispersif ($R_{16} = R_{26} = 0$). Dans les équations du mouvement (II-20) n et k perdent leur sens (voir les eq. II-5 et II-7) mais les quantités $nh^2 = k_x^2$ et $(1-n) h^2 = k_y^2$ gardent le leur. Les équations du mouvement pour un quadrupole s'écrivent :

$$\begin{cases} x'' + k_q^2 x = 0 \\ y'' - k_q^2 y = 0 \end{cases}$$

où $k_q^2 = \frac{B_0}{aB\rho}$ avec $B\rho = \frac{p}{q}$ (cf. II-5)

Si le quadrupole a une longueur L et si k_q^2 est positif, la matrice de transfert s'écrit :

$$\begin{pmatrix} \cos kL & \frac{1}{k} \sin kL & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -k \sin kL & \cos kL & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cosh kL & \frac{1}{k} \sinh kL & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k \sinh kL & \cosh kL & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II-22})$$

avec $k = \sqrt{|k_q^2|}$. Un tel quadrupole est focalisant horizontalement et défocalisant verticalement. Changer le signe de k_q revient à intervertir les effets dans les plans horizontaux et verticaux.

L'analogue d'un quadrupole en optique lumineuse est une lentille. Lorsque $k_q L \ll 1$, les équations (II-22) s'écrivent dans les plans horizontaux et verticaux :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -k^2 L & 1 \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ k^2 L & 1 \end{pmatrix}$$

Le quadrupole est alors équivalent à une lentille mince de distance focale inverse

$$\frac{1}{f} = k^2 L = \frac{q}{p} \frac{B_0}{a} L \quad [\text{PEN 61}] \text{ (cf. figure II-A6).}$$

5. c - dipole :

Le champ magnétique créé par un dipole, ou aimant à secteur, à faces droites et dont les pièces polaires sont de part et d'autre du plan de déflection ($0 \times z$) est :

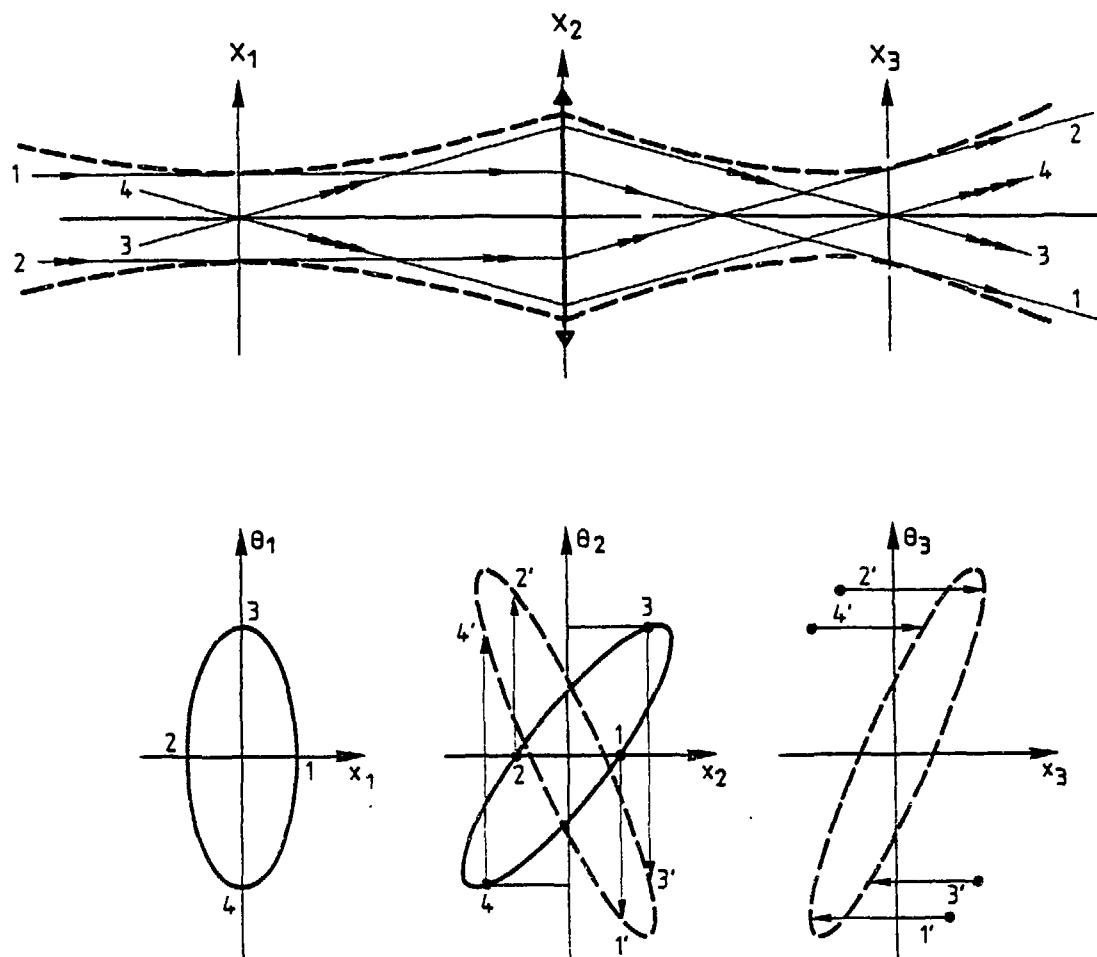


Figure. II-A6 :

Description de trajectoires traversant un quadrupole convergent, schématisé par une lentille mince convergente.

- a) dans l'espace physique
- b) dans la projection horizontale (x, θ) de l'espace des phases.

$$B_y(x) = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n \quad \text{avec } \rho = \rho_0 + x \quad (\text{II-23})$$

où n est donné par l'équation (II-7) et représente l'indice du champ ; ρ_0 désigne le rayon de courbure de la trajectoire centrale. Une étude des équations (II-20) permet de mieux comprendre comment la valeur de l'indice n peut déterminer les caractéristiques du dipole. Les principaux résultats d'une telle étude sont regroupés dans le tableau (II-A7).

Valeur de n	Signe de k_x^2	Comportement dans le plan horizontal	Signe de k_y^2	Comportement dans le plan horizontal
$]-\infty, 0[$	+	focalisant	-	défocalisant
0	+	focalisant	0	sans effet
$]0, 1[$	+	focalisant	+	focalisant
1	0	sans effet	+	focalisant
$]1, +\infty[$	-	défocalisant	+	focalisant

TABLEAU II-A7

Dans la pratique, les cas $n = 0$ surtout et $n : 1/2$ sont les plus utilisés.

cas $n = 0$

Le champ magnétique créé par le dipole devient (cf. II-23) :

$$\begin{cases} B_y = \text{cte} \\ B_x = B_z = 0 \end{cases} \quad (\text{II-24})$$

et les équations du mouvement deviennent alors :

$$\begin{cases} x'' + h^2 x = h\delta \\ y'' = 0 \end{cases} \quad (\text{II-25})$$

Un tel dipole possède des pôles parallèles qui se trouvent dans des plans $y = \text{cte}$ (figure II-A8 a et d). Comme nous l'avons déjà vu (eq. II-5), la projection horizontale de la trajectoire d'une particule chargée dans un tel dipole, est un cercle de rayon $\rho = \frac{p}{qB}$ dont l'équation par rapport à la trajectoire centrale est donnée par (II-25).

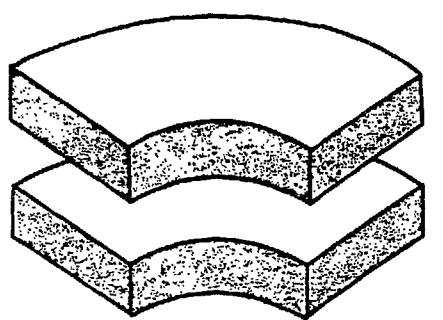
cas $n \neq 0$

Si l'on développe au premier ordre autour de l'axe optique l'expression (II-23) du champ magnétique, on obtient :

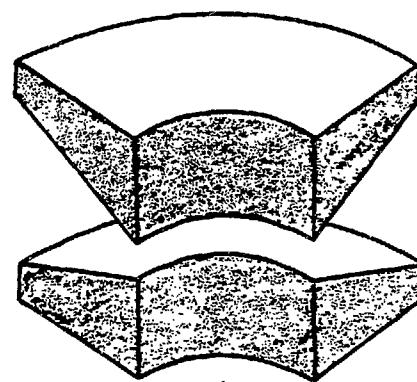
$$B_y(x) = B_0 \left(1 + n \frac{x}{\rho_0} \right)$$

Ainsi un dipole à indice non nul est équivalent au premier ordre à la superposition d'un dipole à indice nul ($B = \text{cte}$) et d'un quadrupole ($B \propto x$). Un champ à indice non nul, peut-être obtenu en inclinant les génératrices des pièces polaires du dipole : on passe ainsi de pôles plans à des pôles coniques (cf. figure II-A8 b et c). L'analogue en optique lumineuse d'un dipole est le prisme. Nous avons vu qu'il fait en effet tourner les particules chargées d'un angle α qui dépend de leur énergie.

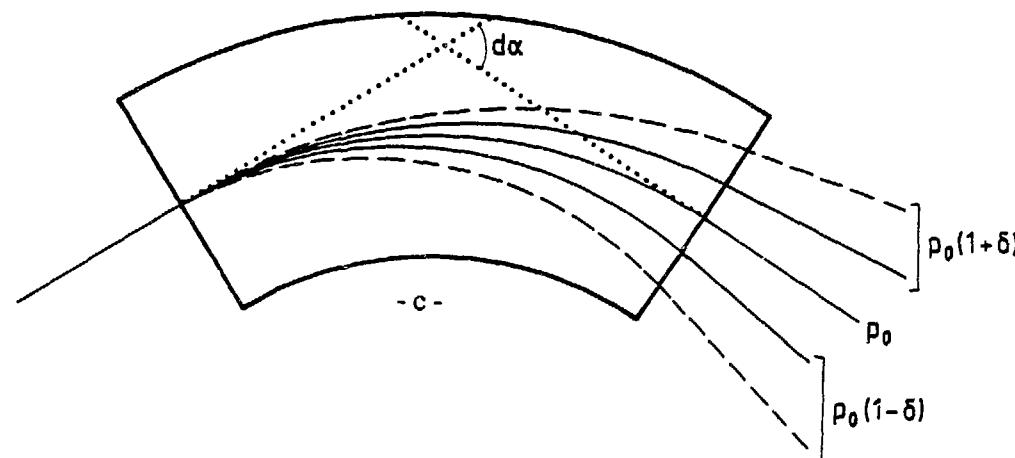
Dans les propriétés décrites précédemment, nous avons implicitement fait l'hypothèse que les faces d'entrée et de sortie du dipole étaient perpendiculaires à l'axe optique. Cependant, on peut incliner ces faces de façon à défléchir certains particules plus longtemps que d'autres, selon que leur trajectoire se trouve d'un côté ou de l'autre de la trajectoire centrale. Si l'on note β l'angle que fait la face par rapport à la perpendiculaire de la trajectoire centrale, on obtient alors l'effet d'un quadrupole de longueur L et de demi-ouverture a tel que $\tan \beta = \frac{L}{a}$. Lorsque l'angle de face d'entrée tourne dans le même sens que le dipole, β est positif et a un effet défocalisant dans le plan horizontal et focalisant dans le plan vertical. Pour la face de sortie, β est positif lorsque l'angle de face tourne dans le sens inverse de celui du dipole (voir figure II-A8 e) et son effet est toujours défocalisant dans le plan horizontal.



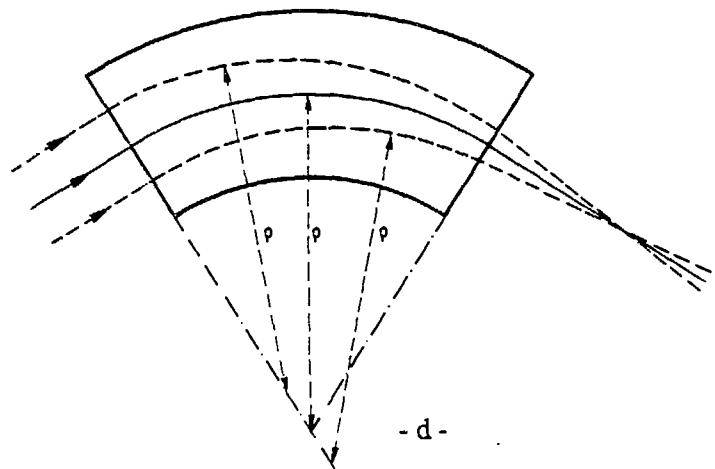
- a -



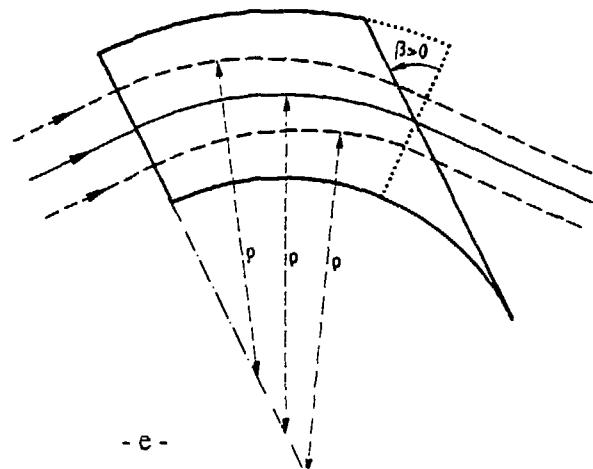
- b -



- c -



- d -



- e -

Figure II-A8 :
Les différentes sortes de dipole et leurs effets.

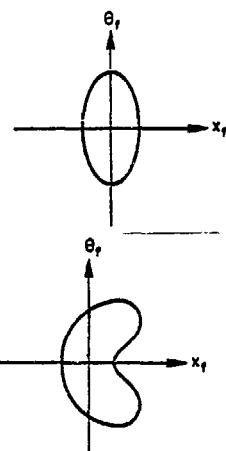
- a : *Dipole à indice nul : $n = 0$ (champ constant)*
- b : *Dipole à indice positif : $n > 0$ (gradient de champ)*
- c : *Effet de l'indice sur des particules de δ différents.*
les trajectoires en trait plein correspondent à un dipole à indice $n = 0$;
celles en pointillé à un dipole à indice $n > 0$.
- d : *Effet d'un dipole à indice $n = 0$ et à faces droites, pour $\delta = 0$*
- e : *Effet focalisant d'un dipole à indice $n = 0$ et à face de sortie inclinée*
($\beta > 0$), pour $\delta = 0$. Ici, la face de sortie est parallèle à la face d'entrée ;
la focalisation résultante a alors lieu à l'infini.

6. - Les coefficients du second ordre.

Jusqu'à présent, nous avons essentiellement discuté des propriétés des trajectoires au premier ordre. Cependant, la non-linéarité des équations du mouvement (II-9) introduit des aberrations sur ces trajectoires. Nous allons ici en décrire quelques unes [SAT 80] et en particulier la façon dont elles déforment l'ellipse de phase dans le plan horizontal ; nous considérerons, pour plus de clarté, un système de transport qui transforme une ellipse droite en ellipse droite ($R_{12} = R_{21} = 0$), et ce de façon doublement achromatique ($R_{16} = R_{26} = 0$). On peut bien entendu, retrouver la plupart des résultats ci-dessous dans le plan vertical.

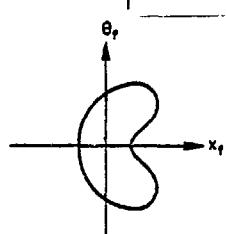
6. a - image du premier ordre non perturbée.

$$\begin{cases} x_f = R_{11} x_i \\ \theta_f = R_{22} \theta_i \end{cases}$$



6. b - aberration en $(x/\theta)^2 = T_{122}$

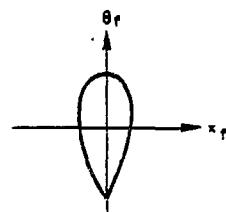
$$\begin{cases} x_f = R_{11} x_i + T_{122} \theta_i^2 \\ \theta_f = R_{22} \theta_i \end{cases}$$



L'orientation du croissant dépend du signe de T_{122}

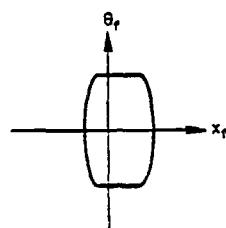
6. c - aberration en $(x/x\theta) = T_{113}$

$$\begin{cases} x_f = R_{11} x_i + T_{113} \theta_i \\ \theta_f = R_{22} \theta_i \end{cases}$$



6. d - aberration en $(x/y)^2 = T_{133}$ ou $(x/\varphi)^2 = T_{144}$

$$\begin{cases} x_f = R_{11} x_i + T_{113} y^2 \\ \text{ou} \\ x_f = R_{11} x_i + T_{144} \varphi^2 \\ \theta_f = R_{22} \theta_i \end{cases}$$



Les projections dans le plan (x, θ) des ellipses de phase correspondant à des y et des φ différents ne sont plus superposées : le découplage des plans horizontaux et verticaux a disparu.

On peut ainsi décrire l'effet de chacune des aberrations du second ordre. A partir de cette étude, un examen de la forme des surfaces de phase obtenues peut indiquer le type d'aberration qu'il faut corriger. Ces corrections peuvent être essentiellement apportées à l'aide de sextupoles et de faces courbes pour les dipôles.

B - DEFINITION D'UNE LIGNE DE TRANSPORT

Le choix de l'utilisation d'un spectromètre magnétique, et à plus forte raison la détermination de ses caractéristiques dépend du type de réactions que l'on veut étudier. Les principaux éléments magnétiques décrits au II-A permettent dans la plupart des cas de définir un tel instrument. Après avoir revu quelques définitions importantes, nous verrons que la qualité du tri effectué dépend de l'émittance du faisceau, de sa préparation sur la cible ainsi que des effets liés à la cinématique de la réaction ([BIR 81], [ROU 85] et les réf. qui s'y trouvent). Un rapide examen des caractéristiques des deux spectromètres du GANIL nous permettra ensuite de mieux comprendre leur fonctionnement.

1. - Définitions et propriétés.

1. a - fonctionnement achromatique :

On dit qu'un spectromètre est *achromatique* lorsque la position d'arrivée d'une particule sur le détecteur ne dépend pas de son impulsion (et donc de $\delta = \frac{p-p_0}{p_0}$). En terme de transport, cela s'exprime par le fait que la matrice reliant la cible au détecteur a un coefficient de dispersion nul : $R_{16} = (x_f/\delta) = 0$. Lorsque l'angle d'arrivée θ_f sur le détecteur est indépendant de δ , c'est la dispersion angulaire $R_{26} = (\theta_f/\delta)$ qui est nulle. On dit qu'un spectromètre est *doublement achromatique* lorsque $R_{16} = R_{26} = 0$. On peut alors déduire des équations (II-18 c et d) que $R_{51} = 0$ et $R_{52} = 0$. Pour un tel système, la distance parcourue par une particule ne dépend que de son impulsion. Deux particules de même impulsion auront donc le même temps de vol ; le système est *isochrone*.

1. b - conjugaison point à point - plan focal - analyse en énergie :

Ce type de fonctionnement est illustré sur la figure II-B1.

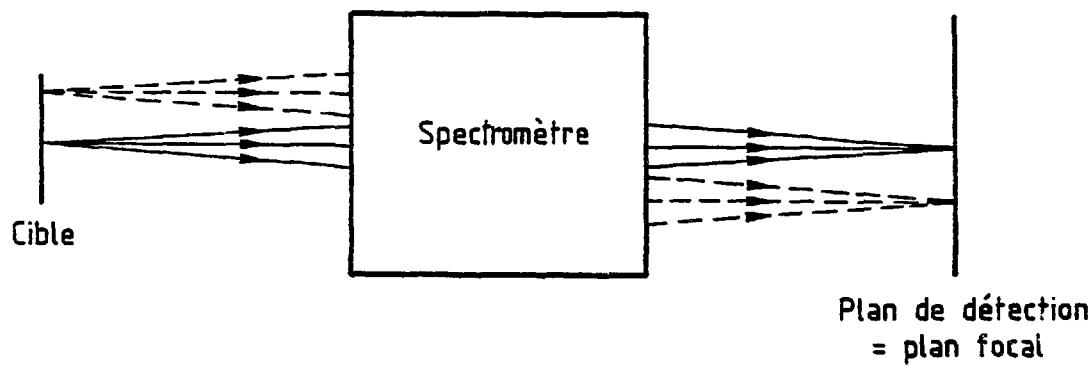


Figure II-B1 :
fonctionnement d'un spectromètre en conjugaison point à point.

Il s'agit de placer le détecteur dans le plan conjugué de la cible, c'est-à-dire, d'établir une relation univoque entre un point de la cible et un point du détecteur. On obtient ainsi une image de la cible indépendamment de l'angle d'émission des particules étudiées. Par définition, le plan de détection est alors dit *plan focal* car les particules analysées y sont focalisées ; notons qu'il ne s'agit pas ici d'un plan focal au sens de l'optique lumineuse.

Du point de vue des matrices de transport, un tel plan est caractérisé par $R_{12} = 0$ en horizontal et $R_{34} = 0$ en vertical. Ainsi pour $\delta = 0$, on a $x_f = R_{11} x_i$ et $y_f = R_{33} y_i$. Un tel fonctionnement permet d'obtenir une image de la cible, dont la taille est déterminée par les valeurs de grossissements R_{11} et R_{33} (au terme $R_{16}\delta$ près). Par contre, l'information sur l'angle d'émission de la particule étudiée ne peut être retrouvée que par reconstitution de trajectoire.

Lorsqu'un tel système est utilisé de façon non achromatique, il permet de faire une analyse en énergie. Son *pouvoir de résolution* définit l'écart minimum d'impulsion que doivent avoir deux particules pour que l'on puisse les séparer dans le plan focal de détection. Soit un objet d'impulsion p_0 ($\delta = 0$) et de largeur x_i . Celle de son image sera donnée par $x_f = R_{11} x_i$. Pour un autre objet de même taille mais d'impulsion différente (écart δ), l'image sera séparé de la première si $R_{16}\delta > R_{11} x_i$. Le δ minimum nécessaire pour séparer les deux images sera donc d'autant plus petit que $\frac{R_{16}}{R_{11}}$ sera grand. Le pouvoir de résolution du spectromètre est, par définition $\frac{R_{16}}{R_{11}}$. Cependant, sa *résolution* dépend de x_i . Pour un pouvoir de résolution $\frac{R_{16}}{R_{11}}$ donné, une particule de δ donné sera d'autant mieux séparée que x_i sera petit. C'est par ailleurs la taille angulaire θ_i du faisceau qui limite la résolution des mesures d'angle (si l'on définit une ellipse droite sur la cible).

L'emittance $\epsilon = \pi x_i^{\max} \theta_i^{\max}$ du faisceau étant une constante fixée par l'accélérateur, il faudra faire un compromis si l'on veut utiliser les qualités de séparation en énergie du spectromètre, tout en effectuant des mesures d'angle précises.

1. c - effet lié à la cinématique : déplacement du plan focal.

Lorsque les atomes cible ne peuvent pas être considérés comme infiniment lourds, on ne peut pas négliger leur recul dans l'étude de la cinématique. Pour un Q de réaction fixé, l'angle de réaction est relié au premier ordre à l'énergie de l'ion par la relation :

$$\delta = k \Delta \theta$$

$$\text{où } \delta = \frac{p - p_0}{p_0} \quad \Delta \theta = \theta - \theta_0 \quad k = \frac{1}{p} \frac{dp}{d\theta}$$

Les indices 0 se réfèrent à la même réaction sans effet cinématique lié au recul de l'atome cible. k est appelé facteur cinématique. On peut montrer qu'à 0° , le facteur k est nul. Les facteurs

Les indices 0 se réfèrent à la même réaction sans effet cinématique lié au recul de l'atome cible. k est appelé facteur cinématique. On peut montrer qu'à 0° , le facteur k est nul. Les facteurs d'ordre supérieurs ne sont pas forcément négligeables. Notons d'ailleurs que le facteur d'ordre 2 (en $\Delta\theta^2$) est le même à tous les angles (dans l'approximation des petits angles).

Lorsqu'il est placé à un angle θ , un spectromètre d'ouverture 2α permet d'étudier les particules émises entre $\theta - \alpha$ et $\theta + \alpha$. Dans le cas d'un fonctionnement en conjugaison point à point ($R_{12} = R_{34} = 0$), le spectromètre doit focaliser dans le plan focal théorique tous les produits de réaction quelque soit leur angle d'émission. Cependant, à cause des effets cinématique, les particules émises à un angle $\theta - \alpha$ auront pour un Q de réaction donné, plus d'énergie que celles émises à un angle plus grand. Elles seront donc moins courbées et focalisées en aval (voir figure II-B2).

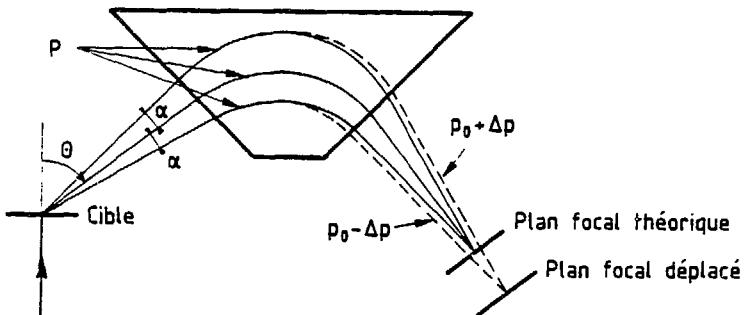


Figure II-B2 :
Ouverture angulaire du spectromètre

On peut montrer ([BIR81] par ex) que le plan focal sera déplacé d'une quantité $L = \frac{-R_{16}k}{R_{22} + R_{26}k}$ où les R_{ij} sont les éléments de matrice reliant la cible au détecteur. Un quadrupole permet généralement de ramener ce plan focal dans le plan de détection et ce, en fonction du facteur cinématique $k(\theta)$ de la réaction étudiée.

2. - Le système d'analyse : le transport du faisceau.

L'émittance du faisceau et la façon dont on la prépare sur la cible va fixer les limites de la résolution du spectromètre. On peut par exemple montrer que la qualité d'un système de transport (de la sortie de l'accélérateur au spectromètre) fonctionnant de façon achromatique est essentiellement dépendante du pouvoir de résolution de l'analyse et ce, quel que soit le spectromètre [ROU 85]. Il est donc important de disposer d'un système d'analyse, situé en aval de la cible afin d'effectuer les corrélations appropriées entre les différents paramètres de la ligne. Notons que l'angle que fait la cible avec l'axe du faisceau incident est l'un de ces paramètres. Il n'est cependant pas utilisable aux petits angles. Nous considérerons donc par la suite que la cible est perpendiculaire à cet axe. Par ailleurs, les compensations que nous allons décrire concernent pour l'essentiel les systèmes fonctionnant en conjugaison point à point.

2. a - ouverture angulaire du faisceau :

Lorsque l'ouverture angulaire 2α du faisceau sur la cible n'est pas négligeable, les particules suivant l'axe optique d'un spectromètre placé à l'angle θ , auront un angle de détection compris entre $\theta-\alpha$ et $\theta+\alpha$. Ainsi deux particules de moment $p(\theta-\alpha)$ et $p(\theta+\alpha)$ pourront être focalisés au même point sur le détecteur, si leurs Q de réaction sont différents. Cette perte de résolution peut-être compensée en focalisant le faisceau en aval de la cible. On introduit alors une relation entre les différentes coordonnées décrivant une particule incidente sur la cible et la distance de focalisation : $x_i = \alpha_1 d$ où $-\alpha \leq \alpha_1 \leq \alpha$. On peut alors montrer [BIR 81] que si $d = \frac{R_{16}}{R_{11}} k$, on annule à la détection le terme résultant de cet effet et l'on s'assure ainsi qu'une position sur le détecteur est relié de façon univoque au Q de la réaction. Deux quadrupoles situés en amont de la cible sont donc nécessaires pour compenser l'ouverture angulaire du faisceau. Cependant, cette ouverture angulaire limite la précision de la mesure de l'angle de réaction, et ce indépendamment de la cinématique. Une bonne résolution sur cette mesure ne peut être obtenue qu'en réduisant autant que possible la divergence angulaire du faisceau.

2. b - effets de la dispersion en énergie du faisceau :

La dispersion en énergie du faisceau incident détermine une incertitude sur la mesure d'énergie d'une particule. On peut compenser cet effet en introduisant une dispersion de valeur $\frac{R_{16}}{R_{11}}$ sur la cible afin de rendre achromatique le système de transport reliant l'objet (la sortie de l'accélérateur, par exemple) et le détecteur. Ainsi, seule une variation d'impulsion au niveau de la cible sera transformée en un déplacement sur le détecteur.

Pour clore cette partie et afin d'illustrer les quelques points discutés ci-dessus, nous allons maintenant décrire rapidement les deux spectromètres fonctionnant au GANIL.

3. - Le spectromètre achromatique LISE.

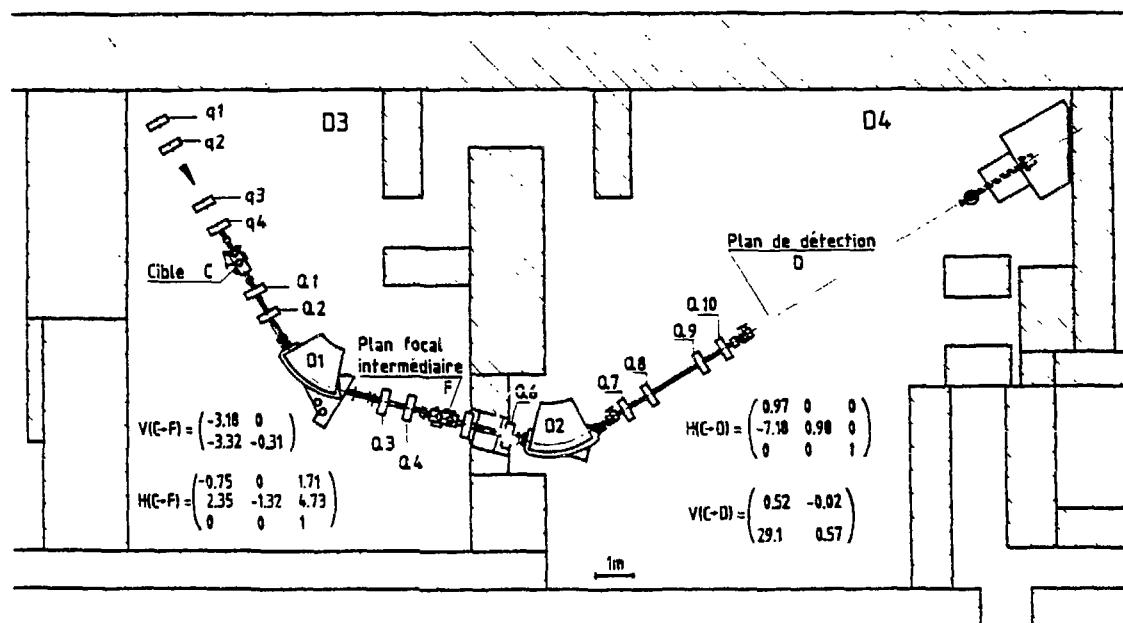


Figure II-B3 :
Le spectromètre LISE du GANIL

La ligne d'Ions lourds Super Epluchés (LISE) est un spectromètre du GANIL fonctionnant à 0°, en général en conjugaison point à point [ANN 87]. Il est constitué pour l'essentiel, de deux dipôles et dix quadrupoles (voir figure. II-B3). Le premier dipôle permet d'introduire de la dispersion et les quatre quadrupoles qui l'entourent de définir un "plan focal intermédiaire" (qui est donc dispersif). Ce plan est le plan conjugué de la cible et une mesure de l'impulsion y est obtenue par une mesure de position. Un jeu de fentes situé dans ce plan permet de sélectionner et /ou d'éliminer pour une rigidité magnétique donnée, une plage en impulsion. Dans certains cas, on peut éliminer certains états de charge du faisceau en réduisant l'acceptance en impulsion du spectromètre. Le second dipôle permet d'annuler la dispersion introduite par le premier. Il sert en outre à éliminer les parasites issus du premier tri en B_θ effectué par le jeu de fentes situé dans le plan intermédiaire. Les quadrupoles situés en aval, servent à définir un second plan focal dans lequel sera placé le détecteur. A cet endroit, le spectromètre est doublement achromatique et donc isochrone. Cette propriété ($R_{16} = R_{26} = 0$) permet de reconcentrer les événements triés par le premier dipôle sur un petit détecteur.

Pour la physique nucléaire, la ligne LISE est essentiellement utilisée dans son fonctionnement standard (pour lequel le faisceau est généralement présenté sur la cible avec une ellipse droite et sans dispersion), pour la production et l'étude de noyaux exotiques [QUI 85], [ANN 87], et la production de faisceaux secondaires [BIM 85]. Notons qu'une utilisation originale de LISE ($R_{11} = 0$) a permis de mesurer des dispersions angulaires dans différentes cibles et avec plusieurs projectiles [HER 88].

4. - Le Spectromètre à perte d'énergie SPEG.

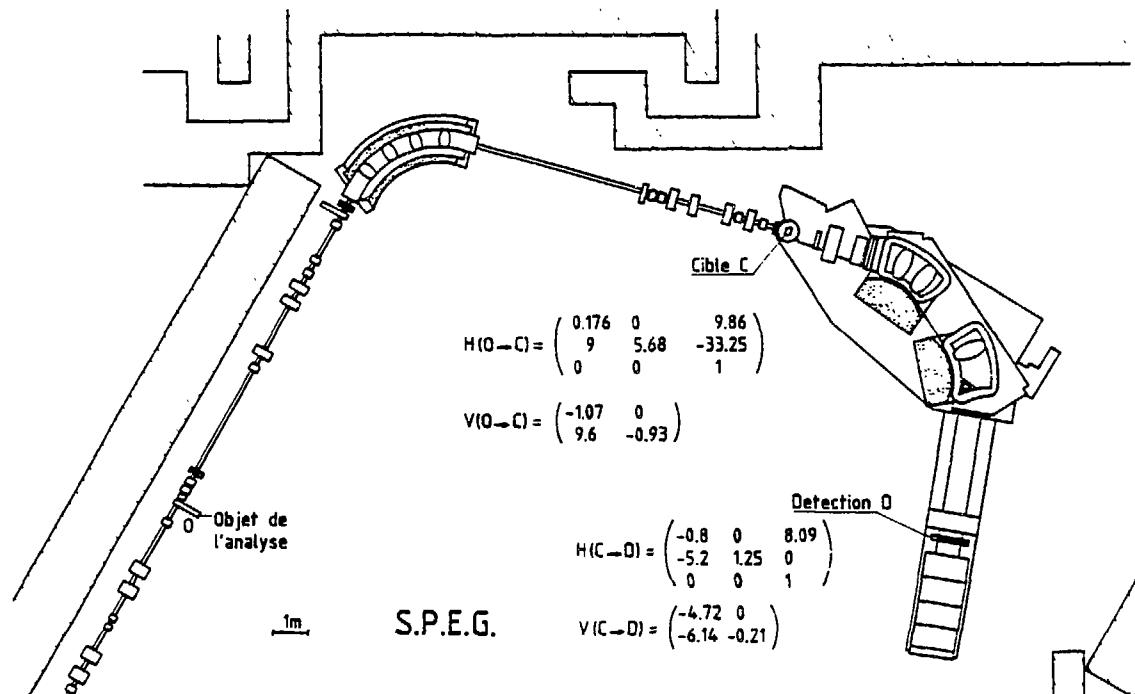


Figure II-B4 :
Le spectromètre SPEG du GANIL.

Le spectromètre à perte d'énergie du GANIL (SPEG) fonctionne lui aussi en conjugaison point à point ($R_{12} = R_{34} = 0$) mais avec une dispersion non nulle ($R_{16} \neq 0$) dans le plan de détection [BIA 88]. Il est utilisé dans son fonctionnement classique afin de différencier les produits de réaction et de mesurer le Q de la réaction (dans le cas de réactions à deux corps). Un déplacement sur le détecteur est en effet directement relié à une différence de perte d'énergie dans la cible.

Le SPEG est composé de deux parties. Le spectromètre lui-même est constitué d'un dipole, coupé en deux afin de permettre un arrêt faisceau, et de trois quadrupoles (sans compter l'inclinaison des faces des dipoles) ; cet ensemble permet d'obtenir la bonne relation entre la cible et le détecteur. Le troisième quadrupole, situé après les dipoles, permet de ramener le plan focal sur le plan de détection, en fonction du facteur cinématique (voir II-B1c). Ce spectromètre peut par ailleurs, être placé à des angles allant de -10° à $+105^\circ$.

La précision requise pour les mesures de Q de réaction nécessite une bonne préparation du faisceau sur la cible. Pour ce, un analyseur constitué d'un dipole et de quatre quadrupoles est situé en aval du spectromètre et permet de corriger les effets dus à l'ouverture angulaire du faisceau sur la cible et à sa dispersion en énergie.

C - DESCRIPTION DU NOUVEL INSTRUMENT.

Nous allons dans cette partie, essayer de définir de façon précise le type d'instrument nécessaire pour étudier les collisions d'ions lourds aux petits angles et à 0° , ainsi que le principe de son fonctionnement.

Nous avons vu dans le premier chapitre que le tri en rigidité magnétique utilisé dans les spectromètres classiques ne suffit généralement pas si l'on veut travailler à 0° et près du B_p du faisceau (dans l'un de ses états de charge). Un tri angulaire devrait pouvoir compléter de manière efficace ce premier tri en B_p .

L'étude de l'interaction d'un faisceau avec une cible conduit en effet à déterminer plusieurs zones angulaires. Les chocs élastiques des ions projectiles avec les atomes écrantés de la cible vont provoquer un élargissement angulaire du faisceau ; on l'appelle généralement *straggling angulaire*. Ce phénomène permet de définir une première région angulaire centrée à 0° et d'extension quelques milliradians environ (nous reviendrons sur ce point plus en détail par la suite). Par ailleurs, les produits de réactions nucléaires ayant eu lieu dans la cible (et ce sont eux qui nous intéressent généralement) sont répartis suivant des distributions angulaires de plus en plus concentrées autour de 0° (voir chapitre I) et se superposent donc au faisceau diffusé. Enfin, il faut convoluer ces deux phénomènes liés à l'interaction faisceau/cible avec la structure angulaire incidente du faisceau (liée à la façon dont on aura préparé son émittance sur la cible).

La très forte localisation autour de 0° de ces différents phénomènes pose généralement des problèmes de tri, notamment lorsque l'on veut étudier les produits de réaction qui possèdent une rigidité proche de celle du faisceau. Ce problème est d'autant plus important lorsqu'il s'agit de l'état de charge le plus probable. Son taux de comptage trop élevé est généralement prohibitif et

empêche toute mesure. La présence de "faisceaux parasites" résultant par exemple de la diffusion du faisceau incident sur des diaphragmes ou des fentes, de contaminants dans le faisceau (des ions différents de ceux du faisceau mais de même rigidité magnétique et qui sont donc transportés en même temps), ou de réactions sur d'éventuels contaminants de la cible comme l'hydrogène ou le carbone, va encore augmenter ces taux de comptage (ces trois derniers phénomènes sont en effet très localisés aux petits angles). La forte localisation autour de 0° peut être mise à profit pour éliminer la part de faisceau qui se trouve dans la bande en rigidité magnétique examinée (voir figure. II-C1).

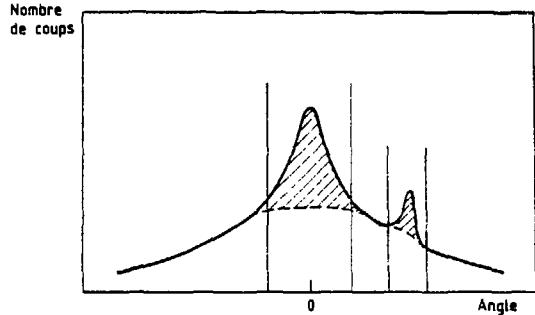


Figure II-C1 :
Allure schématique d'une distribution angulaire au voisinage de 0° pour une bande en rigidité magnétique proche de celle du faisceau. Un filtre angulaire, symbolisé par les traits verticaux, permettrait d'éliminer le faisceau diffusé ou tout autre structure angulaire (parties hachurées) et autoriserait des mesures aux très faibles angles.

Le nouvel instrument (ou nouveau type de fonctionnement d'un instrument déjà existant) dont nous avons besoin doit donc avoir les propriétés suivantes :

1 : travailler à 0° ;

2 : pouvoir travailler le plus près possible de la rigidité magnétique du faisceau ($B\rho/B\rho_0 \sim 1 - \delta$ où δ est la largeur en impulsion du faisceau) ;

3 : faire un tri en rigidité magnétique et en angle, afin d'éliminer le faisceau, l'un de ses états de charge, des parasites ou bien des produits de réaction sur d'éventuels contaminants ;

4 : faire des mesures très fines (1mr environ) à et autour de 0° pour effectuer le tri angulaire et pour étudier les produits triés ;

5 : mesurer le $B\rho$ des événements doublement triés.

Le principe de la méthode est donc le suivant [ROU 83] : après un double tri en rigidité magnétique puis en angle, il s'agit de faire une mesure précise et directe de l'angle de réaction, puis une mesure du $B\rho$ des produits étudiés et/ou d'autres paramètres comme l'énergie ou le temps de vol.

1. - Tri en rigidité magnétique.

Afin de faire une sélection (ou une élimination) de noyaux en fonction de leur rigidité magnétique B_p , il faut disposer d'un plan focal dispersif ($R_{12} = 0$ et $R_{16} \neq 0$). Une position dans ce plan sera directement reliée à la rigidité magnétique des produits de réaction analysés et un jeu de fentes (ou un masque) permettra de sélectionner (et donc d'éliminer) une plage en B_p déterminée.

2. - Tri et mesure précise de l'angle de réaction.

Dans les utilisations standards des spectromètres existants, les angles de réactions sont généralement mesurés par reconstitution de trajectoire : une mesure de la position (le point de passage) d'un noyau dans deux détecteurs séparés par un espace libre permet de reconstituer sa trajectoire et donc son angle d'arrivée sur le détecteur. La matrice de transport reliant la cible à l'un des plans de détection permet alors de retrouver l'angle de réaction.

Bien que cette méthode soit efficace dans de nombreux cas, elle présente certains inconvénients : elle nécessite deux plans d'intervention (et donc de la place et deux détecteurs), et la distance séparant ces deux plans, combinée à la résolution de chacun des détecteurs va imposer une limite sur la mesure de l'angle. Pour les grands angles, les deux plans peuvent être relativement proches l'un de l'autre, et ces inconvénients deviennent souvent négligeables. Par contre, ils deviennent importants pour les mesures de petits angles : 1mr correspond à l'angle sous lequel on voit 1 mm à une distance d'un mètre. D'autre part, dans un tel type de fonctionnement, il est impossible de concevoir un masque ne laissant passer que certains angles. Cette fonction masque angulaire, ne peut être envisagée que si l'on peut travailler sans reconstitution de trajectoire, et donc relier une position sur un détecteur unique à un angle de réaction. Ceci peut être obtenu en plaçant le détecteur dans le plan focal image au sens de l'optique lumineuse, c'est-à-dire, dans le plan conjugué de l'infini (voir figure. II-C2).

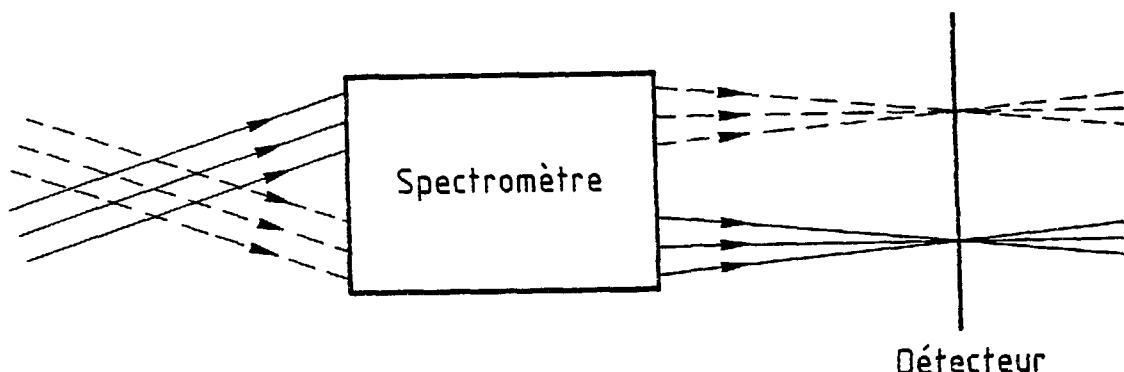


Figure II-C2 :
Fonctionnement d'un spectromètre en mode télescopique (parallèle à point).

Ce type de fonctionnement est caractérisé par une matrice de transport telle que $R_{11} = 0$ en horizontal et $R_{33} = 0$ en vertical. Une position (x_f, y_f) sur le détecteur est donc directement reliée à l'angle de réaction (θ_i, ϕ_i) par les relations :

$$\begin{cases} x_f = R_{12} \theta_i \\ y_f = R_{34} \phi_i \end{cases} \quad (\text{II-26})$$

Pour un $\delta = 0$, le plan de détection est donc un plan (θ, ϕ) . R_{12} et R_{34} sont appelés distances focales horizontales et verticales du système et sont exprimés en cm/mr (voir tableau II-A3). Ce sont elles qui vont déterminer la résolution de la mesure de l'angle (en fonction de celle du détecteur). Pour que ces relations (II-26) puissent être appliquées à tous les produits de réaction triés, quelle que soit leur impulsion, il faut que la dispersion soit nulle : $R_{16} = 0$.

3. - Mesure de la rigidité magnétique des particules doublement triées.

La dernière étape consiste à mesurer l'énergie par l'intermédiaire du B_ρ des particules doublement triées. Il est donc nécessaire d'avoir au niveau de la détection une dispersion angulaire non nulle : $R_{26} \neq 0$ (dans le cas contraire, les trajectoires ne dépendraient plus de δ). La mesure de l'angle d'arrivée θ_f d'une particule sur le détecteur, redonnera donc le B_ρ de cette particule. Pour ce, il faut reconstituer la trajectoire, et donc disposer d'un deuxième plan de détection situé en aval. Cependant, les relations (II-18), vont imposer une limite théorique à la valeur de R_{26} . Nous avons vu au paragraphe A-4b, que $R_{11} = 0$ implique $-R_{52} = \frac{R_{26}}{R_{21}} = \text{cte}$. Cette quantité est l'analogue du pouvoir de résolution d'un spectromètre fonctionnant avec $R_{12} = 0$ (voir paragraphe B1b) : deux particules d'énergie différentes seront d'autant mieux séparées dans le plan de détection que $\frac{R_{26}}{R_{21}}$ sera grand.

Ce type de fonctionnement (plan de détection (θ, ϕ) après un double tri en B_ρ et en angle) nécessite trois plans d'intervention :

I 1 : un plan focal intermédiaire dispersé permettant de faire un tri en B_ρ indépendamment de l'angle de réaction. Ce tri sera d'autant plus efficace que la taille x_i du faisceau sera petite (voir B1b). Ce plan est caractérisé par une matrice de transport le reliant à la cible telle que :

$$R_{12} = 0 \quad \text{et} \quad R_{16} \neq 0$$

I 2 : un plan de détection non dispersif conjugué de l'infini, c'est-à-dire un plan (θ, ϕ) permettant d'une part, de faire un tri en angle par l'utilisation d'un masque ou d'un détecteur annulaire, et d'autre part, de faire une mesure de l'angle de réaction indépendamment de la rigidité magnétique et sans reconstitution de trajectoire, par une simple mesure de position sur le détecteur. La matrice de transport reliant la cible à un tel plan, est caractérisé par :

$$\begin{array}{lll} R_{11} = 0 & R_{16} = 0 & R_{26} \neq 0 \\ & R_{33} = 0 & \end{array}$$

I3 : un plan séparé de I2 par un espace libre et servant à reconstituer les trajectoires afin d'avoir une mesure de la rigidité magnétique des événements doublement triés.

4. - Considérations supplémentaires.

Notons tout d'abord qu'il est important de ne pas projeter la distribution angulaire spatiale du faisceau sur un seul des plans horizontaux et verticaux afin de ne pas intégrer sur l'autre. En effet, une bonne connaissance de l'angle de réaction (qui s'exprime dans l'approximation des petits angles par $\chi^2 = \theta^2 + \varphi^2$) qui nécessite une mesure simultanée de θ et de φ . La fonction masque angulaire est ainsi obtenue puisqu'une position (x, y) sur le détecteur est reliée à un couple (θ, φ) et donc à un angle χ .

Par ailleurs, certaines caractéristiques, si elles ne sont pas forcément indispensables permettent néanmoins une utilisation plus souple du type d'instrument que nous avons décrit.

Afin de faciliter le dépouillement et le traitement des données, il est utile d'avoir les mêmes focales dans les plans horizontaux et verticaux : $R_{12} = R_{34}$. Les calculs d'angle solide sont alors simplifiés. Cette propriété simplifie d'autre part l'utilisation de masque : ceux-ci n'auront la forme d'un disque que si $R_{12} = R_{34}$. Sinon, il faudra leur donner celle d'une ellipse dont la taille des axes sera donnée par R_{12} et R_{34} . Notons cependant, que ce raisonnement sous-entend que le faisceau a la même taille angulaire dans le plan horizontal et le plan vertical : $\theta_i^{\max} = \varphi_i^{\max}$. Dans le cas contraire, une différence entre les focales pourrait compenser cette dissymétrie du faisceau pour rétablir une image symétrique dans le plan de détection. Dans des conditions idéales de travail, il faudrait donc adapter les valeurs des focales à l'émittance du faisceau incident.

Cette adaptation pourrait justifier la nécessité de disposer d'un "jeu" de plusieurs focales. De plus, cela permettrait d'ajuster les conditions de travail aux distributions angulaires à étudier : une petite ouverture angulaire avec une bonne précision (grande focale) ou bien une grande ouverture avec une moins bonne précision (petite focale). Dans la pratique, c'est en général l'acceptance angulaire du spectromètre combinée à la taille du détecteur qui fixera la valeur de la focale.

Enfin, rappelons que l'emittance du faisceau ainsi que sa préparation sur la cible sont importante si l'on désire avoir une bonne précision, tant sur les tris effectués que sur les mesures d'angle (voir II-B1b).

D - ADAPTATION SUR UN INSTRUMENT EXISTANT.

1. - Où tester ce nouveau type de fonctionnement ?

Le type de spectromètre nécessaire aux buts de physique que nous nous sommes proposés d'atteindre étant maintenant défini, il est nécessaire de chercher un instrument déjà existant que l'on pourrait modifier afin de tester le nouveau mode de rejet proposé, et le cas échéant, démontrer son intérêt quant à la physique. Pour des raisons pratiques, nous nous sommes imposés de réaliser cette adaptation en ne changeant que des courants dans les éléments magnétiques déjà existant et de ne pas modifier leur emplacement.

1. a - les principaux éléments magnétiques nécessaires :

La sélection en rigidité magnétique nécessite un dipole afin de disperser en énergie les produits issus de la cible. Un second dipole est ensuite nécessaire pour reconcentrer en B_p les produits triés par le premier et permettre ainsi, une analyse angulaire indépendante du B_p . Afin d'avoir les propriétés voulues, ($R_{11} = R_{33} = 0$) dans le plan de détection, il faut disposer de plusieurs quadrupoles dont l'utilisation sera combinée avec celle des angles des faces des dipôles.

Le spectromètre que nous utiliserons doit donc au minimum être constitué de deux dipôles et de quelques quadrupoles. Bien entendu, il doit aussi pouvoir travailler à 0° .

Dans la mesure où nous nous intéressons à des ions lourds d'énergie intermédiaires (de 10 MeV/A à 100 MeV/A environ), c'est sur le GANIL que nous avons tout d'abord porté notre attention ; l'accélérateur produit des faisceaux d'ions lourds du ^{14}Ne au ^{129}Xe , jusqu'à des énergies de 100 MeV/A environ et avec des intensités pouvant atteindre 10^{12} particules par seconde. Il est essentiellement composé de deux cyclotrons à secteurs séparés (C SS1 et C SS2). Le premier accélère les ions issus de l'une des deux sources PIG ou ECR. Ils subissent alors un épulchage avant d'être réaccélérés par le C SS2. Ils sont ensuite analysés par un spectromètre α avant d'être distribués dans les aires expérimentales à travers "l'arête de poisson" (voir figure II-D1). L'analyse magnétique des fragments de réaction peut y être effectuée par l'un des deux spectromètres SPEG et LISE.

* Ce dipole n'est pas en principe strictement nécessaire. Il permet néanmoins d'obtenir plus facilement une valeur de R_{52} importante dans le plan focal intermédiaire (nécessaire pour une bonne précision sur le tri en B_p) tout en ayant R_{51} nul dans le plan de détection (nécessaire pour être achromatique).

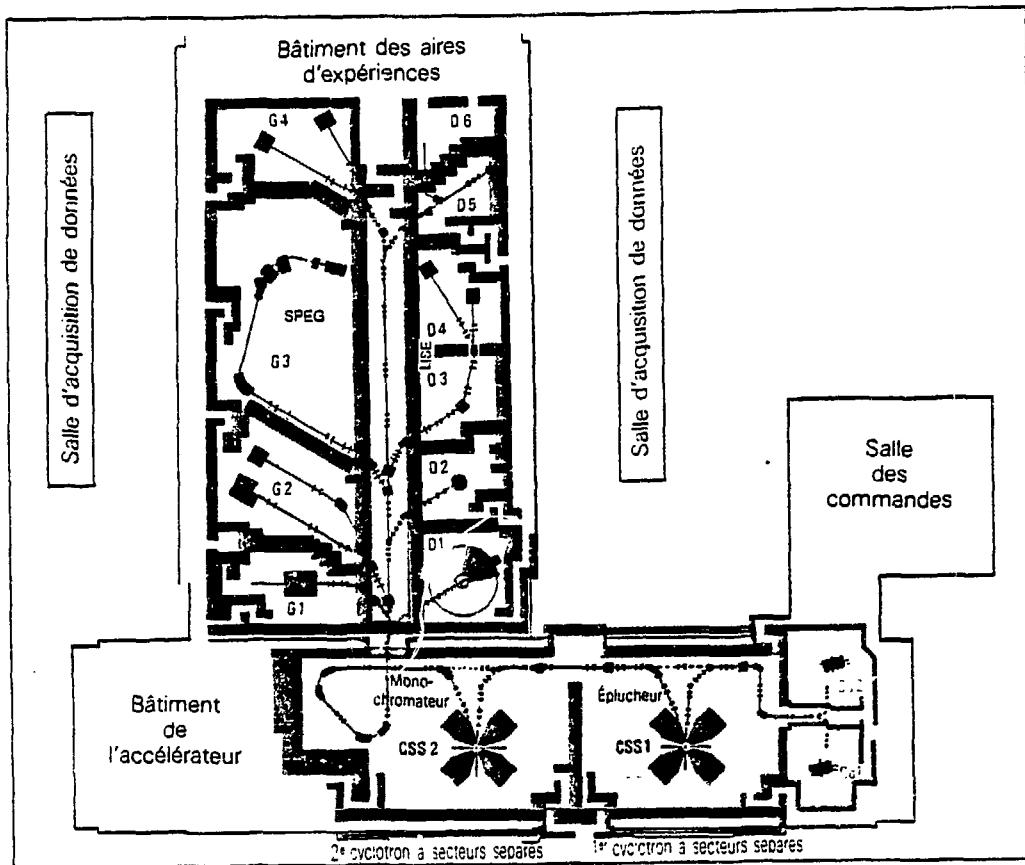


Figure II-D1 :
Vue générale du GANIL

1. b - SPEG :

Comme nous l'avons déjà vu (voir II-B4), le spectromètre SPEG permet de travailler à 0° et est composé de deux parties : un analyseur et le spectromètre lui-même, le point cible étant situé entre eux.

Le dipôle du spectromètre est coupé en deux mais ses deux parties sont trop rapprochées l'une de l'autre pour permettre de travailler entre elles. Elles doivent donc être considérées comme un tout. Ainsi, pour pouvoir définir un plan focal intermédiaire dispersif, il est nécessaire de placer la cible en amont de l'analyseur et de définir ce plan (qui est le plan I1 du C3) entre ce qui correspond dans le fonctionnement standard, à l'analyseur et au spectromètre. Cependant, la partie analyseur a été conçue pour conduire un faisceau et non des produits de réaction : son ouverture angulaire n'est que de ± 10 mr au plus en θ et en ϕ . Cette valeur est trop faible et exclut une analyse angulaire telle qu'elle a été décrite jusqu'ici. Nous avons donc dû renoncer à utiliser le SPEG pour tester notre méthode.

1. c - LISE :

La ligne LISE a déjà été décrite au paragraphe B3, elle permet de définir un plan focal intermédiaire dispersif entre ses deux dipôles. De plus, elle est équipée de dix quadrupoles qui devraient permettre d'obtenir à la détection $R_{11} = R_{33} = 0$ et $R_{16} = 0$. En effet, elle a déjà été utilisée avec $R_{11} = 0$ et $R_{16} = 0$ [ANN 86] afin de mesurer des largeurs à mi-hauteur de distributions angulaires pour l'essentiel gaussienne. Le plan focal image (grandissement nul) n'était donc nécessaire qu'en horizontal, tandis que le plan vertical était caractérisé par $R_{34} = 0$. Ce fonctionnement n'est donc pas totalement satisfaisant pour nous.

Comme nous l'avons déjà vu (C3), la mesure de l'énergie des particules doublement triées nécessite après ce tri un rapport $\frac{R_{26}}{R_{21}}$ important. Cependant, dans le fonctionnement standard de LISE, $R_{51} = R_{52} = 0$. Les éléments magnétiques du spectromètre ont donc été conçus pour avoir cette propriété et il sera difficile d'obtenir avec LISE $R_{52} = -\frac{R_{26}}{R_{21}}$ grand.

Cependant, LISE paraît bien adapté pour effectuer un double tri et c'est ce spectromètre que nous avons choisi pour tester notre méthode.

2. - Limitations imposées par l'instrument et son utilisation.

Les performances de LISE dépendent d'une part des caractéristiques liées à la nature et à l'emplacement de ses éléments magnétiques, et d'autre part, de l'utilisation que l'on en fait.

2. a - caractéristiques propres de l'instrument :

Les deux dipôles de LISE sont identiques et possèdent les caractéristiques suivantes :

- structure ouverte en C ;
- champ homogène ;
- angle de déflexion 45° ;
- rayon de courbure de l'axe optique 2m ;
- $B\rho_{\max} = 3.2$ T.m.

Bien qu'ils aient une alimentation commune, il est possible de les dissymétriser au moyen de corrections indépendantes situées sur D1 et D2. Elles permettent d'obtenir $0,67 \leq \frac{B_2}{B_1} \leq 1$ et de conserver l'achromatisme lorsque l'on désire utiliser un ralentiisseur entre les deux dipôles [ANN 87].

Les caractéristiques des quadrupoles sont résumés dans le tableau II-D2 ci-dessous.

Nom du quadrupole	Diamètre de l'entrefer (mm)	Gradient max. (T/m)	Champ max. (T)
Q1	70	17.5	6.125
Q2	70	17.5	6.125
Q3	140	8.5	5.95
Q4	140	8.5	5.95
Q5	140	8.5	5.95
Q6	140	8.5	5.95
Q7	100	8.5	4.25
Q8	100	8.5	4.25
Q9	100	8.5	4.25
Q10	100	8.5	4.25

TABLEAU II-D2 :
Principales caractéristiques des quadrupoles de LISE.

Notons que les valeurs des diamètres d'entrefer ne sont pas les valeurs utiles dans la mesure où elles sont réduites par la présence du tuyau servant d'enceinte à vide. Le maximum des gradients et des champs indiqués dans le tableau II-D2, correspond aux courants maximum supportés par les éléments magnétiques.

2. b - acceptance en impulsion :

Dans son fonctionnement standard, LISE a dans le plan focal intermédiaire une dispersion $R_{16} = 1,71 \text{ cm/}\%$. L'ouverture maximum des fentes de sélection en B_p étant de $\pm 4,5 \text{ cm}$, l'acceptance en impulsion correspondante est de $\pm 2,63 \text{ \%}$.

Cette acceptance est limitée entre autre, par la géométrie du premier dipole et par l'utilisation qui en est faite. Le tri en B_p est effectué dans notre méthode dans des conditions comparables (matrice de transport peu différente, à l'exception de la puissance) à celles du fonctionnement standard ; les limitations seront donc du même ordre et la valeur de l'acceptance en impulsion sera sensiblement la même.

2. c - acceptance angulaire :

L'acceptance de LISE dépend elle aussi de l'utilisation qui en est faite. Elle est cependant au plus égale à l'angle sous lequel est vue l'ouverture du premier quadrupole depuis la cible, soit $\pm 31 \text{ mr}$ compte tenu des épaisseurs des tuyaux. Cette limite n'est bien entendu utilisable que dans l'un des plans horizontaux ou verticaux : celui pour lequel le premier quadrupole est convergent. Dans

la mesure où nous voulons étudier des distributions angulaires, c'est cette valeur maximale de ± 31 mr que nous chercherons à obtenir. Nous avons choisi de l'utiliser dans le plan vertical car les propriétés de symétrie du champ magnétique créé par un dipole impliquent un achromatisme dans le plan vertical : R_{36} est toujours nul. Une structure dans les distributions en ϕ ne pourra donc pas provenir d'une erreur sur l'achromatisme et donc de l'impulsion des produits détectés. L'acceptance angulaire dans le plan horizontal est alors de ± 8 mr.

Notons aussi, que LISE dans son utilisation standard a une ouverture angulaire de ± 15 mr dans les deux plans.

3. - Limitations imposées par l'optique magnétique.

3. a - les coefficients du premier ordre et la mesure de l'énergie :

Les propriétés de focalisation (angle de focale) des deux dipôles étant figées et leurs champs magnétiques déterminés par l'énergie des ions à étudier (puisque nous n'utilisons pas de ralentisseur entre les deux dipôles, les particules analysées ont la même énergie tout au long de leur parcours cible-détecteur et les champs en D1 et D2 doivent être les mêmes), c'est grâce aux quadrupoles que nous pourront obtenir les propriétés désirées. Les quatre premiers sont utilisés pour déterminer le plan focal intermédiaire. Les dix éléments de matrice décrivant, au premier ordre, le plan de détection ($R_{11}, R_{12}, R_{21}, R_{22}, R_{16}, R_{26}, R_{33}, R_{34}, R_{43}$ et R_{44}) doivent donc être obtenus avec les six derniers quadrupoles. Cependant, le théorème de Liouville appliqué dans les plans horizontal et vertical et les équations II-18c et d fixent des contraintes puisqu'elles imposent certaines relations entre les différents éléments R_{ij} . Notons ici que les quadrupoles Q_5 et Q_6 situés en amont du second dipôle fixent R_{51} et R_{52} par l'intermédiaire des intégrales $\int R_{11} d\alpha$ et $\int R_{12} d\alpha$ (cf. eq. II-18 a et b).

Ainsi, six (dix moins quatre contraintes) des éléments de matrice à déterminer sont indépendants. Puisque nous disposons de six quadrupoles, il y a donc, en général, une solution unique au problème.

Le problème de la mesure de l'énergie par reconstitution de trajectoire a déjà été discuté au C3. Le rapport $\frac{R_{26}}{R_{21}}$ le plus grand que nous avons réussi à obtenir est de $0,41 \text{ cm/}\%$, ce qui donne, pour un faisceau d'énergie 2 GeV (c'est-à-dire environ l'énergie avec laquelle nous travaillerons) et de taille $x_i^{\max} = 0,5 \text{ cm}$, une résolution en énergie de 48 MeV. Cette valeur est bien entendu trop élevée et la mesure de l'énergie sera effectuée à l'aide d'un télescope. Une faible valeur de R_{26} nous a permis de nous écarter suffisamment peu de l'isochronisme (obtenu lorsque $R_{16} = R_{26} = 0$) pour pouvoir utiliser sans correction les mesures de temps de vol pour identifier les produits de réaction*.

Cette identification se fait sur un diagramme DE-TV, où DE représente la perte d'énergie de l'ion dans la première jonction (mince) du télescope et TV son temps de vol entre la cible et le détecteur [QUI 85]. Si les produits de réactions sont sélectionnés dans une plage en $B\phi$, (fentes

* Notons que ces mesures ont un sens puisque l'accélérateur du GANIL produit des faisceaux pulsés.

intermédiaires de LISE) ils apparaîtront comme autant de taches que d'ions sélectionnés. Si ces fentes sont suffisamment fermées, le B_p sélectionné donnera une mesure précise de l'énergie. Cependant, cette solution présente l'inconvénient d'échantillonner les spectres en vitesse des noyaux détectés. Cet échantillonnage peut être fait en plages contigües si l'on attend certaines structures dans le spectre en énergie ; une petite taille est alors nécessaire pour ces plages. Dans le cas contraire, les plages peuvent être discrètes (*ie* ne doivent pas forcément se chevaucher). Dans tous les cas, l'échantillonnage des spectres de vitesse des noyaux détectés nécessitera de longues séries de mesures.

3. b - les coefficients du second ordre :

Le tableau II-E3 de la dernière partie de ce chapitre, résume la contribution des termes de second ordre à l'image finale obtenue sur le détecteur. Cette contribution doit être minimisée dans la mesure où elle détériorera la résolution de l'image finale. On verra dans ce tableau, que pour l'essentiel, les termes les plus importants dépendent de δ . En diminuant la plage en B_p analysée, on réduit δ et l'effet de ces termes devrait être réduit d'autant. L'échantillonnage des spectres en vitesse dont nous avons parlé au paragraphe précédent sera donc nécessaire. Il pourra se faire par des plages discrètes ou se chevauchant selon que l'on est près du B_p du faisceau (diffusion inélastique proche) ou non.

Cependant, le terme $T_{336} = (y/y\delta) \sim 0,7$ détériore la résolution en élargissant l'image et reste trop important. Pour le plan vertical, et si l'on considère l'ellipse de phase comme droite, l'emittance s'écrit : $\Sigma_V = \pi y^{\max} \varphi^{\max}$. D'après le théorème de Liouville, Σ_V est constant. Ainsi, pour diminuer y^{\max} , il faut augmenter φ^{\max} . Cependant, pour que l'angle de réaction soit connu avec une précision suffisante, il faut que le faisceau incident ait une faible divergence angulaire et donc que φ^{\max} soit petit. Il y aura donc un compromis à faire : soit y^{\max} est grand et la résolution angulaire sera mauvaise à cause d'un élargissement des taches dû au terme T_{336} du second ordre, soit φ^{\max} est grand et la mesure de l'angle de réaction sera connue à $\pm \varphi^{\max}$ ^{*}. Une autre solution consiste à diminuer Σ_V en n'utilisant pas toute l'emittance fournie par la machine. Ceci est rendu possible par le fait qu'à 0° , les sections efficaces attendues sont grandes. Le problème soulevé par les aberrations du second ordre, même s'il existe toujours, devient ainsi moins important.

4. - Limitations intrinsèques imposées par la cible.

4. a - dispersion angulaire :

Les déflexions angulaires d'un ion traversant une cible proviennent essentiellement des collisions élastiques du projectile avec les noyaux de la cible écrantés par les électrons ([MEY 71], [SIG 74], [HER 88]). Ces collisions élargissent la structure angulaire du faisceau et produisent ce que l'on appelle la *dispersion angulaire* (*straggling* en anglais). Ce phénomène est important à évaluer lorsque l'on veut étudier des distributions angulaires puisqu'il définit un angle au dessous

^{*} Une alternative aurait été d'introduire au niveau de la cible une corrélation entre y et φ , et de modifier en conséquence la matrice cible-détecteur, afin de compenser ce terme. Cette solution n'a cependant pas été utilisée.

duquel il ne sera plus possible de regarder des réactions purement nucléaires. Rappelons d'autre part, que c'est le faisceau élargi par cette dispersion angulaire que l'on cherche à éliminer par un masque angulaire.

Les principales études décrivant la dispersion angulaire liée au passage d'un faisceau dans une cible sont tirées de la théorie de Meyer [MEY 71], révisée pour de plus hautes énergies par Sigmund et Winterbon [SIG 74], puis par M. Langevin [LAN 81]. Leurs validités pour des ions et des énergies GANIL ont été vérifiées et confirmées par J. Héault [HER 88]. Un des résultats de ces études est que la distribution angulaire d'un ion ayant traversé une cible solide n'est pas une gaussienne. La principale difficulté de ces études provient de la nécessité de traiter le passage progressif d'un régime de diffusion multiple aux très petits angles à un régime de diffusion unique (voir plus loin).

Afin d'inclure simplement la dépendance dans la nature et l'épaisseur de la cible, ainsi que dans la nature et l'énergie des ions incidents, Sigmund a introduit une relation universelle entre une épaisseur réduite τ et le demi-angle de diffusion réduit $\tilde{\theta}$ correspondant :

$$\tau = \frac{41,5e}{A_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})}$$

$$\tilde{\theta} = \frac{16,26 \theta E}{Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}$$

où e : épaisseur de la cible en $\mu\text{g/cm}^2$
 θ : angle de diffusion, en mr dans le laboratoire
 E : énergie incidente en MeV dans le laboratoire

Les indices 1 et 2 se réfèrent respectivement au projectile et à la cible.

Si l'on note $F(\tau, \tilde{\theta})$ la probabilité que l'ion sorte de la cible à l'intérieur d'un cône de demi-angle au sommet $\tilde{\theta}$ (correspondant à l'angle réel θ), la relation universelle de Sigmund $f_1(\tau, \tilde{\theta})$ vérifie :

$$F(\tau, \tilde{\theta}) = \int_0^{\tilde{\theta}} f_1(\tau, \tilde{\theta}) \tilde{\theta} d\tilde{\theta}$$

La fonction $f_1(\tau, \tilde{\theta})$ a été tabulée par Sigmund et Winterbon [SIG 74] et intégrée sur un abaque par M. Langevin pour des valeurs de τ allant de 0,1 à 1000 [LAN 81]. Pour les valeurs de τ plus

élevées, J. Héault a montré que la relation $\tilde{\theta} = \tau^{0.55}$ décrit correctement les données expérimentales [HER 88].

Ces distributions angulaires sont pour l'essentiel bien décrites par des diffusions multiples, c'est-à-dire qu'un ion projectile subit plusieurs collisions avec les noyaux écrantés de la cible. Cependant, Sigmund et Winterbon ont montré que l'on pouvait toujours définir un angle $\tilde{\theta}_R(\tau)$ au delà duquel les ions incidents subissent essentiellement une diffusion unique sans effet d'écran, c'est-à-dire, une diffusion Rutherford. Dans ce cas, la fonction f_1 s'écrit :

$$f_1(\tau, \tilde{\theta}) = \frac{\tau}{\tilde{\theta}^4}$$

Le régime est donc celui de la diffusion unique. L'élargissement qui lui est associé ne dépend plus de l'épaisseur de cible mais est totalement correlé avec la perte d'énergie (voir plus loin la relation II-28). Comme on peut le voir sur la figure II-D3, l'angle Rutherford n'est pas facile à déterminer. Nous définirons donc un angle $\theta_{//}^R$ au delà duquel la pente de distribution angulaire est plus grande ou égale à celle de la diffusion unique de type Rutherford, et un angle $\theta_{1/10}^R$ pour lesquel la distribution angulaire est égale à la distribution Rutherford à 10 % près.

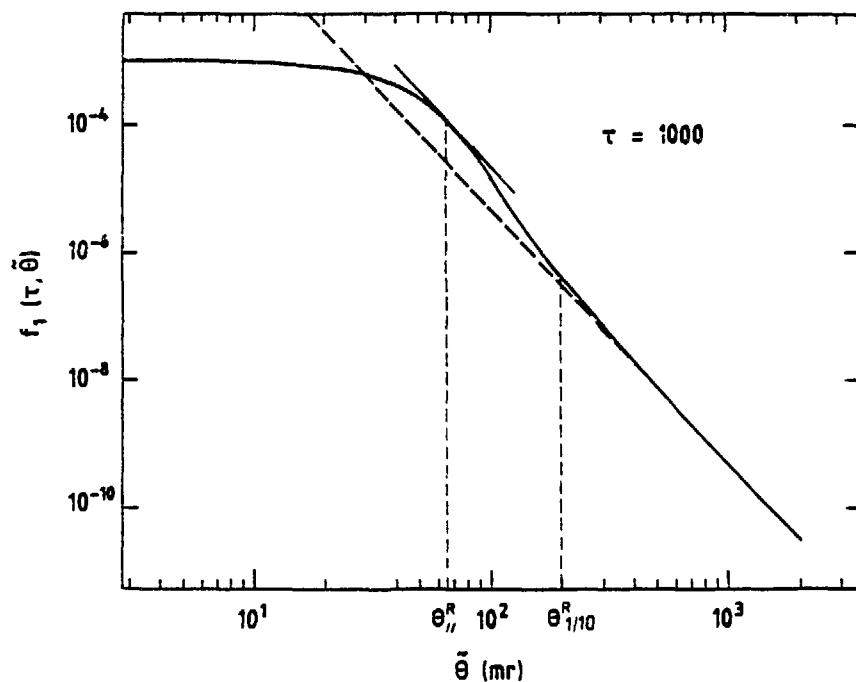


Figure II-D3 :
Détermination de l'angle Rutherford correspondant à $\tau = 1000$ (soit du carbone de 3 mg/cm^2 environ, de l'aluminium de 8 mg/cm^2 ou du plomb de 130 mg/cm^2).

Cible	τ	$\tilde{\theta}_{1/2}$ (mr)	$\theta_{1/2}$ (mr)	$\theta_{//}^R$ (mr)	$\theta_{1/10}^R$ (mr)
^{12}C	1mg/cm ²	340	19,7	0,24	0,5
	10mg/cm ²	3400	87,5	1,05	2,2
	100mg/cm ²	34004	310,7	3,74	27
^{27}Al	1mg/cm ²	123,9	10,5	0,3	0,7
	10mg/cm ²	1239,8	39,5	1,14	1,9
	100mg/cm ²	12398,4	178,4	5,1	18,7
^{58}Ni	1mg/cm ²	44,4	5,4	0,38	1
	10mg/cm ²	444,7	23	1,6	3
	100mg/cm ²	4447,2	101,5	7,16	15,5
^{197}Au	1mg/cm ²	8,33	1,73	0,43	1,1
	10mg/cm ²	83,3	8,12	2,03	5,3
	100mg/cm ²	833,32	32,43	8,1	13,7

TABLEAU II-D4 :

Caractéristiques concernant la diffusion angulaire d'un faisceau d' ^{40}Ar de 44 MeV dans quelques cibles.

τ : épaisseur réduite de la cible

$\tilde{\theta}_{1/2}$: demi-angle réduit à mi-hauteur de diffusion multiple ; exprimé en mr dans le laboratoire

$\theta_{1/2}$: demi-angle à mi-hauteur de diffusion multiple ; exprimé en mr dans le laboratoire

$\theta_{//}^R$: demi-angle au delà duquel la pente de la distribution angulaire est supérieure ou égale à celle de la diffusion Rutherford ; exprimé en mr dans le laboratoire

$\theta_{1/10}^R$: demi-angle pour lesquel la pente de la distribution angulaire est égale à celle de la diffusion Rutherford $\pm 10\%$; exprimé en mr dans le laboratoire.

Des valeurs de $\theta_{1/2}$, demi-angle de diffusion multiple, θ_{\parallel}^R et $\theta_{1/10}^R$ obtenus pour quelques cibles sont reportées dans le tableau II-D4 et appellent plusieurs remarques.

3.a1 - compte tenu de l'ouverture angulaire maximum du spectromètre LISE (~ 31 mr), nous ne pouvons pas utiliser de cibles dont l'épaisseur est supérieure à ~ 10 mg/cm² environ. Pour les épaisseurs plus grandes, la dispersion angulaire du faisceau occuperait une partie trop importante de l'ouverture de LISE, ce qui réduirait d'autant la plage angulaire sur laquelle les réactions nucléaires pourront être étudiées avec une précision angulaire suffisante. L'utilisation de masque angulaire pour éliminer le faisceau n'est en effet intéressante que dans la mesure où l'ouverture angulaire des produits de réaction à étudier est appréciablement supérieure à l'angle de diffusion multiple $\theta_{1/2}$, et de même à θ_{\parallel}^R .

3.a2 - l'examen des angles $\theta_{1/2}$ de diffusion multiple et $\theta_{1/10}^R$ évaluant une borne inférieure pour la diffusion unique montre que pour des cibles minces, l'acceptance angulaire de LISE correspond à une région de transition entre ces deux régimes de collision.

4. b - dispersion en énergie :

Lorsqu'un ion traverse une cible, les collisions de celui-ci sur les électrons des atomes cible vont le ralentir. Les fluctuations statistiques sur le nombre de collisions vont introduire une dispersion sur cette perte d'énergie. À la sortie de la cible, le faisceau a donc une énergie moyenne plus faible que l'énergie incidente (faisceau ralenti) et une dispersion (straggling en anglais) autour de cette valeur ([VAN 57], [BES 80], [SIG 85], [LEN 87], [HER 88]). Ce phénomène, dont l'amplitude dépend, pour un faisceau donné, de la nature et de l'épaisseur de la cible, est important à évaluer puisqu'il se superpose à la dispersion du faisceau incident. En effet, entre les deux dipôles de LISE, le coefficient de dispersion R_{16} est non nul. L'encombrement de l'enveloppe correspondant au faisceau ralenti dépend donc de sa dispersion en énergie et si celle-ci est trop grande, des problèmes d'acceptance peuvent se poser. De plus, la valeur de cette dispersion en énergie fixera une limite sur la rigidité magnétique et donc sur l'énergie d'excitation des produits de réaction, qu'il ne faudra pas dépasser pour faire une élimination efficace du faisceau (tri en $B\beta$). Cette rigidité limite peut être évaluée par $\frac{B\beta}{B\beta_0} \sim 1 - \delta$ où δ représente la largeur en impulsion du faisceau.

Les théories actuelles sur les fluctuations du nombre de collision sont suffisantes pour décrire correctement ces effets lorsqu'il s'agit d'ions lourds de quelques dizaines de MeV/A [HER 88], et notamment les queues de ces distributions. Nous ne cherchons ici qu'à en évaluer un ordre de grandeur et nous nous baserons uniquement sur un modèle semi-classique schématique mais qui reproduit les résultats expérimentaux à mieux que 20 % [LHO 84].

Dans ce modèle dit modèle d'électron libre, on considère le projectile comme un ion totalement épluché. Sa vitesse est supérieure à la vitesse des électrons dans la cible et l'énergie d'ionisation des atomes cible est petite devant l'énergie maximum que l'on peut transférer au cours

d'ionisation des atomes cible est petite devant l'énergie maximum que l'on peut transférer au cours d'une collision. Les fluctuations d'état de charge du projectile jouent alors un rôle négligeable sur le ralentissement. Ces hypothèses sont bien vérifiées pour les ions et les énergies du GANIL.

Dans le cadre de ce modèle, le spectre de perte d'énergie est bien décrit (valeur moyenne ΔE et largeur à mi-hauteur Ω) par les pertes inélastiques conduisant à des pertes par ionisation ou excitation des atomes cibles. Les collisions élastiques du projectile sur les noyaux cible écrantés par les électrons conduisent à des pertes négligeables sauf lorsqu'il s'agit de collisions violentes, non écrantées et uniques, c'est-à-dire, de la diffusion Rutherford. De telles collisions expliquent la présence d'une queue de faible amplitude mais longue vers les fortes pertes d'énergie ; l'angle d'émission et la perte d'énergie sont alors correlées (voir eq.II-28). Les relations décrivant le spectre total sont les suivantes :

Fluctuations sur les pertes inélastiques

$$ie \text{ largeur du spectre} : \Omega^2 = 4 \pi Z_1^2 Z_2 e^4 N_a x \quad (\text{II-27})$$

Spectre de pertes élastiques

$$T^{\text{lab}} = T_{\text{max}}^{\text{lab}} \sin^2 \frac{\theta^{\text{cm}}}{2} \quad (\text{II-28})$$

pour un choc unique

$$\text{avec } T_{\text{max}}^{\text{lab}} = \frac{4A_1 A_2}{(A_1 + A_2)^2} E^{\text{lab}}$$

$$\text{soit } \frac{T^{\text{lab}}}{E^{\text{lab}}} \sim \frac{A_1}{A_2} \theta_{\text{lab}}^2 \text{ aux petits angles}$$

où les indices 1 et 2 se réfèrent au projectile et à la cible, E représente l'énergie du projectile, θ l'angle de déflection, e la charge de l'électron et $N_a \times$ l'épaisseur de la cible en cm^{-2} . Notons que T_{max} est maximum pour $A_1 = A_2$. Le tableau II-D5 résume ces caractéristiques pour quelques cibles.

Cible		T_{\max} (MeV)	Ω (MeV)	$\frac{\Delta E}{E}$
^{12}C	1mg/cm ²	1249,7	0,159	0,25 %
	10mg/cm ²		0,504	2,49 %
	100mg/cm ²		1,594	27,21 %
^{27}Al	1mg/cm ²	1693,7	0,156	0,21 %
	10mg/cm ²		0,495	2,07 %
	100 mg/cm ²		1,564	22,01 %
^{58}Ni	1 mg/cm ²	1700,6	0,157	0,18 %
	10 mg/cm ²		0,495	1,75 %
	100 mg/cm ²		1,566	18,35 %
^{197}Au	1 mg/cm ²	987,6	0,143	0,12 %
	10 mg/cm ²		0,451	1,16 %
	100 mg/cm ²		1,428	11,82 %

TABLEAU II-D5 :

Quelques données relatives à la dispersion en énergie d'un faisceau d' ^{40}Ar de 44 MeV/A dans différentes cibles.

T_{\max} : perte d'énergie maximum au cours d'un choc. Exprimé en MeV dans le laboratoire

Ω : largeur à mi-hauteur du spectre de pertes d'énergie (queue élastique exclue)

$\frac{\Delta E}{E}$: perte d'énergie relative dans la cible

On remarque que pour une épaisseur donnée, Ω est à peu près constant. Cela provient de l'eq. (II-27), où Ω^2 peut s'écrire :

$$\Omega^2 = \text{cte} \cdot \text{épaisseur} \cdot \frac{Z_2}{A_2}$$

Les relations (II-28) nous permettent de situer la queue du spectre, provenant des chocs élastiques violents et uniques. Pour ce, il suffit de relier la perte d'énergie relative du faisceau à sa dispersion en impulsions après la cible : $\frac{T}{E^{\text{lab}}} = 2 \frac{\Delta p}{p} = 2 \delta = 2 \frac{\Delta B_0}{B_0}$. La figure II-D6 montre la

correlation entre cette perte d'énergie et l'angle d'émission, pour différentes cibles. L'évaluation de l'importance de cette perte est faite en relation avec les largeurs Ω données dans le tableau II-D5.

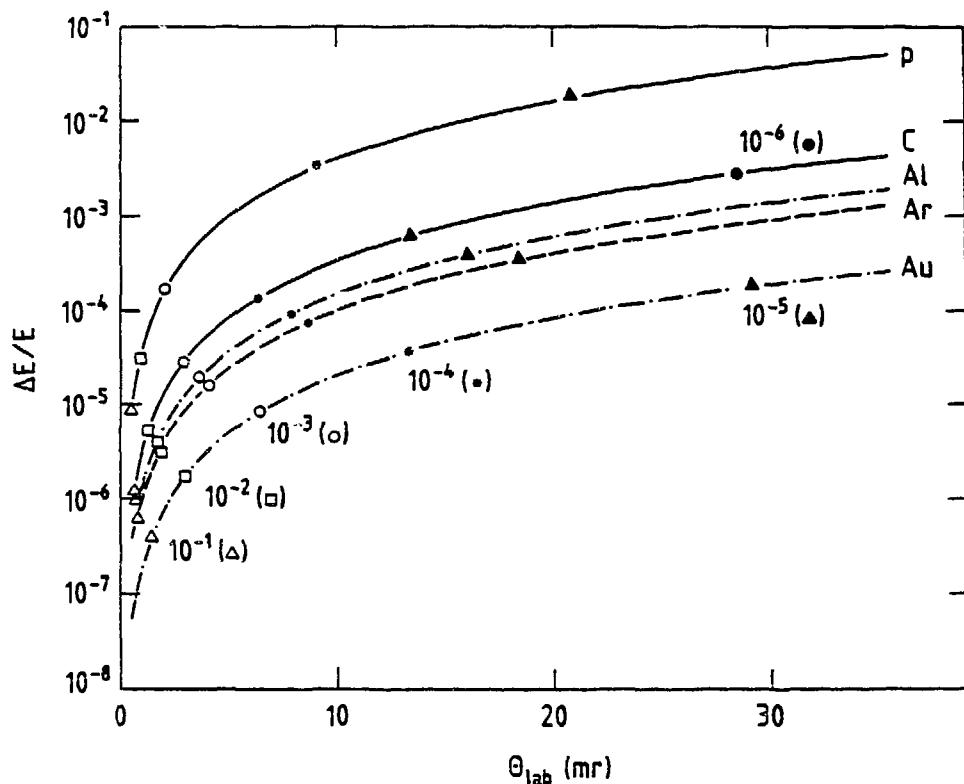


Figure. II-D6 :

Correlation entre la perte d'énergie et l'angle d'émission (chocs élastiques violents-diffusion Rutherford) pour différentes cibles et un faisceau d' ^{40}Ar de 44 MeV/A. Sur chaque courbe est noté la section efficace différentielle élastique $\frac{d\sigma}{d\theta}$ en %/mr pour des cibles d'1 mg/cm² d'épaisseur.

Pour les cibles les plus lourdes, des valeurs de quelques 10^{-5} (soit quelques $10^{-3}\%$) en $\frac{d\sigma}{d\theta}$ sont atteintes ; elles sont négligeables si l'on prend en compte la largeur initiale du faisceau et la dispersion $R_{16} \sim 2$ cm/mr obtenue dans le plan focal intermédiaire. Par contre, pour les cibles plus légères (en réaction inverse par exemple) et plus particulièrement pour les contaminants légers (p, C) des cibles, les pertes d'énergie aux petits angles conduisent à des valeurs de $\frac{d\sigma}{d\theta}$ non négligeables. Pour en évaluer quantitativement la contribution, on a fait figurer la section efficace différentielle élastique $\frac{d\sigma}{d\theta}$ en %/mr pour des cibles de 1 mg/cm² des différents éléments.

A ce phénomène de pertes d'énergie se superpose celui de straggling angulaire (déjà décrit) et un examen simultané de ces deux effets est nécessaire afin de "localiser" le faisceau dans un diagramme θ - B_p . Une telle discussion sera faite dans la conclusion de ce chapitre.

E - PERFORMANCES THEORIQUES.

La matrice de transport reliant la cible au plan focal intermédiaire que nous avons obtenue est :

$$\begin{pmatrix} -0,40 & 0 & 2,065 \\ -17,396 & -2,461 & 8,636 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

dans le plan horizontal,

$$\begin{pmatrix} -6,893 & 0 \\ 22,54 & -0,132 \end{pmatrix}$$

dans le plan vertical.

Au niveau du plan de détection, nous avons réussi à obtenir des valeurs de focales égales dans les plans horizontaux et verticaux : $R_{12} = R_{34} = -0,177 \text{ cm/mr}$. Les valeurs de $-0,3 \text{ cm/mr}$, $-0,5 \text{ cm/mr}$ et $-0,8 \text{ cm/mr}$ ont aussi été obtenues. Cependant, il n'est pas possible de les utiliser sur un domaine en $B\phi$ suffisamment grand à cause des valeurs de courant trop élevées qu'elles impliquent. Ainsi, et pour des raisons de temps disponible, nous n'avons utilisé que la focale la plus petite : $-0,177 \text{ cm/mr}$. La matrice correspondante et décrivant le plan de détection est :

$$\begin{pmatrix} 0 & -0,177 & 0 \\ 5,633 & 0,661 & -2,220 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

dans le plan horizontal et,

$$\begin{pmatrix} 0 & -0,177 \\ 5,653 & -0,168 \end{pmatrix}$$

dans le plan vertical.

On notera la valeur non nulle mais faible de la dispersion angulaire : $\sim 2 \text{ mr/}\%$.

L'ouverture angulaire théorique d'un tel système est de $+8 \text{ mr}$ en θ et de $+31 \text{ mr}$ en ϕ . Elle est limitée par la taille du premier quadrupole en vertical et celle du septième en horizontal (voir figure II-E1).

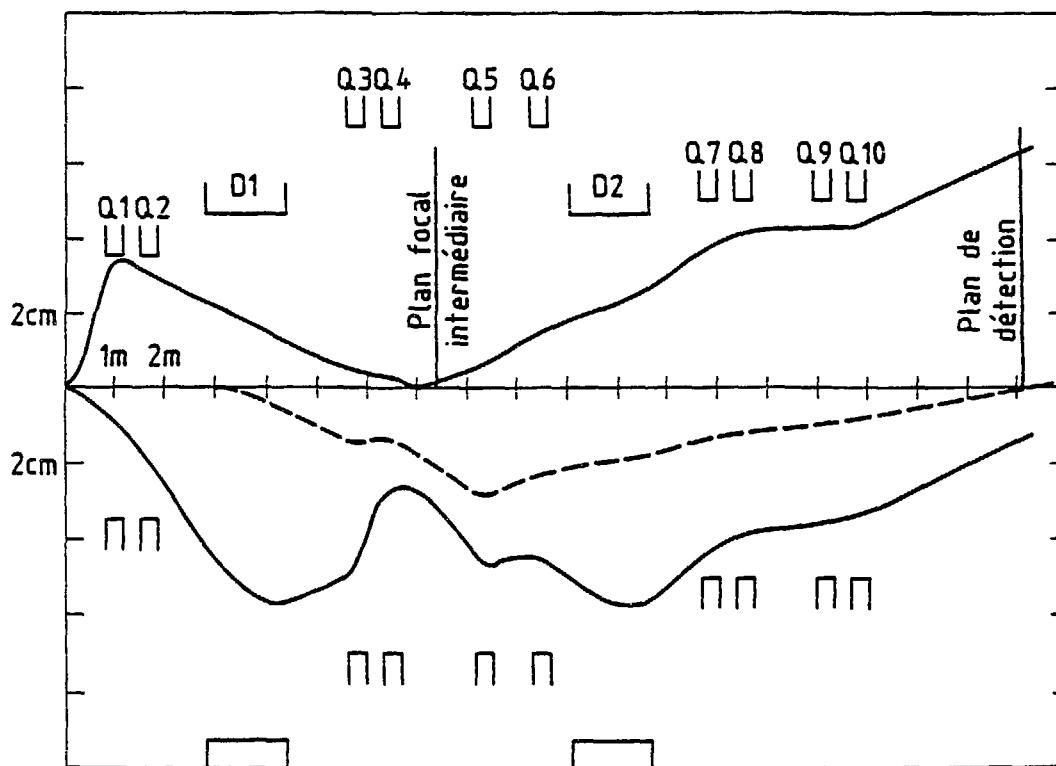


Figure II-E1 :

Enveloppe du faisceau pour $x_i = y_i = 0$. La ligne en tirets représente le terme $R_{16} \delta$ (pour cette figure, $\delta = 1,5 \text{ \%}$).

Les caractéristiques magnétiques correspondant à cette solution sont indiquées dans le tableau II-E2 :

Champ magnétique (T)		rapport du champ au champ max.	effet dans le plan horizontal
Q1	- 3,57532	0,58373	défocalisant
Q2	0	0	—
Q3	3,55974	0,59828	focalisant
Q4	- 4,77898	0,80319	défocalisant
Q5	2,90319	0,48793	focalisant
Q6	- 1,0114	0,16998	défocalisant
Q7	- 0,4042	0,09511	défocalisant
Q8	- 0,48721	0,11464	défocalisant
Q9	0	0	—
Q10	0,48745	0,11469	focalisant

TABLEAU II-E2

Valeur des champs magnétiques utilisés pour $B\rho = 2,416$ T.m, c'est-à-dire pour de $l^{40}Ar^{18+}$ à 44 MeV/A.

Cette solution est stable vis à vis d'une petite variation de ces champs magnétiques, ainsi que de la distance du détecteur à la sortie du dernier quadrupole (3,19 m).

Les propriétés du second ordre sont résumées dans le tableau II-E3. Les termes proportionnels à θ (pour les T_{1ij}) et à φ (pour les T_{3ij}) n'introduisent qu'une erreur relative sur la mesure de l'angle. Leur rôle peut donc être considéré comme négligeable sauf pour le cas de distributions angulaires faisant apparaître de petites oscillations. Les termes T_{122} , T_{144} et T_{324} représentent un écart à la linéarité et ne détériorent donc pas la résolution angulaire.

Compte-tenu des coefficients trouvés (tableau II-E3), nous sommes amenés à ne pas utiliser toute l'émittance de façon à réduire x_i et y_i à 0,1 cm environ (réduction de l'effet des termes T_{116} et T_{136}). L'acceptance en $B\rho$ de LISE sera elle aussi réduite à $\delta = 1\%$ environ à cause des termes T_{116} , T_{166} , T_{126} et T_{336} . Notons cependant que dans un système "complet", dans lequel une mesure de δ serait faite par reconstitution de trajectoire sur les événements doublement triés cette mesure permettrait d'éliminer les effets de ces termes.

T_{ijk} (en unité 10 ⁻³)	Δx_f ou Δy_f correspondant (cm)	$\Delta\theta$ ou $\Delta\varphi$ correspondant (mr)	$x_i = y_i = 0,5$ cm		$x_i = y_i = 0,1$ cm	
			$\theta_i = 3\text{mr}$; $\varphi_i = 15\text{mr}$; $\delta = 1\%$	$\theta_i = 3\text{mr}$; $\varphi_i = 20\text{mr}$; $\delta = 0,75\%$	$\theta_i = 3\text{mr}$	$\varphi_i = 20\text{mr}$
$T_{111} = (x/\lambda^2) \approx 15,4$	0,004	0,02	0,004	0,02	0,0002	0,0009
$T_{112} = (x/\kappa\delta) \approx 5,73$	0,026	0,15	0,009	0,05	0,002	0,01
$T_{116} = (x/\kappa\delta) \approx -362,4$	0,453	2,56	0,181	1,02	0,03	0,15
$T_{122} = (x/\delta^2) \approx 532,7 \cdot 10^{-3}$	0,043	0,24	0,005	0,03	0,005	0,03
$T_{126} = (x/\delta\delta) \approx 55,9$	1,258	7,1	0,168	0,95	0,126	0,71
$T_{133} = (x/y^2) \approx 124$	0,031	0,17	0,031	0,17	0,001	0,007
$T_{134} = (x/y\varphi) \approx -4,964$	0,074	0,42	0,037	0,21	0,01	0,06
$T_{144} = (x/\varphi^2) \approx -1,38 \cdot 10^{-3}$	0,0012	0,007	0,0003	0,002	0,001	0,003
$T_{166} = (x/\delta^2) \approx 67,71$	0,423	2,39	0,068	0,38	0,04	0,22
$T_{313} = (y/\kappa y) \approx -246,8$	0,062	0,35	0,062	0,35	0,002	0,011
$T_{314} = (y/\kappa\varphi) \approx -4,926$	0,074	0,42	0,037	0,21	0,01	0,06
$T_{323} = (y/\delta y) \approx -36,74$	0,165	0,93	0,055	0,31	0,011	0,06
$T_{324} = (y/\theta\varphi) \approx -701,4 \cdot 10^{-3}$	0,189	1,07	0,032	0,18	0,042	0,24
$T_{336} = (y/y\delta) \approx -702,7$	0,878	4,96	0,35	1,98	0,053	0,30
$T_{346} = (y/\theta\delta) \approx -1,323$	0,099	0,56	0,02	0,11	0,02	0,11

TABLEAU II-E3

Conformément aux conventions adoptées dans le programme TRANSPORT, ces dimensions sont des 1/2 dimensions ($\theta = 9\text{mr}$ signifie $\theta = \pm 9\text{mr}$).
Le premier cas ($x_i = y_i = 0,5\text{cm}$, $\theta_i = 9\text{mr}$, $\varphi_i = 3\text{mr}$, $\delta = 2,5\%$) est le cas limite pour lesquels les dimensions correspondent à l'acceptance LISE.

Leur rôle peut donc être considéré comme négligeable sauf pour le cas de distributions angulaires faisant apparaître de petites oscillations. Les termes T122, T144 et T324 représentent un écart à la linéarité et ne détériorent donc pas la résolution angulaire.

Compte-tenu des coefficients trouvés (tableau II-E3), nous sommes amenés à ne pas utiliser toute l'émittance de façon à réduire x_i et y_i à 0,1 cm environ (réduction de l'effet des termes T116 et T136). L'acceptance en $B\beta$ de LISE sera elle aussi réduite à $d = 1\%$ environ à cause des termes T116, T166, T126 et T336. Notons cependant que dans un système "complet", dans lequel une mesure de d serait faite par reconstitution de trajectoire sur les événements doublement triés cette mesure permettrait d'éliminer les effets de ces termes.

F - CONCLUSION

Afin de pouvoir faire des mesures d'angle très fines (de l'ordre du milliradian et sans reconstitution de trajectoire), à et autour de 0° et à proximité du $B\beta$ du faisceau (dans l'un de ses états de charge), nous proposons un nouveau mode de rejet du faisceau caractérisé par un double tri en $B\beta$ et en angle. Pour ce, nous avons adapté le spectromètre LISE du GANIL afin de le faire fonctionner en conjugaison de l'infini et de façon achromatique : $R_{11} = R_{33} = 0$ et $R_{16} = 0$. Une étude de la répartition du faisceau dans le plan θ - $B\beta$, lorsqu'il a traversé une cible, permet de justifier la méthode utilisée.

La figure II-F1 montre, dans le cas d'un faisceau d' ^{40}Ar de 44 MeV/A sur différentes cibles, la corrélation d'origine cinématique (diffusion Rutherford) entre l'angle d'émission θ et la perte d'énergie t . Cette perte d'énergie est par ailleurs reliée au rapport $\frac{B\beta}{B\beta_0}$ de la rigidité magnétique des produits observés à celui du faisceau. Comme nous l'avons déjà noté (voir II-D4), cette corrélation est d'autant plus gênante que la cible est légère. Ainsi, avec une ouverture angulaire de 30 mr, l'utilisation d'un masque unique en $B\beta$, de largeur 1,4 % soit 2,8 % en énergie (partie horizontale grisée sur la figure) permet dans le cas étudié sur la figure II-F1 d'éliminer correctement les produits de la diffusion élastique sur l'Or ou l'Aluminium, alors que la diffusion sur les protons (^1H) contaminants de la cible reste importante jusqu'à 15 mr environ, dans la gamme de $B\beta$ examinée. Les mesures à de tels angles et pour de telles rigidités magnétiques sont alors impossibles. En effet, l'échelle reportée sur la "courbe-proton" nous indique la section efficace différentielle de diffusion élastique $\frac{d\sigma}{d\theta}$ exprimée au %/mr. Elle montre qu'à ~ 10 mr, le taux de comptage dû à la diffusion élastique du faisceau sur les protons de la cible est d'environ 10^{-9} de celui du faisceau, soit 10^3 coups/s.mr pour 10^{12} particules incidentes par seconde ! (ce calcul a été effectué pour une épaisseur de $0,3 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^1H , soit une contamination par des protons de $\frac{1}{1000}$ par rapport à un e cible d'Aluminium de $8,1 \text{ mg}/\text{cm}^2$. Cette valeur de $\frac{1}{1000}$ dépend bien entendu de la nature de la cible).

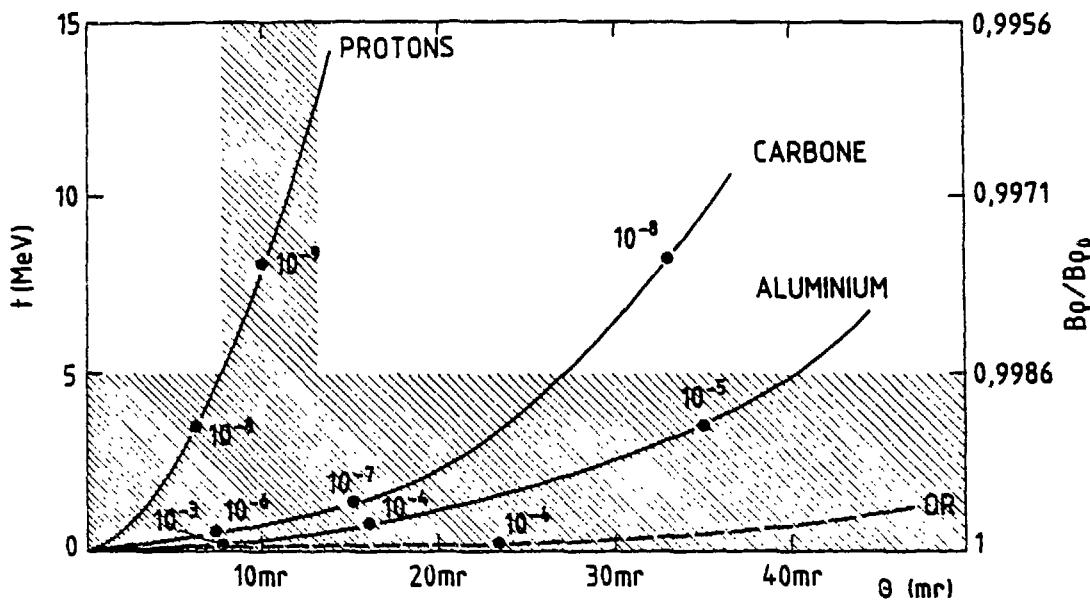


Figure II-F1 :
Correlation cinématique entre l'angle d'émission et la perte d'énergie dans la cible. Les courbes ont été calculées pour un faisceau d' ^{40}Ar à 44 MeV/A. Voir commentaires dans le texte.

L'utilisation d'un second masque, permettant d'éliminer ces angles de 7,6mr à 13mr environ (partie verticale grisée sur la figure), autorise alors des mesures à des angles inférieurs à 7mr et pour des $\frac{B_p}{B_{p_0}} > 1,4\%$. Il est important de noter que ce tri angulaire n'est possible qu'après avoir utilisé un masque en rigidité magnétique. En effet, des fentes situées à l'entrée du spectromètre pour masquer certains angles (ce qui correspondrait à la seule partie grisée verticale sur la figure) auraient été soumises à un bombardement important de particules diffusées par la cible et seraient devenues une source trop intense de fragments doublement diffusés. On voit sur l'échelle indiquée sur la "courbe-Or ou Aluminium" de la figure II-F1, que le taux de comptage "vu" par de telles fentes et par mr, est $> 10^8$ coups/s.mr!! (ces échelles ont été calculées pour une cible de 8,1 mg/cm² d'aluminium et 4,8 mg/cm² d'Or).

A cette corrélation cinématique entre l'angle d'émission et la perte d'énergie se superpose l'élargissement du faisceau en angle et en énergie. Ces deux phénomènes ont été étudiés séparément et sont indépendants, sauf en ce qui concerne les angles supérieurs à θ^R (voir II-D4). La figure II-F2 montre les différentes courbes de niveau associées à la probabilité qu'un ion sorte de la cible entre les cones de demi-angle au sommet θ et $\theta + d\theta$, et avec une perte d'énergie t . Elles sont normalisées à l'origine ($\theta = 0$ et $t = 0$). Chaque courbe de niveau est séparée de sa voisine par un facteur 10. La courbe correspondant à 10^{-14} du maximum est considérée comme la limite au delà de laquelle les effets d'élargissement ont disparu (pour 10^{12} particules incidentes par seconde, cela correspond à un taux de comptage de 10^{-2} coups par seconde). Cette distribution s'élargit lorsque la cible est plus lourde et plus épaisse. On voit sur la figure que la dispersion en énergie due à la cible peut être considérée comme négligeable pour des énergies de l'ordre de 40 MeV/A,

sauf pour les mesures inélastiques de faible énergie d'excitation et pour la diffusion sur les cibles ou contamination légères. Enfin, l'émittance typique d'un faisceau incident est indiquée en gris sur la figure II-F2. Là encore, on voit bien comment un masque angulaire permettrait d'en éliminer les effets.

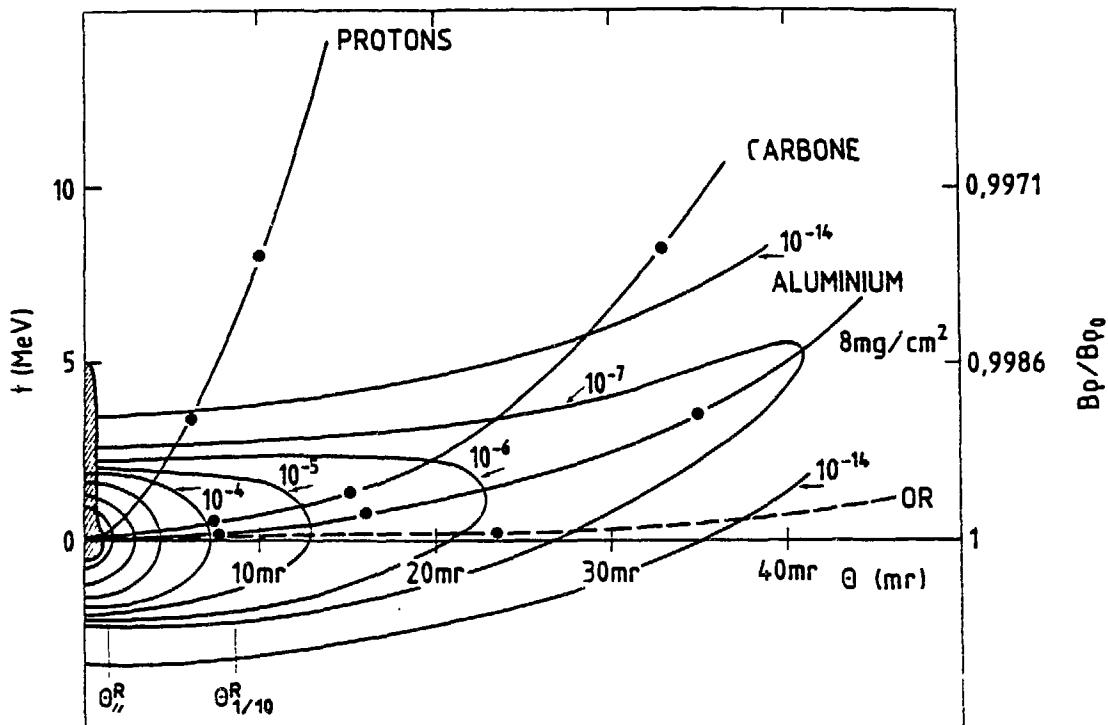


Figure II-F2 :
Répartition d'un faisceau d' ^{40}Ar à 44 MeV/A après passage dans une cible d'Al de $8,1 \text{ mg/cm}^2$.
Voir commentaires dans le texte.

Une étude des figures du type II-F1 et 2 pour différentes cibles nous a conduit à n'utiliser que des cibles minces ($> 10 \text{ mg/cm}^2$). Par ailleurs, la taille angulaire du faisceau (θ_{\max} et φ_{\max} sur la cible) doit être la plus petite possible afin de ne pas introduire une erreur trop importante sur la mesure de l'angle de réaction. Les aberrations du second ordre conduisent cependant à limiter la taille verticale y_{\max} du faisceau : un compromis entre ces deux dernières conditions sera donc nécessaire puisque $y_{\max} \cdot \varphi_{\max}$ est une constante. De plus, les aberrations conduiront à réduire autant que possible la dispersion $\delta = \frac{\Delta p}{p}$ des produits étudiés : les spectres de vitesse de ces ions seront donc échantillonnés en tranches en $B\varphi$, contigües ou non selon les besoins de l'étude. Cette contrainte est rendue nécessaire par l'absence d'un système de compensation de type sextupolaire adapté aux aberrations générantes.

**CHAPITRE III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET ANALYSE
DES RESULTATS**

Les expériences que nous avons effectuées ont donc eu lieu auprès de l'accélérateur GANIL, sur le spectromètre LISE. Seule la première (Décembre 1987) constitue l'objet de ce travail. Des premiers résultats de la seconde (Juillet 1988) seront discutés et nous montrerons comment les améliorations apportées au système de détection ont permis de lever certaines ambiguïtés*.

A - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1. - Les objectifs.

Le premier objectif de notre expérience était bien entendu de contrôler les fonctions et les performances de la nouvelle utilisation de LISE que nous proposons. Il s'agissait donc, par une série d'essais, de s'assurer de la faisabilité et de la qualité de notre méthode : vérifier les éléments de matrice dans le plan de détection, c'est-à-dire, le fonctionnement achromatique ($R_{16} = 0$), le fait que le détecteur soit dans un plan (θ, ϕ) ($R_{11} = R_{33} = 0$), et contrôler les focales théoriques horizontales et verticales du système ($R_{12} = R_{34} = -0,177 \text{ cm/mr}$) ; s'assurer enfin de l'efficacité de la sélection en B_p d'une part, et de celle d'un masque angulaire, d'autre part. Ainsi, il était nécessaire d'acquérir une certaine maîtrise de l'instrument afin de le faire fonctionner dans des "conditions extrêmes" B/B_0 le plus voisin de 1 possible.

D'autre part, il était important d'obtenir des distributions angulaires de fragments de réaction, afin si possible, de mettre en évidence des phénomènes nouveaux et dans tous les cas, montrer l'intérêt d'un tel instrument pour des études de physique.

2. - Les moyens.

2. a - le faisceau

Compte-tenu de nos objectifs, la nature du faisceau nous importait peu, pourvu que son énergie soit suffisante pour qu'il y ait une concentration des produits de réaction autour de 0° . Nous avons obtenu de l' ^{40}Ar $^{16+}$ à 44 MeV/A.

A cette énergie, l'état de charge le plus probable est le 18^+ . En fonction de la nature et de l'épaisseur des cibles utilisées, nous avions donc une répartition des états de charge différente (voir figure III-A1), et il a fallu en tenir compte afin de pouvoir garder des taux de comptage raisonnable. De plus, dans la partie du dépouillement concernant les distributions angulaires, cela posera un problème de normalisation. Notons ici, que pour la seconde expérience, ces difficultés

* M.M. P. Roussel, R. Anne, M. Bernas, Y. Blumenfeld, F. Clapier, H. Gauvin, J. Héault, J.C. Jacmart, A. Latimier, P. Lelong, F. Pougheon, J.L. Sida, C. Stéphan et T. Suomijarvi ont participé à l'une et/ou l'autre des expériences.

ne se sont pas posées puisque nous disposions d'un faisceau d' $^{40}\text{Ar}^{18+}$ (épluchage du 16^+ dans une cible de carbone de $800 \mu\text{g/cm}^2$) à la même énergie.

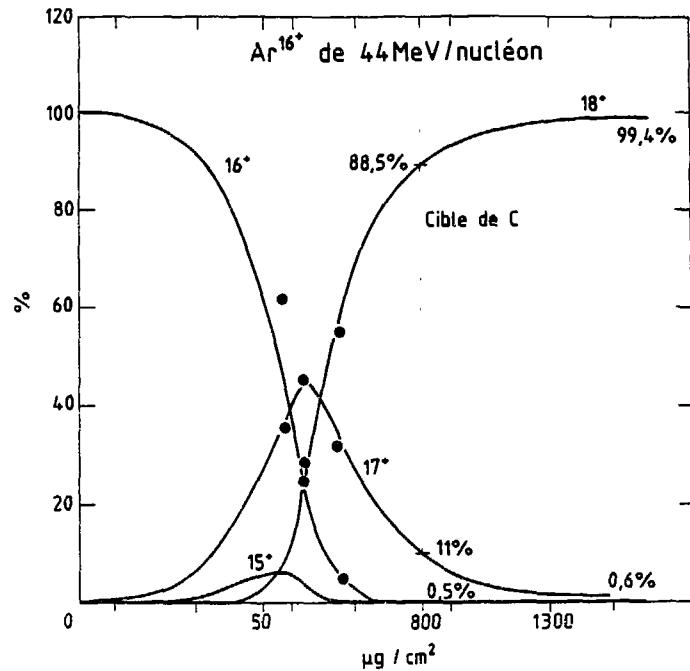


Figure III-A1 :
Répartition des états de charge de l'Ar à 44 MeV/A en fonction de l'épaisseur d'une cible de carbone pour un faisceau incident 16^+ [ROZ 89].

Les faisceaux délivrés par le GANIL sont partagés entre deux utilisateurs. Nous avons travaillé en auxiliaires c'est-à-dire que sur 100 secondes, nous n'en utilisions que 10. Ce mode de fonctionnement nous a privé de la maîtrise de la faisceaulogie en amont de LISE et nous verrons par la suite que cela a été le principal problème auquel nous avons été confrontés. Cependant, le travail en temps partagé nous a permis d'utiliser au mieux le faisceau : pendant les 90 secondes réservées à l'utilisateur principal, nous disposions de temps pour optimiser nos réglages. L'émittance que nous avons obtenue était de $0,5 \pi \text{ mm.mr}$ en horizontal répartis en $x_{\text{max}} = 0,5 \text{ mm}$ et $\theta_{\text{max}} = 1 \text{ mr}$, et $1 \pi \text{ mm.mr}$ en vertical répartis en $y_{\text{max}} = 0,7 \text{ mm}$ et $\phi_{\text{max}} = 1,4 \text{ mr}$. Cette répartition de l'émittance était favorable à des mesures fines. Cependant, nous n'avions obtenu que 5 heures de faisceau au total, ce qui nous a contraint à limiter le nombre de ces mesures.

Lors de la seconde expérience, le partage de faisceau était mieux adapté à nos objectifs puisque d'une part, nous avons pu utiliser 40 % du faisceau, et d'autre part, nous avons pu mieux contrôler la faisceauologie. Ce dernier point a néanmoins constitué un problème compte tenu de la qualité et de la nécessaire stabilité du faisceau dont nous avions besoin. Enfin, les 27 heures de faisceau qui nous ont été attribuées nous ont permis d'améliorer et d'approfondir les résultats obtenus lors de la première expérience.

2 b - les cibles :

Le choix des cibles a été guidé par plusieurs considérations. D'une part, afin de pouvoir "explorer" la physique des petits angles, nous avons cherché à utiliser un large éventail de cibles pour pouvoir étudier différents mécanismes de réaction : réactions directes, réactions inverses, grands et petits angles d'effleurement, grands et petits moments angulaires transférés, etc... D'autre part, nous avons vu que les cibles utilisées ne doivent pas être trop épaisses pour que les effets de diffusion multiple n'y soient pas trop importants. C'est cependant cet effet que nous avons utilisé pour faire nos étalonnages angulaires. Une cible "épaisse" était donc au moins nécessaire.

La liste des cibles que nous avons utilisées, ainsi que leurs différentes caractéristiques se trouvent dans le tableau III-A2.

nature de la cible	épaisseur (mg/cm ²)	$\theta_{1/2}^{\text{lab}}$ (mr)	θ_R (mr)	$\theta_{\text{gr}}^{\text{lab}}$ (mr)	$\frac{2,4049}{l_{\text{gr}}}$ CM Lab	l_{gr}	$\frac{\Delta E}{E}$ %
Carbone	0,037 15,35 53,97	0,03 1,33 2,66	0,18 10,35 >24	12,2	24,8 5,7	97	0,01 3,82 13,88
Aluminium	0,193	0,1	1,01	23,6	12,7 5,1	190	0,04
Nickel	0,9	0,35	2,26	45	7,7 4,5	314	0,16
Or	0,448 0,864 5,5	0,25 0,39 1,37	>0,8 2,62 8,74	102,9	4,4 3,6	547	0,05 0,1 0,64

Tableau III-A2
Quelques grandeurs caractéristiques des cibles utilisées.

$\theta_{1/2}^{\text{lab}}$: demi-angle à mi-hauteur de diffusion multiple (mr)

θ_R : angle pour lequel la distribution angulaire de diffusion multiple est égale à celle de la diffusion Rutherford (collision unique) à 10 % près.

θ_{gr} : angle d'effleurement (mr)

l_{gr} : moment angulaire d'effleurement

$\frac{2,4049}{l_{\text{gr}}}$: angle minimum pour lequel un polynome de Legendre s'annule (premier zéro de $P_1(\cos\theta)$).

$\frac{\Delta E}{E}$: perte d'énergie relative du faisceau dans la cible.

Rappelons que le premier 0 des polynomes de Legendre donne une évaluation de la taille de la plus petite structure angulaire ayant un sens physique. La plus petite valeur correspondant à nos cibles est de ~ 3 mr pour l'Or. Cette valeur est à comparer à la divergence angulaire du faisceau qui est de 1.4 mr en φ . Il ne devrait donc pas y avoir, en principe, de problème pour l'observation précise des structures angulaires.

2. c - équipement de la ligne - système de détection :

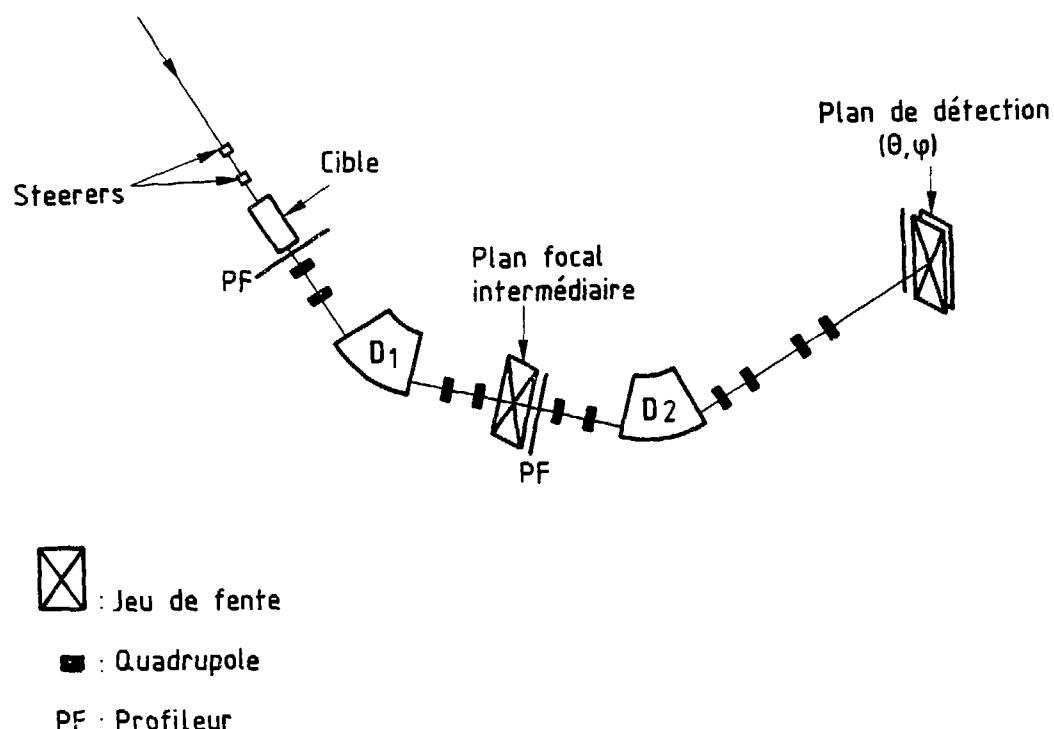


Figure. III-A3 :
Vue d'ensemble de la ligne LISE telle qu'elle a été utilisée lors de nos expériences

Afin d'avoir un diagnostic du faisceau tout au long de son transport, la ligne LISE est équipée de plusieurs profileurs (voir fig.III-A3). En fonction des taux de comptage attendus, on peut utiliser des profileurs à gaz (de 10^2 à quelques 10^8 particules par seconde et par fil) ou bien des profileurs à émission secondaire (de quelques 10^8 à quelques 10^{11} particules par seconde). Cette description des profileurs sera complétée dans la suite de ce paragraphe (pour plus de détails, voir [ANN 85]). Ils sont escamotables et sont reliés à un microordinateur d'acquisition qui leur est propre. Le plan focal intermédiaire est équipé d'un jeu de fentes permettant de sélectionner une plage en B_p . Deux steerers situés en amont de la cible permettent de contrôler le déplacement du

faisceau sur la cible. Cependant, leur emplacement ne permet pas d'en découpler la position et l'angle : un déplacement s'accompagne nécessairement d'un décalage angulaire que l'on peut calculer à partir des matrices qui relient ces steerers à la cible :

$$\begin{pmatrix} -0,08255 & 0,09254 \\ -11,3377 & 0,59545 \end{pmatrix} \quad \text{pour le plan horizontal du steerer horizontal,}$$

et $\begin{pmatrix} -1,95062 & 0,21133 \\ -13,36473 & 0,93529 \end{pmatrix} \quad \text{pour le plan vertical du steerer vertical.}$

Une correction C2 située dans le second dipole permet de dissymétriser les champs lorsqu'un ralentisseur est placé dans le plan focal intermédiaire [ANN87]. Nous nous en sommes servi afin de déplacer le faisceau dans le plan horizontal. Enfin, un steerer vertical DC41VE situé après le second dipole permet de déplacer verticalement le faisceau sur le détecteur.

Notre système de détection était, quant à lui, constitué d'un profileur GANIL à gaz permettant de visualiser rapidement en horizontal (θ) et en vertical (ϕ) le profil angulaire des éjectiles. Il est constitué de deux plans de fils séparés par 1 mm en horizontal et par 1,5 mm en vertical, soit une résolution meilleure que 0,5 mr en θ et 0,8 mr en ϕ . Cependant, une mesure en θ intègre tous les ϕ et une mesure en ϕ intègre tous les θ . De plus, nous avons vu que sa sensibilité (de 10^2 à quelques 10^8 particules par seconde et par fil) ne permet de détecter que des courants moyens. Il n'a donc pas été utilisé comme un outil de détection mais comme un test permettant de contrôler en ligne les distributions angulaires du faisceau diffusé ou d'une partie importante de celui-ci. Il était situé à 58 cm en amont du plan de détection (celui pour lequel $R_{16} = 0$, $R_{11} = R_{33} = 0$). Son diamètre de 100 mm ne permet alors de voir que des angles compris entre - 27 mr et + 27 mr environ. Le profileur était donc escamoté après chacune de ses utilisations.

Nous disposions ensuite (31 cm en aval du profileur) de fentes horizontales et verticales, qui jouaient le rôle de masque angulaire. Enfin, située dans le plan de détection, une mosaïque de huit télescopes E-DE servait d'une part à identifier les produits de réaction (le faisceau GANIL étant pulsé, nous disposions aussi d'une mesure du temps de vol entre la H.F et la mosaïque), et d'autre part, à obtenir une distribution angulaire : le plan de détection étant un plan (θ, ϕ), la position du télescope touché donne directement l'angle d'émission (voir fig.III-A4 et tableau III-A5). Cette mosaïque était composée de huit jonctions carrés DE de 300 μm d'épaisseur et de quatre jonctions E rectangulaires de 2 mm d'épaisseur, chacune d'elles couvrant deux jonctions DE. Nous ne disposerons donc que de huit points dans nos distributions angulaires : il est en effet impossible de localiser un ion à l'intérieur d'une jonction. Afin de palier à cet inconvénient, nous avons utilisé dans la seconde expérience, un compteur à plaques parallèles X-Y de résolution 0,3 mm dans chaque plan. Il était situé juste en amont de la mosaïque et permettait ainsi d'obtenir des

distributions angulaires continues par morceaux (puisque les jonctions étaient nécessaires pour identifier les ions). La jonction située en bas à gauche de la mosaïque, faisceau dans le dos (voir. fig.III-A4) était centrée sur l'axe optique du système et donc sur la trajectoire de référence (celle du faisceau). Les dimensions réelles (en mm) et angulaires (en mr) de la mosaïque sont indiquées sur la figure III-A4. Le tableau III-A5 donne l'angle moyen correspondant à chacune des jonctions.

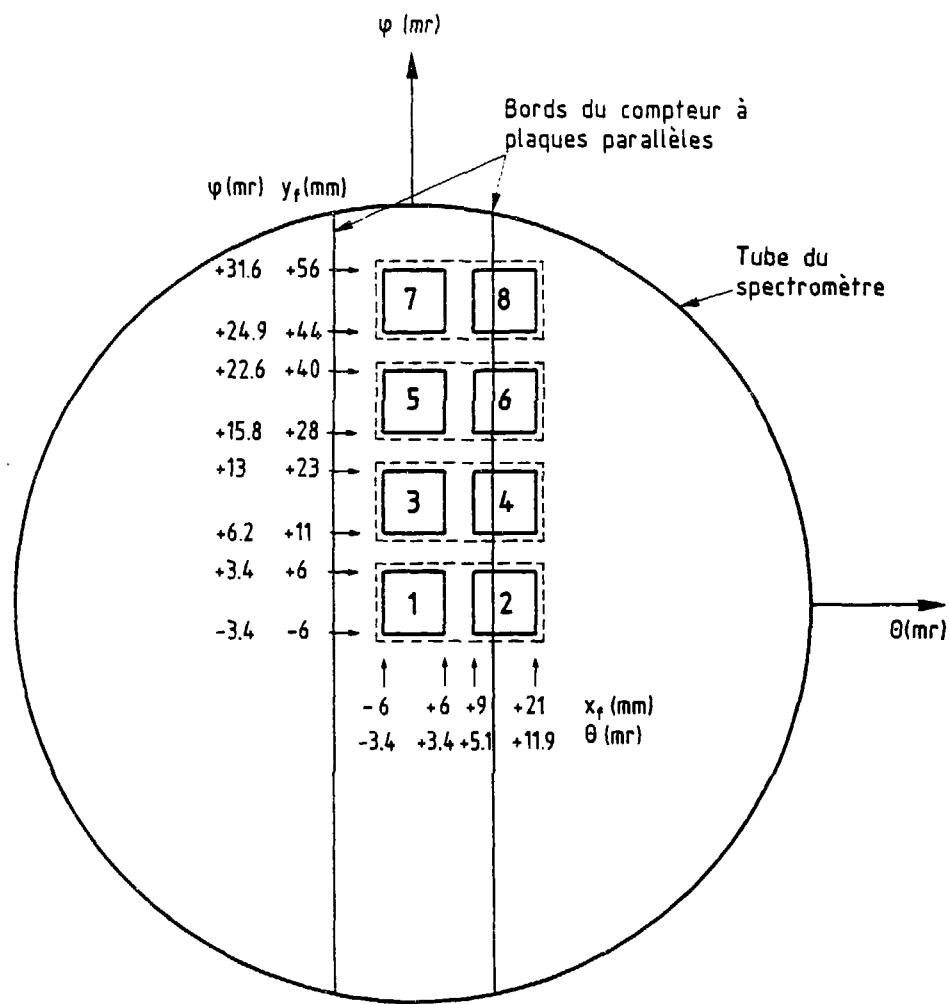


Figure III-A4 :

La mosaïque de jonctions et sa position (faisceau dans le dos). Chaque carré correspond à une jonction ΔE . Les rectangles en pointillés représentent les jonctions E qui se situent derrière. Les valeurs des angles ont été calculées avec les valeurs théoriques $|R_{12}|=|R_{34}|=0,177 \text{ cm/mr}$.

Numéros de jonction	1	2	3	4	5	6	7	8
Angle moyen (mr) $\sqrt{\theta^2 + \phi^2}$	0	8,47	9,6	12,81	19,21	21	28,27	29,51

TABLEAU III-A5 :

Valeurs des angles moyens correspondant aux jonctions DE de la mosaïque. Ces angles ont été calculés à partir d'une focale théorique : $|R_{12}| = |R_{34}| = 0,177 \text{ cm/mr}$.

2 d - électronique d'acquisition :

Le système d'acquisition que nous avons utilisé était composé de deux parties distinctes et indépendantes. Le profileur situé devant les fentes de détection était relié à un microordinateur qui permettait d'en mémoriser les données sur disquettes. Ce système a été mis au point par le GANIL.

Le schéma d'électronique que nous avons utilisé pour les événements traités par la mosaïque est illustré sur la figure III-A6

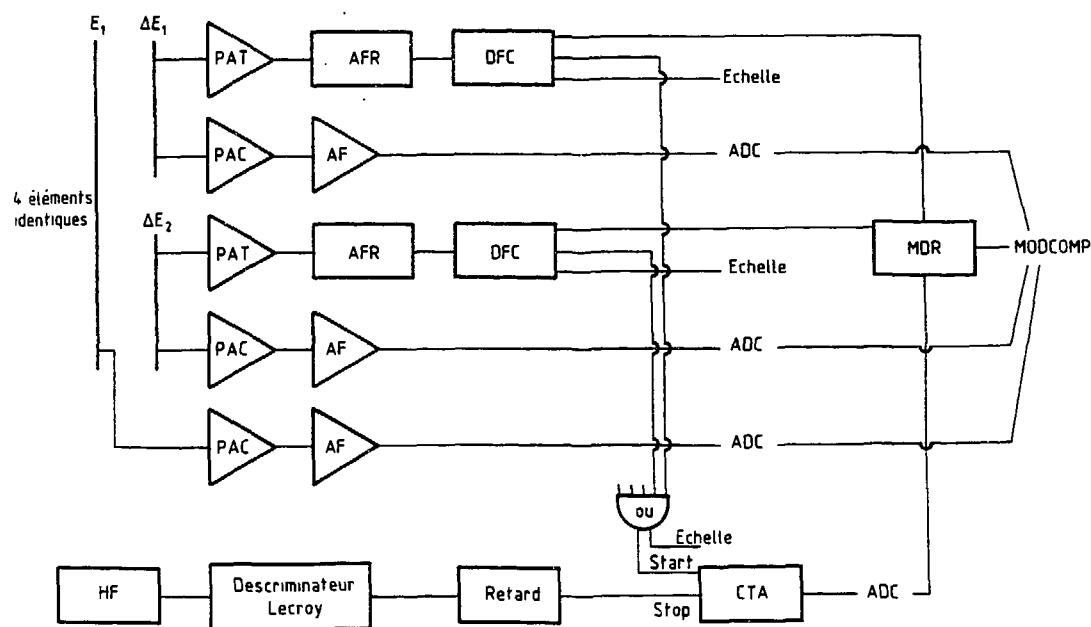


Figure III-A6 :

Electronique d'acquisition (Décembre 1987). Le compteur à plaques parallèles de la seconde expérience n'est pas représenté sur ce schéma.

La mesure du temps de vol se fait par l'intermédiaire d'une voie rapide. Le signal délivré par une jonction DE est amplifié par un préamplificateur de temps (PAT) puis par un amplificateur filtre rapide (AFR). Il est ensuite transformé par un discriminateur à fraction constante (DFC) en un signal logique qui constituera le signal "start" d'un convertisseur temps-amplitude (CTA). La fin de conversion, signal "stop" du CTA, est délivrée par un signal machine (signal HF) mis en forme par un discriminateur de type Lecroy.

Les signaux des détecteurs DE et E sont, quant à eux, traités par l'intermédiaire d'une voie linéaire. Un préamplificateur de charge (PAC) puis un amplificateur filtre linéaire mettent en forme le signal. Il est ensuite codé sur 2048 canaux par un codeur analogique - digital (ADC) qui est géré par du CAMAC.

Des voies logiques servent ensuite à décider si l'événement doit être traité et à l'étiqueter pour l'identifier (ici, l'étiquette sera le numéro de la jonction DE touchée). La gestion de ces voies est effectuée par un "configurateur" qui était constitué par un module de décision rapide (MDR). Chaque fois qu'une jonction DE est touchée, il autorise le codage des huit voies DE, des quatre voies E et de la voie temps. L'événement est alors écrit sur bande par l'intermédiaire d'un ordinateur MODCOMP. Il servait aussi à visualiser en ligne des spectres. L'écriture sur bande était cependant prioritaire.

Le principe de l'acquisition de la seconde expérience était le même pour la mosaïque. Les signaux cathode du compteur à plaques parallèles donnaient une mesure de la position X-Y (c'est-à-dire, $\theta - \phi$), pour les ions identifiés (ayant touché la mosaïque), comme pour les autres. La sortie rapide du compteur (anode) permettait par ailleurs d'obtenir un second temps de vol. Le déclenchement du codage était autorisé par un OU sur le compteur (anode) et une des jonctions de la mosaïque.

3. - Déroulement de l'expérience.

3.a - centrage du faisceau :

Le centrage du faisceau est une opération importante et délicate. C'est elle qui va déterminer le 0 angulaire et de la qualité de sa détermination dépend la précision avec laquelle on pourra attribuer une valeur à un angle. Notons de plus que la stabilité du faisceau est un facteur important à prendre en compte. Dans la pratique, le centrage du faisceau devra être fait périodiquement pendant l'expérience, afin de s'assurer que le 0 angulaire reste bien inchangé.

Le profileur PR22 situé juste après la cible, permet de contrôler la position d'arrivée du faisceau sur celle-ci. Les corrections sont apportées avec les deux steerers placés avant la cible. L'angle 0 est alors déterminé par la position d'arrivée du faisceau sur la mosaïque. Cependant,

celui-ci est trop intense ($>10^9$ particules par seconde) pour pouvoir être supporté par les jonctions (1000 coups par seconde au maximum). Nous avons donc choisi d'utiliser l'état de charge 15^+ du faisceau issu de la cible de nickel. Notons ici que le taux de comptage dépendait fortement du choix de la cible compte-tenu de la répartition des états de charge (voir fig.III-A1). Le 0 est alors trouvé lorsque les courants dans la correction C2 du second dipôle et dans le steerer vertical DC41VE sont tels que la jonction n°1 ait un taux de comptage maximum.

LISE n'ayant pas été conçue pour faire des distributions angulaires, nous n'avons aucun moyen de contrôler l'angle d'arrivée du faisceau sur la cible, d'autant plus que les deux steerers situés en amont de la cible ne permettent pas de découpler l'angle et la position du faisceau incident sur la cible.

3. b - vérification des éléments de matrice :

L'état de charge 15^+ issu de la cible nous a permis de vérifier les éléments de la matrice reliant la cible au plan de détection. Le profileur situé devant le plan de détection a été utilisé pour faire ces mesures.

3 . b-1- achromatisme : $R16 = 0$:

Lorsque l'on change légèrement le champ magnétique des dipôles, le $B\varphi$ des particules sélectionnées (ici, l'état de charge 15^+) restant identique, l'image sur le plan de détection ne doit pas se déplacer si le système est achromatique.

3. b-2 - fonctionnement quasi-télescopique :

Pour vérifier que le plan de détection est un plan (θ, φ) , il faut déplacer en position seulement, le faisceau sur la cible et s'assurer que l'image ne bouge pas. Les steerers situés avant la cible ne permettant pas un tel déplacement, la mesure devra être corrigée par des calculs afin de tenir compte du non découplage position-angle du faisceau sur la cible.

3. b-3 - contrôle des focales-étalonnage :

Enfin, il fallait faire un étalonnage de l'instrument, c'est-à-dire, s'assurer que les valeurs réelles des focales horizontales et verticales étaient les valeurs théoriques : $R_{12} = R_{34} = -0,177$ cm/mr. Pour ce, il nous fallait un objet de "taille angulaire" bien connue. La valeur du demi-angle de diffusion multiple dans la cible étant assez bien prévue par la théorie et bien décrit par des formules semi-empiriques (voir chapitre II), c'est ce phénomène qui nous a servi de référence.

3. c - les distributions angulaires :

Après s'être assuré que l'instrument fonctionnait de façon satisfaisante, nous avons cherché à obtenir des distributions angulaires. Comme nous l'avons déjà vu, les termes du second ordre nous ont contraint à réduire l'acceptance en B_p de LISE à $\pm 1\%$ environ. Nous pouvions alors rechercher un phénomène précis à étudier, dans une gamme en énergie donnée, et échantillonner son spectre en énergie en différentes plages de $\pm 1\%$ se chevauchant entre elles.

Compte tenu du temps disponible, nous avons préféré échantillonner en quelques plages disjointes les spectres de vitesse des principaux ions détectés. Nous avons obtenu des distributions angulaires pour chacune de ces plages .

L'analyse des résultats s'est déroulée en deux étapes. Nous avons vu que les événements associés au profileur et ceux associés à la mosaïque étaient acquis et sauvegardés séparément : les premiers étaient traités par un microordinateur. Ils nous ont permis d'avoir une bonne précision angulaire, tout en autorisant une analyse rapide des spectres pendant l'expérience. Cette analyse devait nous permettre de chiffrer les performances de l'instrument par un étalonnage rapide des focales ; cependant, le compteur ne permettait de mesurer que des courants moyens. Les seconds types d'événements associés à la mosaïque, étaient codés sur bande. Leur analyse hors ligne a permis d'extraire des distributions angulaires (en huit points) seulement, d'ions correctement identifiés ; elle a aussi mis en évidence la présence de phénomènes parasites et de quelques ambiguïtés dans les résultats obtenus. Ces deux étapes constitueront les deux volets de la suite de ce chapitre.

Lors de la seconde expérience, l'utilisation du compteur à plaques parallèles nous a fait bénéficier de la souplesse d'une analyse rapide des distributions angulaires pendant l'expérience ainsi que de la précision et de la finesse d'une analyse de données écrites sur bande. Il permettait en outre d'accéder à des mesures événements par événements par opposition à une mesure de courant.

B - RESULTATS ET DISCUSSION.

B. 1 - PERFORMANCES DE L'INSTRUMENT

1. - Etalonnage de LISE

L'étalonnage de LISE a été effectué avec le profileur à gaz situé devant le plan de détection et obtenu avec l'état de charge 15^+ issu de la cible de nickel. Son intensité était de 5 % de l'état de charge le plus probable (le 18^+), soit 10 nA environ. L'évolution de la forme et de la position du pic représentant sa distribution angulaire a été étudiée en fonction de la tension appliquée au profileur. Nous en avons conclu que la plage d'utilisation s'étendait d'une tension

allant de 50 Volts à 200 Volts, pour un faisceau d' ^{40}Ar à 44 MeV/A. En effet, dans cette gamme de tension, nous n'avons pas observé de distorsion ou de saturation dans la forme du signal.

Dans la limite de la précision du profileur, nous avons pu vérifier l'achromatisme ($R_{16} = 0$) de la nouvelle utilisation de LISE. Son fonctionnement "quasi-télescopique" ($R_{11}=R_{33}=0$) n'a pu être vérifié de façon absolue avec les deux steerers situés en amont de la cible (voir fig.III-A3). Ils nous ont cependant permis de constater qu'il semblait conforme aux prévisions théoriques. Les autres résultats que nous allons maintenant décrire, nous en ont ensuite donné confirmation.

L'étalonnage des focales a été effectué, dans un premier temps, à l'aide de deux cibles : le carbone de 53.97 mg/cm^2 et l'Or de 5.5 mg/cm^2 (voir tableau III-A2). La figure III-B1 montre les distributions angulaires ainsi obtenues pour chacune des deux cibles et les résultats de leur analyse se trouvent résumés dans le tableau III-B2.

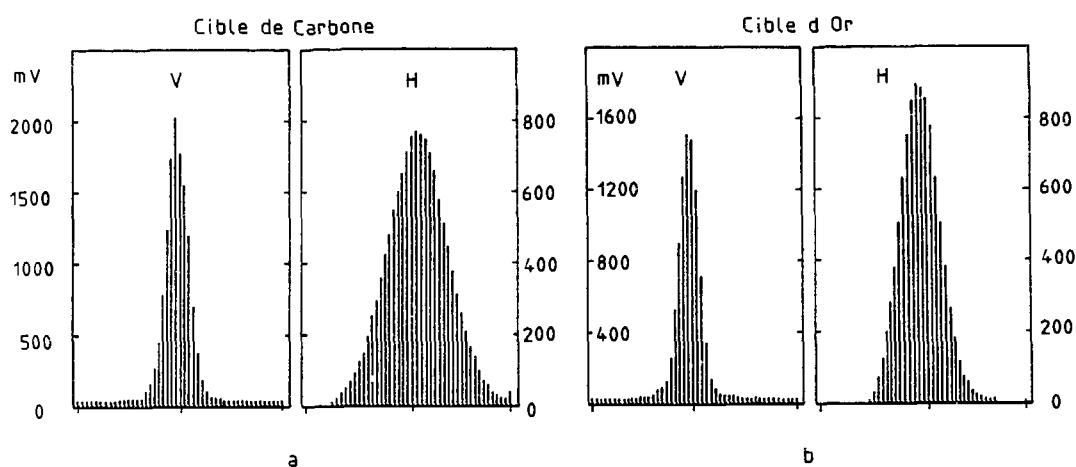


Figure III-B1 :
Spectres d'étalonnage de LISE obtenus dans les plans horizontaux (H) et verticaux (V).
Les résultats trouvés sont indiqués dans le tableau III-B2.

Horizontal (θ) 1mm/fil		Vertical (ϕ) 1.5mm/fil		
largeur totale théorique(mr)	largeur totale en fil	focale R_{12} (mm/mr)	largeur totale en fil	focale R_3 (mm/mr)
Carbone 53.97 mg/cm^2	5.34	15 ± 1	2.8 ± 0.19	6 ± 1
Or 5.5 mg/cm^2	2.74	10 ± 1	3.64 ± 0.36	5 ± 1

TABLEAU III-B-2 :

Résultats des étalonnages de LISE obtenus en utilisant la diffusion multiple dans une cible.
 R_{12} et R_3 sont à comparer avec les valeurs théoriques 1,77 mm/mr.

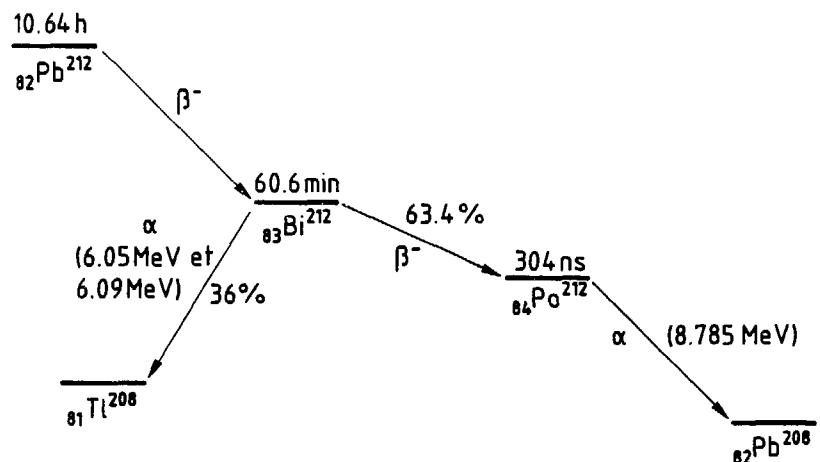
Ces résultats appellent plusieurs remarques. D'une part, les focales trouvées pour chacune des deux cibles sont différentes et d'autre part, les résultats théoriques ne sont pas retrouvés puisque les focales horizontales et verticales sont différentes et que leurs valeurs vont jusqu'à présenter un écart de 50 % environ avec la valeur attendue. De tels écarts ne peuvent être expliqués par une instabilité des solutions ni par une erreur sur l'estimation de la largeur de diffusion multiple : les systématiques de ces largeurs présentent un écart type de $\pm 7,5\%$ [HER88]. L'écart à l'isotropie des mesures (largeurs différentes dans les plans horizontaux et verticaux) ne semble pas pouvoir être expliqué par une dissymétrie du faisceau incident et de son émittance. Bien que la diffusion multiple soit isotrope, les valeurs annoncées de l'émittance ne permettent pas une telle différence. De plus, même si l'on fait l'hypothèse d'erreurs dans les systématiques des largeurs de diffusion multiple, elles ne peuvent provenir que d'une erreur sur les étalonnages. Les rapports de ces largeurs entre différentes cibles sont donc néanmoins corrects et ces erreurs ne pourraient pas expliquer les différences de focales observées avec chacune de nos cibles. Enfin, notons que la largeur de diffusion multiple dans le carbone est proche de l'acceptance de LISE dans le plan horizontal. Cela pourrait nous conduire à mal évaluer la focale R_{12} .

Nos étalonnages auraient donc nécessité une meilleure maîtrise de la mesure de l'émittance du faisceau, un bon contrôle de sa stabilité ainsi qu'un objet de taille angulaire plus petite et plus précise.

Afin de définir de façon non ambiguë des angles, nous avons donc placé une mire carrée de 5 mm de côté à 600 mm en aval de la cible. Un angle de 16,7 mr, correspondant à l'angle sous lequel sont vus, depuis la cible, deux côtés opposés de la mire, était donc défini indépendamment du faisceau et de son émittance. Cependant, la diffusion du faisceau sur les bords de la mire a rendue l'image obtenue sur le profileur inexploitable. Un tri sur le temps de vol de ces produits aurait été nécessaire : les ions diffusés sur la mire sont en effet ralentis, et leur temps de vol est donc plus long. En les éliminant, on élimine tous les événements pour lesquels la mire peut être considérée comme une source secondaire. Le profileur utilisé ne permettait pas un tel tri. Cette méthode n'a donc pas pu améliorer la détermination des focales.

Dans la seconde expérience, le compteur X-Y à plaques parallèles situé dans le plan de détection nous a permis d'une part de détecter les ions dans toute l'acceptance angulaire de LISE, et d'autre part, d'obtenir des distributions angulaires continues. De plus, il permettait de compter les ions un par un et donc d'accéder à des taux de comptage très faible, alors que le profileur ne fonctionnait qu'à partir de 100 coups par seconde environ. Par ailleurs, une autre mire a été utilisée (voir figure III-B3).

Un premier étalonnage a été effectué à l'aide d'une source de $^{82}\text{Pb}^{212}$ produisant, selon le schéma ci-dessous, des α de 8.785 MeV avec une période de 10.64 heures.



Shéma de désintégration du $^{82}\text{Pb}^{212}$

L'avantage d'une source est qu'elle émet de façon isotrope et que les conditions d'émission ne varient pas dans le temps (contrairement à un faisceau qui peut-être plus instable). Cependant, malgré sa forte activité ($10 \mu\text{Curies}$), le trop faible rapport signal sur bruit que nous avions ne nous a pas permis de la collimater afin d'avoir une source ponctuelle. Ce faible rapport provenait sans doute d'une contamination des tubes du spectromètre. De plus, la faible énergie des α émis a nécessité de très faibles courants dans les éléments magnétiques de LISE ; leur fiabilité n'était donc pas suffisante. Ces mesures ne nous ont pas permis de mener à bien ces étalonnages.

La mire a donc été utilisée avec le faisceau. Une meilleure précision a ainsi été obtenue. On voit sur la figure III-B3, la mire et son image dans le plan de détection.

Cette image a été obtenue en effectuant un tri sur le temps de vol. Nous avons ainsi pu déduire les focales suivantes :

$$|R_{12}| = 0,18 \text{ cm/mr} \quad ; \quad |R_{34}| = 0,14 \text{ cm/mr}.$$

Ces résultats sont très différents de ceux obtenus lors de la première expérience. La dissymétrie entre les plans horizontaux et verticaux subsiste mais atténuée. Nous n'avons pas pu apporter de réponse à ces problèmes. Cependant, les résultats obtenus avec la mire ne reposent sur aucune hypothèse ni calcul. Ils sont donc sans aucune ambiguïté : ils montrent clairement que LISE peut fonctionner en "quasi-télescope". D'ailleurs, on peut voir sur la figure III-B3 l'aberration du troisième ordre dite "en diabolo" : les fentes de la mire ont une image légèrement parabolique au lieu d'être droite. A partir de cette image, nous avons pu mesurer cet effet :

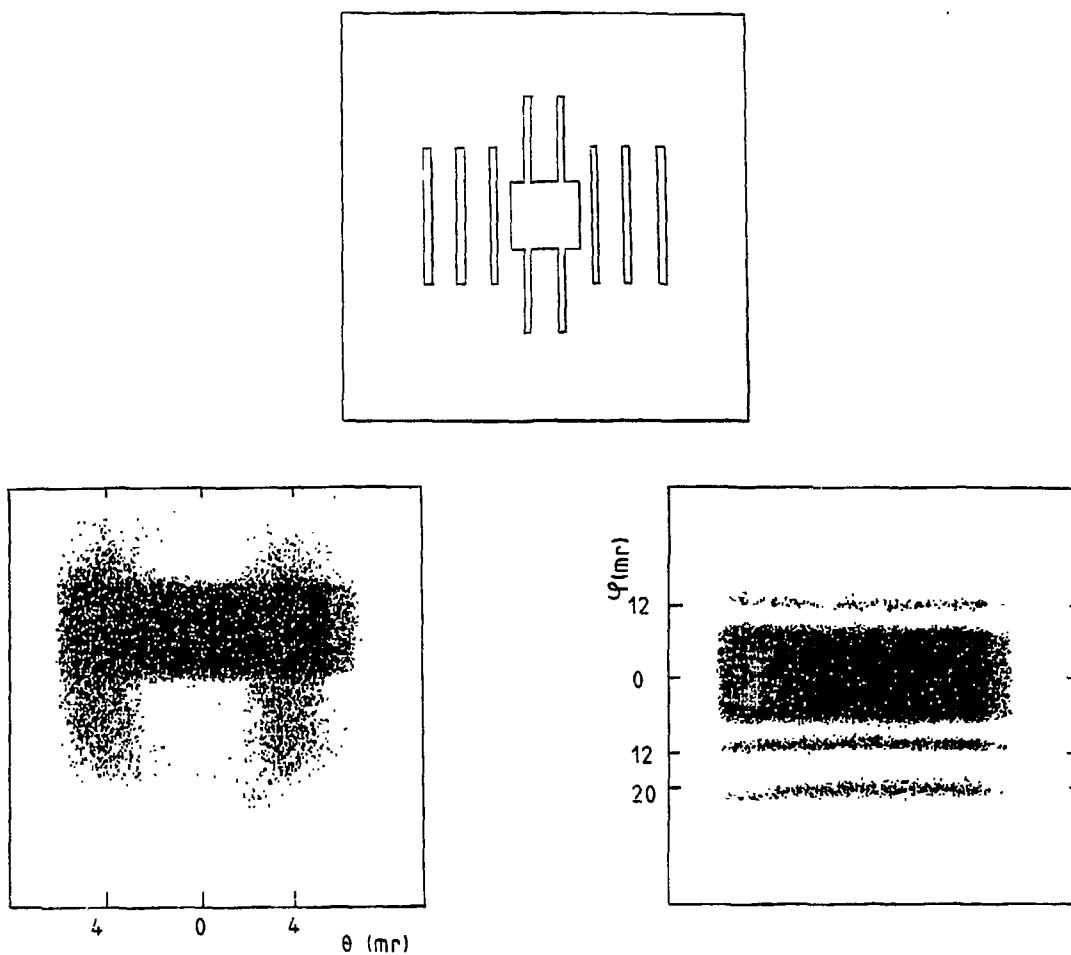


Figure III-B3 :

La mire et son image dans les plans horizontaux et verticaux. Chaque image correspond à une mesure différente : l'une avec la mire "verticale" et l'autre avec la même mire, tournée de 90°. Deux fentes sont séparées par 8 mr et la carré central correspond à 16 mr environ.

$$T_{3224} = (y/\theta^2\phi) = 26.3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}/\text{mr}^3$$

Ces conclusions sont applicables dans le cadre de la première expérience.

3. - Fonction de sélection en angle.

Le plan de détection étant un plan (θ, ϕ) et le faisceau ralenti par la cible étant bien localisé en angle, nous avons pu à l'aide des fentes verticales et horizontales situées juste devant la mosaïque, le masquer lorsque nous travaillions à des rapports $B\rho/B\rho_0$ voisins de 1. Les spectres obtenus lors de la seconde expérience avec le compteur à plaques parallèles illustrent clairement cette possibilité. On voit en effet, sur la première partie de la figure III.B4, l'évolution des spectres angulaires, tous ions confondus, pour des rapports $B\rho/B\rho_0$ allant de 0,9681 à 0,9754 et de 0,9892 à 0,9977 soit des valeurs centrales d'énergies d'excitation de 100 MeV et 31 MeV environ, pour l'inélastique. On a superposé à ces spectres, celui de l' ^{40}Ar , c'est-à-

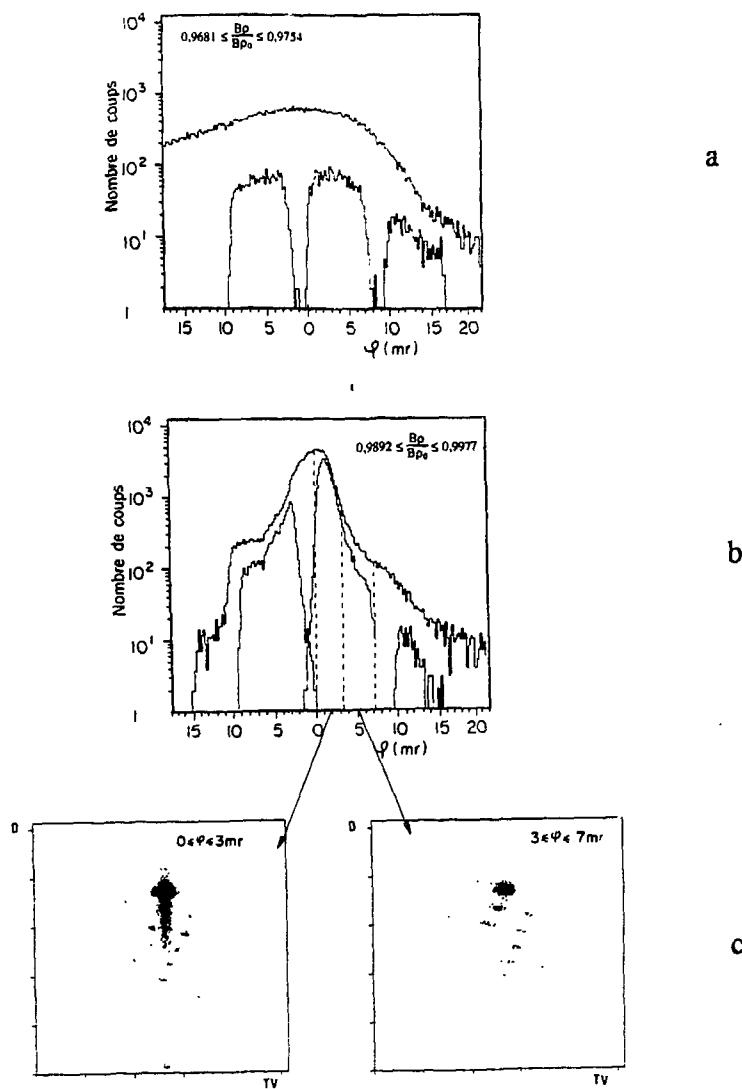


Figure. III-B4 :
Distributions angulaires en ϕ , pour $-3,35 \text{ mr} \leq \theta \leq +3,35 \text{ mr}$, de tous les produits de réaction (trait plein) et le $l^{40}\text{Ar}$ (trait pointillé).

a : $0,9681 < B_\phi/B_{\phi_0} < 0,9754$

b : $0,9892 < B_\phi/B_{\phi_0} < 0,9977$

c : cartes d'identification DE-TV pour les régions angulaires indiquées.

Pour les distributions de $l^{40}\text{Ar}$, chaque "paquet" correspond à une jonction.

On voit clairement sur le b que le faisceau était mal centré, puisque le maximum de sa distribution tombe entre deux jonctions.

dire, celui de la diffusion inélastique. Afin de pouvoir identifier ces ions ^{40}Ar , il était nécessaire d'utiliser la mosaïque, ce qui explique que le spectre soit discontinu. On y voit néanmoins clairement que le pic central apparaissant pour $B\rho/B\rho_0 = 0,991$ est pour l'essentiel de l' ^{40}Ar . Celui-ci pourrait être éliminé par un trou dans le détecteur ou un masque en amont et des mesures à 3 mr sont alors possibles. La seconde partie de la figure III-B4 illustre clairement cette possibilité. On y voit en effet que la carte DE-TV, qui ne permet pas une identification claire de 0 à 3 mr pour les événements quasi-élastiques, autorise une identification de tous les ions sans aucune ambiguïté pour des angles plus grands. Il est ainsi possible de faire des mesures à 3 mr et à des $B\rho$ aussi proche que 3 % de celui du faisceau. Notons enfin qu'un masque angulaire placé sur la région centrale du spectre ($-3 \text{ mr} \leq \theta \leq 3 \text{ mr}$) permet de faire chuter les taux de comptage d'un peu plus qu'un facteur 10.

4. - Analyse des bandes.

La seconde partie de l'analyse des résultats a été effectuée à l'aide des données écrites sur bandes. Elles ont été relues et triées sur le VAX 785 puis le VAX 8530 de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Dans une premier temps, les événements bruts (en canaux) ont été stockés, nous ont permis de vérifier l'étalonnage de nos jonctions et d'identifier les ions détectés, grâce aux tables de [HUB80]. Un second classement a alors été effectué afin de pouvoir extraire des spectres de nos données. Chacun des classements consiste à ranger les événements dans des tableaux à plusieurs dimensions, dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau III-B5 ci-dessous.

1er classement	2nd classement
n° de run	n° de run
n° de la jonction DE touchée (reliée à l'angle de détection)	n° de la jonction DE touchée
DE en canaux	DE en MeV
E résiduel en canaux	E total en MeV
TV en canaux	TV en ns
	A
	Z
	Z-Q

TABLEAU III-B5 :
Classement des événements.

Afin d'effectuer le second classement, nous avons utilisé les relations suivantes :

$$A = \frac{E_{\text{tot}}}{931,5 (\gamma - 1)} \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{L}{TVc}\right)^2}}$$

$$Q = A \sqrt{\frac{(E/A)^2 + 1863 (E/A)}{(300 B\rho)^2}} \quad (\text{III-1})$$

$$Z \propto \frac{\sqrt{DE}}{TV}$$

où les énergies sont exprimées en MeV et la rigidité magnétique $B\rho$ en T.m, et où L représente la longueur de la base de temps de vol (distance cible-détecteur), et c la vitesse de la lumière.

Une étude des cartes DE-TV obtenues a fait apparaître plusieurs problèmes.

4. a - problème de coupure sur l'ouverture angulaire de LISE :

Nous n'avons pas observé de cartes de noyaux DE-TV sur les jonctions 5 à 8, c'est-à-dire celles correspondant aux angles φ supérieurs à $1^\circ = 17$ mr (voir fig.III-A4). Notons ici que cette valeur est approximative. En effet, la mosaïque ne permet pas d'avoir une vision continue des distributions angulaires. La "coupure" pourrait avoir lieu pour un des angles intégrés sur les jonctions 3 et 4. On peut avancer plusieurs hypothèses pour expliquer cette coupure dans le plan vertical.

4. a1 - la structure des distributions angulaires :

La première hypothèse envisagée a été un statistique trop faible au delà de 1° , compte tenu des fortes décroissances des distributions angulaires. Cette explication paraît peu vraisemblable : sur certains runs nous avons des statistiques sur les jonctions 3 et 4 de 500 coups environ ; pour voir 0 coups au delà, cela nécessiterait des pentes trop importantes sur les distributions angulaires, et incompatible avec les résultats acquis dans d'autres expériences. De plus, on conçoit mal un mécanisme de réaction caractérisé par des distributions angulaires si piquées à 0° pour des ions allant de l'oxygène à l'argon (c'est-à-dire, l'ensemble des ions observés sur une carte). Nous avons donc rejeté cette hypothèse.

4. a2 - mauvais centrage du faisceau sur le détecteur :

Un mauvais centrage du faisceau sur le détecteur pourrait expliquer le phénomène observé. Cette hypothèse n'a pas été retenue. En effet, le centrage a été effectué avec l'état de charge 15^+ du faisceau qui est nécessairement centré à 0° . La méthode utilisée (maximum de taux de comptage sur

la jonction n°1) ne permet pas de faire une erreur de 1° . Cependant, cette opération est délicate à effectuer et l'on voit sur la figure III-B6 qu'un petit décalage peut avoir des conséquences non négligeables.

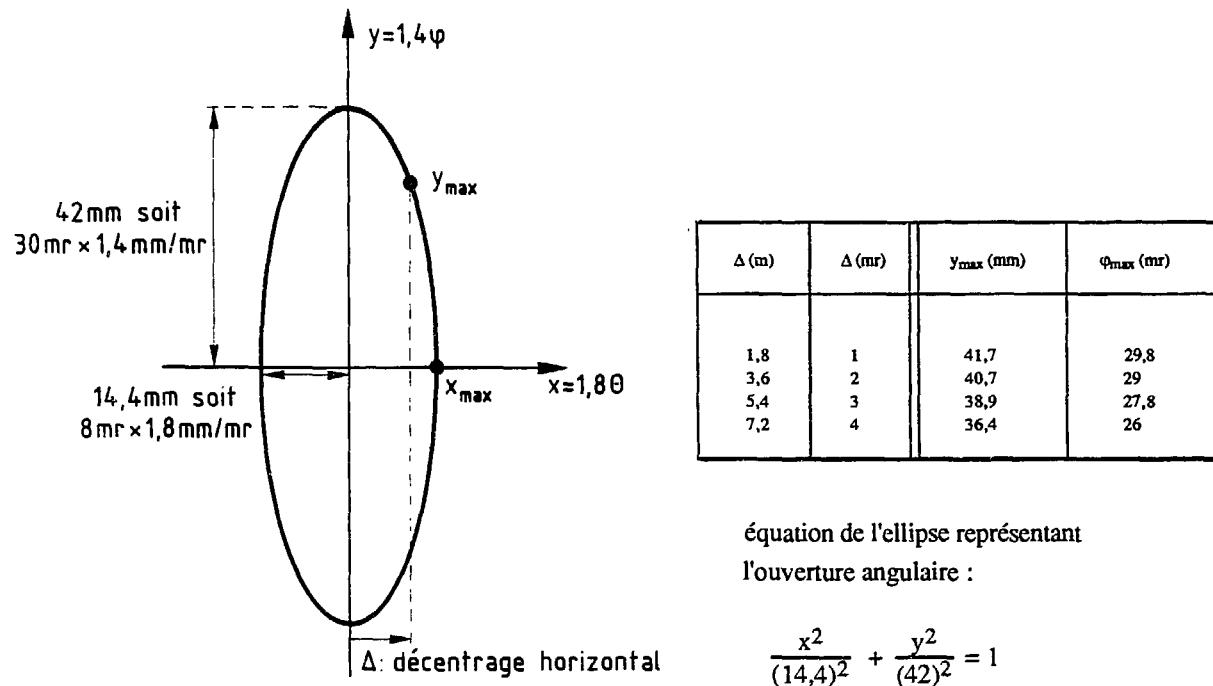


Figure III-B6 :
Effet d'un décentrage horizontal du faisceau sur "l'ouverture angulaire utile".

4. a3 - mauvais centrage du faisceau sur la cible :

La figure III-B7, ci-dessous illustre comment un mauvais centrage du faisceau sur la cible peut transformer une acceptance de $\pm 2^\circ$ en une acceptance de $+3^\circ, -1^\circ$.

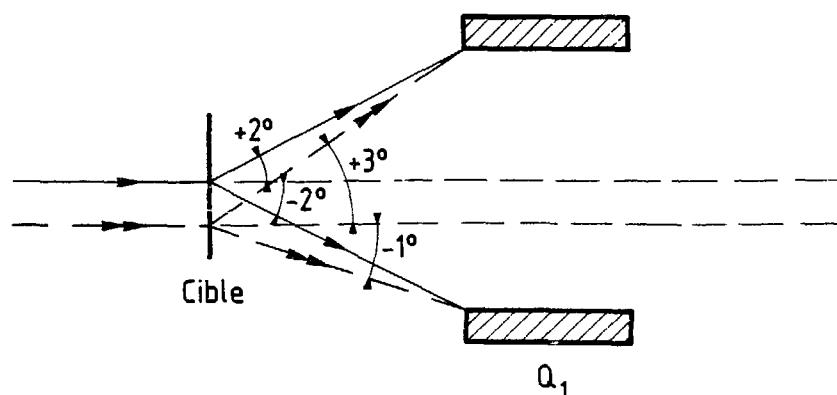


Figure III-B7 :
Effet d'un mauvais centrage du faisceau sur la cible.

La disposition de la mosaïque (voir fig.III-A4) ne nous permettait de voir que le cadran inférieur c'est-à-dire, les angles négatifs (les focales sont négatives). Un tel décentrage pourrait donc expliquer le fait que les jonctions 5 à 8 ne soient pas éclairées. Cependant, cela paraît peu réaliste. En effet, le centrage a été effectué à l'aide d'un profileur situé juste après la cible et dont la résolution est de 1 mm environ ; or, une ouverture de $+ 3^\circ$, $- 1^\circ$, nécessiterait un décentrage de 17 mm. Cette hypothèse a donc été elle aussi rejetée.

4. a4 - erreur sur les focales :

Une focale verticale égale à la moitié de la focale théorique permettrait d'expliquer que seule la moitié des jonctions est éclairée. En effet, si 54 mm sur le détecteur correspondent à 30 mr pour une focale de 1,8 mm/mr, seuls 27 mm leur correspondent si la focale est de 0,9 mm/mr. Cependant, nous avons vu que les résultats obtenus sur ces valeurs lors de la seconde expérience sont inambigües : $R_{34} = 1,4$ mm/mr. Un tel écart à la valeur théorique ne permet pas d'expliquer cette "coupure". Cette hypothèse a donc été rejetée.

4. a5 - coupure mécanique :

La dernière hypothèse que l'on peut proposer est une coupure mécanique (un diamètre de tuyau plus petit que prévu, par exemple) qui n'aurait pas été prise en compte dans nos calculs. Plusieurs examens attentifs de la ligne ont été effectués et n'ont pas permis de confirmer cette hypothèse.

Les études effectuées avec le compteur à plaques parallèles, lors de la seconde expérience ont montré que l'efficacité totale ($= 1$) n'est retrouvée que pour ± 20 mr et que cette efficacité décroît rapidement et s'annule pour ± 28 mr. Cette perte pourrait s'expliquer par un "mauvais" alignement des différents éléments de la ligne LISE, compte-tenu de la précision requise. Notons cependant, qu'en faisant varier le centrage du faisceau sur la cible, ainsi que son angle d'incidence, on peut transformer ces ± 20 mr en $+ 10$, $- 30$ mr par exemple.

4. a6 - comparaison TRANSPORT-ZGOUBI :

LISE n'ayant pas été conçue pour fonctionner en "quasi-télescope", nous avons pensé que des effets du troisième ordre ou des écarts significatifs entre les aimants théoriques et l'utilisation que nous en faisons, prennent plus d'importance que nous ne l'avons estimé.

Nous avons donc fait une comparaison entre les résultats obtenus par le programme TRANSPORT qui ne prend pas en compte ces effets, et le programme ZGOUBI disponible au GANIL qui utilise un tout autre formalisme : il intègre les trajectoires à partir de cartes de champs calculées selon un modèle. Il paraît donc plus conforme à la réalité. Le tableau III-B8 montre la comparaison des résultats obtenus par chacun de ces programmes.

φ	- 30 mr			0 mr			+ 30 mr		
y	$\delta = -1\%$	$\delta = 0$	$\delta = +1\%$	$\delta = -1\%$	$\delta = 0$	$\delta = +1\%$	$\delta = -1\%$	$\delta = 0$	$\delta = +1\%$
- 0,2 cm	- 0,52	- 0,45	- 0,41	- 0,18	- 0,18	- 0,14	0,12	0,05	0,02
0 cm	- 0,31	- 0,23	- 0,22	0	0	0	0,31	0,24	0,22
+ 0,2 cm	- 0,12	- 0,07	- 0,02	0,18	0,18	0,14	0,51	0,45	0,42

TABLEAU III-B8 :
Comparaison ZGOUBI-TRANSPORT.

Écarts calculés entre les résultats obtenus avec ZGOUBI et TRANSPORT pour différentes trajectoires : $\theta_i = 0\text{mr}$, $x_i = 0\text{cm}$, $\varphi_i = 0$ et $\pm 30\text{mr}$, $y_i = 0, \pm 0,2\text{ cm}$. Les calculs TRANSPORT ont été fait au second ordre avec une focale $R_{12} = R_{34} = 0,18\text{cm/mr}$. Les résultats sont exprimés en cm dans le plan de la mosaïque de jonction.

Les écarts observés sont au plus de 5 mm mais correspondent à des conditions extrêmes (nous n'avons utilisé au plus que $\delta = \pm 0,75\%$). La coupure nécessite pour être expliquée ainsi des écarts de l'ordre de 1 à 2 cm et la différence entre la focale théorique de 1,8 mm/mr et celle mesurée de 1,4 mm/mr produirait une différence de 12 mm sur la trajectoire correspondant à $\varphi = 30\text{ mr}$. Il semble que le programme TRANSPORT soit bien applicable pour calculer un fonctionnement quasi-télescopique de LISE ; les écarts avec la théorie ne semblent pas provenir d'une mauvaise utilisation de ce programme.

4. b - problème de parasite :

Sur la plupart des cartes DE-TV, nous avons observé un parasite que l'on pourrait identifier comme étant un ion argon de masse 39,2 à 39,8 selon la cible. Il apparaît le plus souvent sous trois états de charge : 18^+ , 17^+ et 16^+ . D'autre part, ce parasite lorsqu'il est présent, l'est à tous les angles observés c'est-à-dire, même sur les jonctions 5 à 8.

Ces caractéristiques nous ont conduit à faire l'hypothèse suivante : le parasite serait un ion ^{40}Ar (le faisceau) qui a subi un choc sur une paroi de la ligne. La perte d'énergie résultante peut être ou non accompagnée d'une capture d'un ou plusieurs électrons. L'ion considéré se retrouve ainsi au Bp sélectionné par les deux dipôles, au lieu d'être éliminé avec le faisceau. Cette explication si elle est confirmée, aurait le mérite d'une part de donner une interprétation satisfaisante à la présence du parasite, et d'autre part, le cas échéant, de localiser un obstacle responsable aussi de la coupure.

Nous avons donc effectué un calcul afin de vérifier cette hypothèse. La seule approximation que nous avons faite est que la longueur de la base de temps de vol pour le parasite et pour un produit de réaction. Le détail du calcul se trouve dans l'annexe 1. L'analyse des résultats montre

que le faisceau "rebondit" sur le tuyau situé après Q1. Cependant, en fonction des cibles et des Bp utilisés, la zone concernée est relativement mal localisée : elle s'étend sur 1m environ après le premier quadrupole. Ces résultats ne permettent donc pas de conclure définitivement quant à l'origine de ce parasite. L'hypothèse choisie reste cependant la plus probable.

Même s'il ne gène pas trop l'identification de ^{40}Ar et de ^{39}Ar (voir fig.III-B9), ce parasite augmente considérablement le temps mort des détecteurs à cause de son taux de comptage assez élevé.

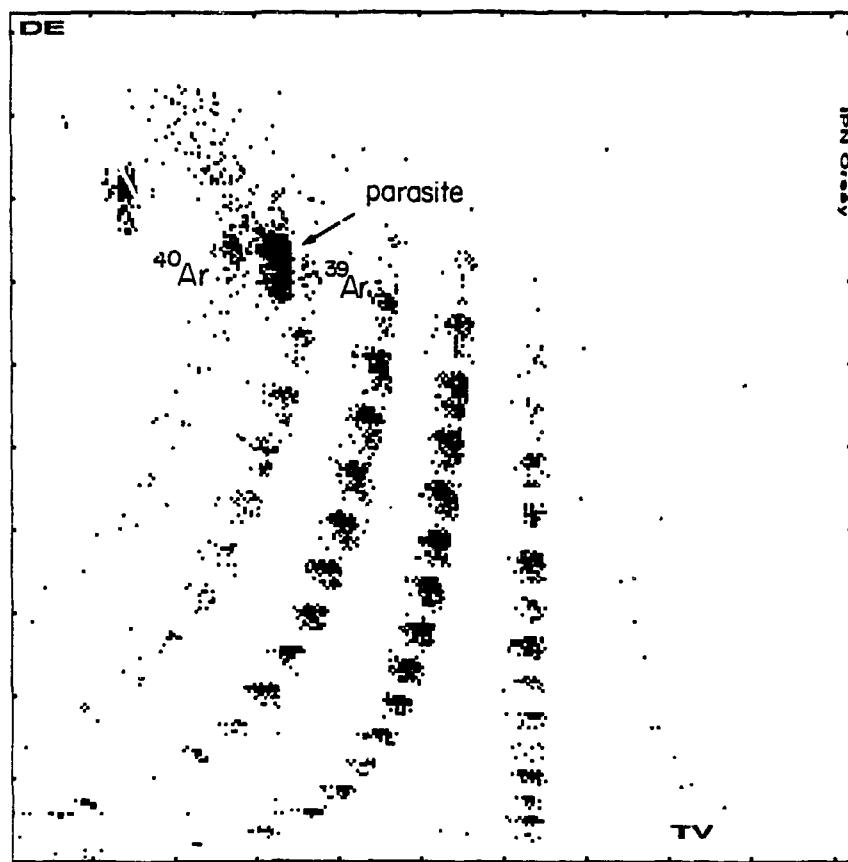


Figure III-B9 :
 Carte d'identification DE-TV pour la réaction Ar + Au à 44 MeV/A et pour $0,873 \leq \frac{B\rho}{B\rho_0} \leq 0,886$.
 Cette carte correspond à la jonction J3. On voit que le parasite peut être, dans ce cas précis, éliminé par un traitement adéquat "hors ligne".

5. - DISCUSSION ET CONCLUSION.

Notre étude a donc clairement mis en évidence que LISE peut fonctionner en "quasi-télescope" et que les fonctions de sélection en angle et en rigidité magnétique sont efficaces. Cependant, plusieurs problèmes sont restés posés notamment après la première expérience. Les valeurs théoriques des focales n'ont pas été retrouvées, elles ne sont pas égales dans les plans horizontaux et verticaux, l'ouverture angulaire réelle semble plus petite que celle attendue et un parasite apparaît sur nos cartes. C'est pourquoi nous avons rendu le système de détection de la seconde expérience plus performant et les tests en ligne ont été améliorés.

Cette deuxième série de mesures nous a permis grâce à un compteur à plaques parallèles X-Y de 0,3 mm de précision d'avoir une vision continue des distributions angulaires de - 30 mr à + 30 mr en ϕ , c'est-à-dire l'ouverture angulaire de LISE dans le plan vertical. De plus, l'utilisation d'une mire nous a permis (voir fig.III-B3) de faire un étalonnage précis des focales. Elle a clairement montré que si l'ouverture angulaire totale est égale à environ ± 28 mr, l'ouverture à efficacité totale n'est que de ± 20 mr environ. Cette perte d'efficacité provient probablement au moins en partie, d'un "désalignement" trop important des éléments de LISE par rapport à la précision requise par nos mesures. Enfin, elle a mis en évidence la difficulté de centrer correctement le faisceau. Il faut en effet que d'une part, un bon centrage mécanique du détecteur fasse coincider "son zéro" avec l'axe optique, et que d'autre part, le faisceau passe par cet axe optique.

Avec les précisions angulaires requises, et celles obtenues, ces exigences (ou les défauts correspondants) deviennent plus critiques, d'autant que l'on se rapproche de la rigidité magnétique du faisceau. Une bonne connaissance de l'émittance du faisceau, de son centrage et de sa stabilité devient indispensable.

Bien que l'instrument que nous avons mis au point ne soit pas encore totalement maîtrisé, il a permis de montrer l'intérêt de notre méthode, comme l'indiquent les distributions angulaires dont nous allons maintenant discuter.

B. 2 - ANALYSE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES.

Les distributions angulaires des figures III-B10 et III-B11 ont été obtenues lors de la première expérience. Chacun des points est associé à une des quatre jonctions 1,2,3, ou 4 ; les angles de réaction correspondent donc à des angles intégrés sur des zones angulaires relativement étendues (voir fig.III-A4). Les barres d'erreur correspondent à la seule erreur statistique.

La figure III-B10 montre les distributions angulaires des fragments pairs-pairs $N = Z$, obtenus avec la cible d'Or de 5.5mg/cm^2 . On peut montrer à partir des relations (III-1) que chacun de ces ions a la même vitesse, pour un $B\rho$ donné (le spectre correspond à une plage étroite en $B\rho$: $0,873 \leq B\rho/B\rho_0 \leq 0,886$). On voit sur la figure que les distributions angulaires présentent le même comportement.

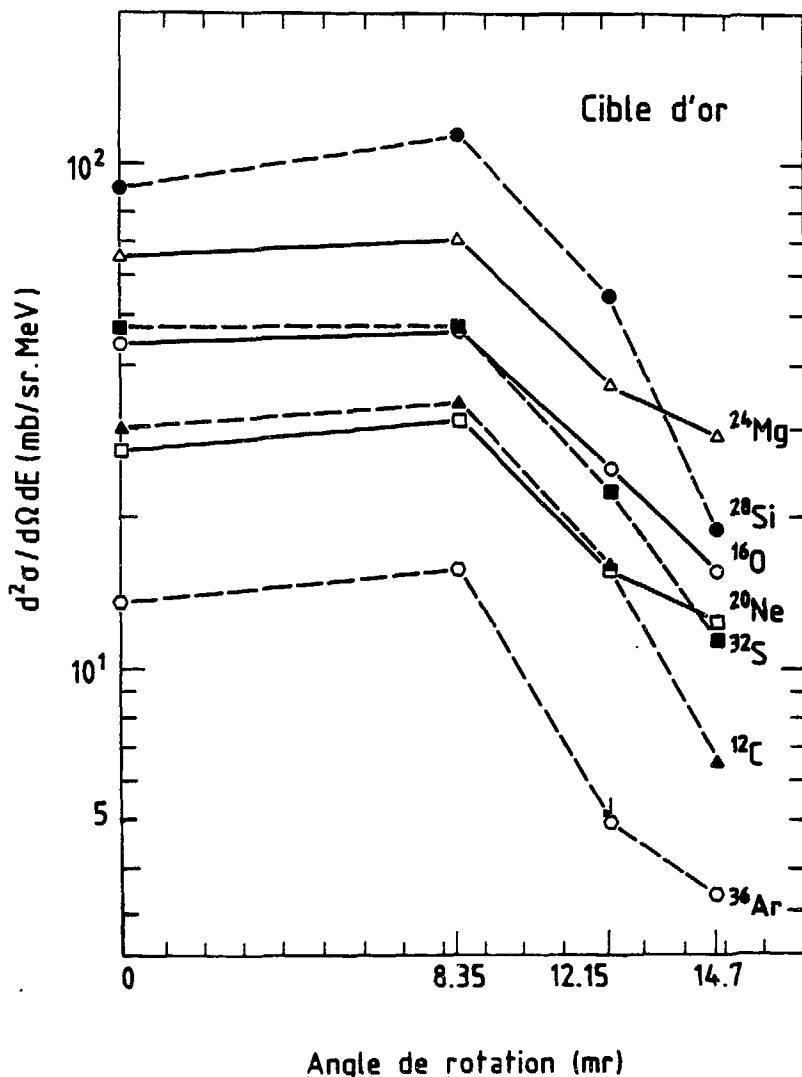


Figure III-B10 :
Distributions angulaires obtenues avec une cible d'Or pour les fragments pairs-pairs $N = Z$ et pour $0,873 \leq \frac{B\rho}{B\rho_0} \leq 0,886$. Les barres d'erreurs sont comprises dans la taille des points.

Les distributions des ions proches du projectile (^{40}Ar), pour $0,966 \leq B\rho/B\rho_0 \leq 0,980$ et pour deux cibles différentes, l'or et l'aluminium, sont illustrés sur la figure III-B11. Chacun des ions a une vitesse différente (indiquée entre parenthèse sur la figure) ; ils ne correspondent pas tous à la même partie de leur spectre en vitesse et ne peuvent donc pas être comparés directement. Certaines remarques peuvent néanmoins être faites sur les allures générales des spectres.

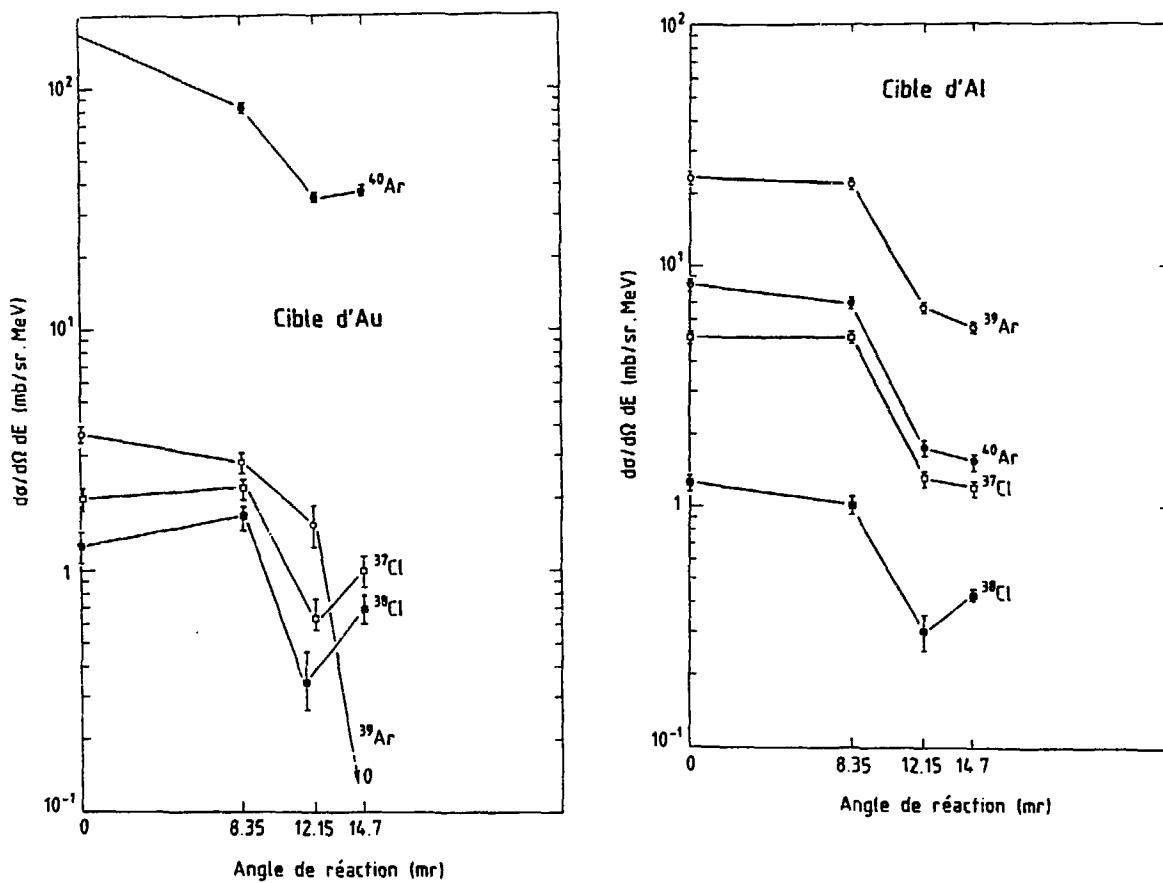


Figure. III-B11 :
Comparaison entre les distributions angulaires des produits quasi-élastiques obtenues avec une cible d'Aluminium et d'une cible d'Or, pour $0,966 \leq \frac{B\rho}{B\rho_0} \leq 0,98$. Les vitesses, en MeV/A, des différents ions sont indiquées.

Pour aucune des cibles étudiées, on n'observe de fortes remontées à 0° même pour l'⁴⁰Ar. Les distributions obtenues avec la cible d'aluminium ont toutes le même comportement, à l'exception du ³⁸Cl qui fait apparaître une remontée vers 14 mr (jonction n°4). On peut comparer ces caractéristiques à celles des distributions des mêmes ions obtenus avec une cible d'or. Les ³⁸Cl et ³⁷Cl y ont un comportement que l'on pourrait qualifier d'oscillant. La section efficace de l'⁴⁰Ar y est beaucoup plus importante (presque un facteur 20) et celle de l'³⁹Ar y chute beaucoup plus vite.

Quelles que soient les réserves que l'on puisse émettre sur ces résultats, compte tenu des problèmes rencontrés quant à la maîtrise de l'instrument (voir A), aucun phénomène ne pourrait changer ces comportements relatifs (rappelons en effet que tous ces ions ont été accumulés en même temps et pour un angle donné, sur une même jonction). Ils sont enfin significatifs, comme le montrent la comparaison des figures III-B10 et III-B11, et les barres d'erreur qui y apparaissent.

La précision des mesures d'angle (un ion n'est pas localisé à l'intérieur d'une jonction et la plage angulaire observée (de 0 à 15 mr environ) n'autorisent pas une discussion plus approfondie de ces résultats. L'utilisation du compteur X-Y placé devant la mosaïque nous a permis d'obtenir lors de la seconde expérience des mesures plus précises et plus complètes. Leur analyse n'est pas encore achevée mais les résultats préliminaires permettent néanmoins d'en tirer quelques conclusions intéressantes.

Insistons d'abord (et ce n'est pas lié à la présence du compteur) que des mesures à 0° jusqu'à un $\frac{B_p}{B_{p0}} = 0,9977$ soit une énergie d'excitation de 8 MeV dans la voie élastique ont pu être faites avec une cible d'Or. Pour une plage en $\frac{B_p}{B_{p0}}$ allant de 0,9892 à 0,9977 et une intensité de faisceau de 50 n A, le taux de comptage obtenu sur la jonction placé à 0° n'était que de 700 coups par seconde ; il est donc à priori possible de se rapprocher encore plus de la rigidité magnétique du faisceau. Ce premier résultat montre clairement l'intérêt de notre méthode. A titre de comparaison, les mesures effectuées sur le spectromètre SPEG du GANIL ont permis de travailler à 0° mais pour des rapports de B_p plus favorable ($\frac{B_p}{B_{p0}} \geq 2 \%$) dans des réactions de transfert de neutron ou d'échange de charge.

Les figures III-B13 à III-B16 montrent l'évolution des distributions angulaires des "fragments" proches du projectile (réactions quasi-élastiques) en fonction du B_p sur la cible d'Or et pour un B_p donné, en fonction de la cible. Dans le plan (θ, ϕ) du compteur à plaques parallèles, l'angle de réaction est donné par $\alpha = \sqrt{\theta^2 + \phi^2}$ ^{*}. En examinant une bande étroite en θ (position X sur le compteur), l'angle ϕ mesuré (position Y sur le compteur) est l'angle de réaction ($\alpha^2 = \theta^2 + \phi^2 \sim \phi^2$). Cette méthode permet donc d'obtenir directement des distributions angulaires, bien que la statistique ne soit pas complète. Rappelons que l'identification des ions a été faite d'une

^{*} Un angle α correspond donc à une ellipse de demi-axes $\frac{\alpha}{R_{12}}$ et $\frac{\alpha}{R_{34}}$. Cependant, il faut tenir compte de la géométrie de la mosaïque et corriger les nombres de coups mesurés à un angle α donné par un facteur dépendant de α . Ces corrections sont longues à effectuer et ne permettent pas d'extraire rapidement des distributions angulaires.

part, par une mesure de temps de vol (prise avec le compteur X-Y) et d'autre part, par celle d'une perte d'énergie dans les jonctions E et ΔE . Elle nécessite donc l'utilisation de la mosaïque. Le compteur permet d'analyser d'éventuelles structures angulaires apparaissant à l'intérieur d'une jonction. Les distributions angulaires obtenues sont donc continues par morceau. De plus, puisque le temps de vol a été mesuré avec le même compteur, une fenêtre sur ce paramètre (dans une carte DE-TV) permet d'obtenir une distribution angulaire continue correspondant à la somme de plusieurs ions.

Dans les cas étudiés et illustrés sur les figures III-B13 et III-B16, les bandes en temps de vol ont été centrées sur l^{39}Ar et le ^{37}Cl d'une part (III-B13 et III-B14) et de l^{40}Ar et le ^{38}Cl d'autre part (III-B15 et III-B16). Un découpage en DE de ces bandes permet alors d'isoler chacun des ions. L'utilisation de cette méthode pour l'étude des quasi-élastiques donne un sens à la comparaison des distributions obtenues avec la bande en temps de vol et les distributions des noyaux étudiés car les taux de comptage des quasi-élastiques sont beaucoup plus élevés que ceux des autres noyaux. La distribution de la bande en temps de vol (distribution continue) apparaît alors comme une "somme" des distributions des quasi-élastiques (distributions continues par morceau) ayant ce même temps de vol. Cette méthode est illustrée sur la figure III-B12. Par ailleurs, la bande en θ a été centrée à 0° ; sa largeur est de $\pm 1,5$ mr.

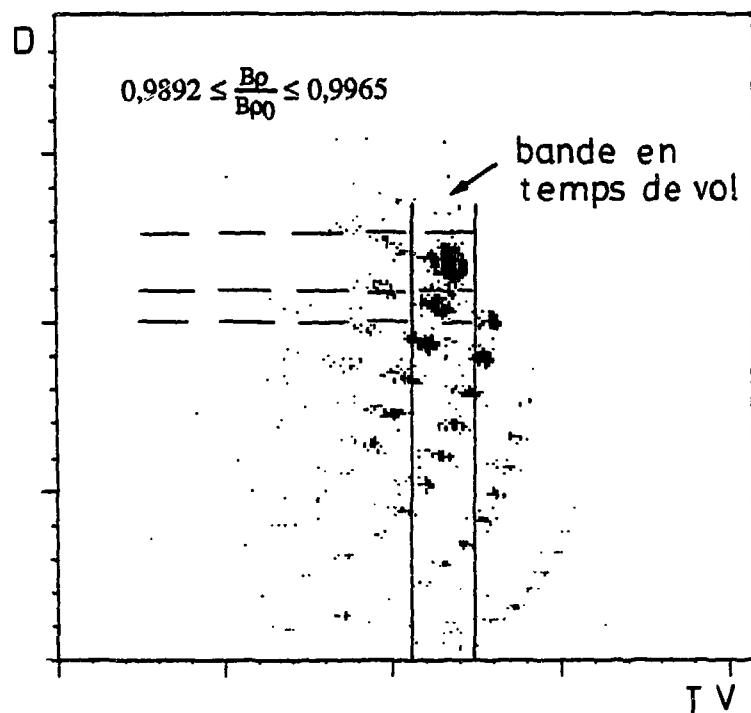


Figure III-B12 :
Méthode utilisée pour représenter les distributions angulaires. On regarde une bande en temps de vol centrée sur les ions que l'on veut étudier, et on la découpe en ΔE pour isoler les ions. La distribution angulaire de cette bande en temps de vol est continue et représente plus ou moins la somme des ions étudiés.

Toutes les distributions angulaires dont nous allons maintenant discuter sont présentées en échelles logarithmiques ce qui a l'avantage de permettre des comparaisons même si les statistiques sont différentes mais a l'inconvénient d'atténuer toutes les structures présentes.

Les figures III-B13 (cible d'or) et III-B14, montrent que le rapport des taux de comptage des ^{37}Cl et ^{39}Ar diminuent lorsque l'on se rapproche de la rigidité magnétique du faisceau et vont jusqu'à inverser. L' ^{39}Ar n'est plus produit pour $0,9892 \leq \frac{B\rho}{B\rho_0} \leq 0,9965$. Ceci traduit le décalage des spectres de vitesse de ces deux ions et l'effet du Q de la réaction.

L'ensemble des données disponibles sur bandes permettra ainsi d'explorer l'ensemble des distributions de vitesse des ions observés (les quasi-élastiques aussi bien que les quasi-fragments), leur évolution en fonction de l'angle de réaction, ou bien d'étudier leurs distributions angulaires intégrées en énergie ou non.

La distribution angulaire de l' ^{39}Ar est d'autant plus piquée à 0° que l'on se rapproche de la rigidité magnétique du faisceau et semble montrer une oscillation dont la période peut être évaluée à ~ 3 mr pour les valeurs les plus élevées de sa vitesse ($0,9857 \leq \frac{B\rho}{B\rho_0} \leq 0,9929$).

Une structure dans les distributions angulaires du ^{37}Cl semble d'autre part apparaître lorsque sa vitesse augmente. Cependant, la trop faible statistique et le fait que la mesure de l'énergie totale n'ait pas été exploitée ne permet pas d'aller plus avant dans son étude.

Les comparaisons entre les différentes cibles (figure III-B13) font apparaître un rapport de taux de production $^{39}\text{Ar}/^{37}\text{Cl}$ plus petit pour la cible de nickel que pour les cibles d'or et d'aluminium. Les allures générales des distributions angulaires sont cependant peu différentes.

La distribution angulaire de l' ^{40}Ar (figures III-B15 et III-B16) fait apparaître un pic à 0° pour une énergie d'excitation moyenne de 37,8 MeV. Il ne peut être interprété comme une queue de la distribution du faisceau. En effet, le taux de comptage passe de 30 coups par secondes à 700 coups par seconde lorsque l'on se déplace de 13 MeV dans le spectre en énergie $0,9857 \leq \frac{B\rho}{B\rho_0} \leq 0,9929$ vers $0,9892 \leq \frac{B\rho}{B\rho_0} \leq 0,9965$. Cependant, la gaussienne décrivant la diffusion multiple du faisceau dans la cible (voir chapitre II-D4) a une largeur de 0,143 MeV pour la cible d'or et chute donc d'un facteur bien supérieur au facteur 20 observé sur les taux de comptage (lorsque l'on s'écarte du faisceau de 13 MeV sur le spectre d'énergie, le taux de diffusion multiple chute d'un facteur $\exp \frac{-13^2}{2 \cdot (0,143)^2} \exp (-4000)$!

D'autre part, il semble peu probable que ce pic résulte de la largeur en énergie du faisceau initial (cela reste à confirmer par des mesures avec des cibles différentes). Il correspond donc bien à des réactions nucléaires. Sa largeur à mi-hauteur est de 6 mr soit deux fois la valeur du premier zéro des polynomes de Legendre.

Enfin, la distribution de l'⁴⁰Ar sur une cible de nickel (fig.III-B15) montre aussi une structure piquée à 0° mais à une énergie d'excitation comprise entre 85 MeV et 110 MeV. Une telle structure n'apparaît pas sur la cible d'aluminium.

Cette étude préliminaire montre clairement que notre méthode permet d'étudier des structures étroites en énergies et en angle à 0° et jusqu'à des énergies d'excitation de 8 MeV au moins dans la voie élastique. Cela pourra par exemple permettre d'étudier la résonnance géante monopolaire qui apparaît à des énergies d'excitations de l'ordre de 10 à 20 MeV en fonction des noyaux étudiés (voir la seconde partie de la conclusion), et les structures à haute énergie d'excitation (jusqu'à 100 MeV environ). D'autre part, les distributions observées viennent compléter celles déjà mesurées aux plus grands angles (obtenues notamment avec le spectromètres SPEG). Cependant, les plages angulaires étudiées ne se recouvrent pas, ce qui nuit à la compréhension des phénomènes. Puisque les méthodes utilisées pour les mesures aux plus grands angles ne permettent pas de se rapprocher à plus de $0,5^\circ = 8,5$ mr, il semblera intéressant d'augmenter l'acceptance angulaire de LISE, actuellement limitée par l'entrefer de son premier quadrupole.

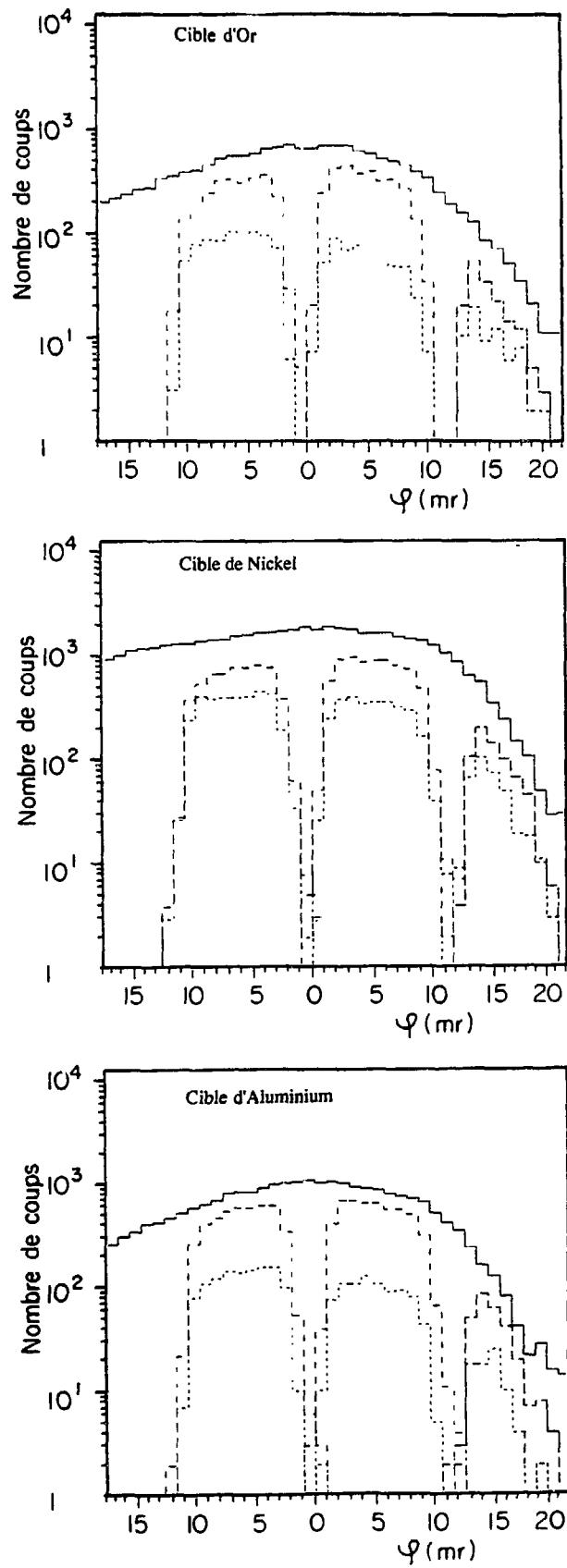


Figure. III-B13 :
Evolution des distributions angulaires des ^{37}Cl (pointillés) et ^{39}Ar (tirets) en fonction de la cible et pour $0,9681 \leq \frac{B_o}{B_{po}} \leq 0,9754$ soit $110 \geq E^ \geq 85$ (MeV). Les traits continus sont obtenus avec une bande en temps de vol centrée sur les ^{37}Cl et ^{39}Ar . Voir texte.*

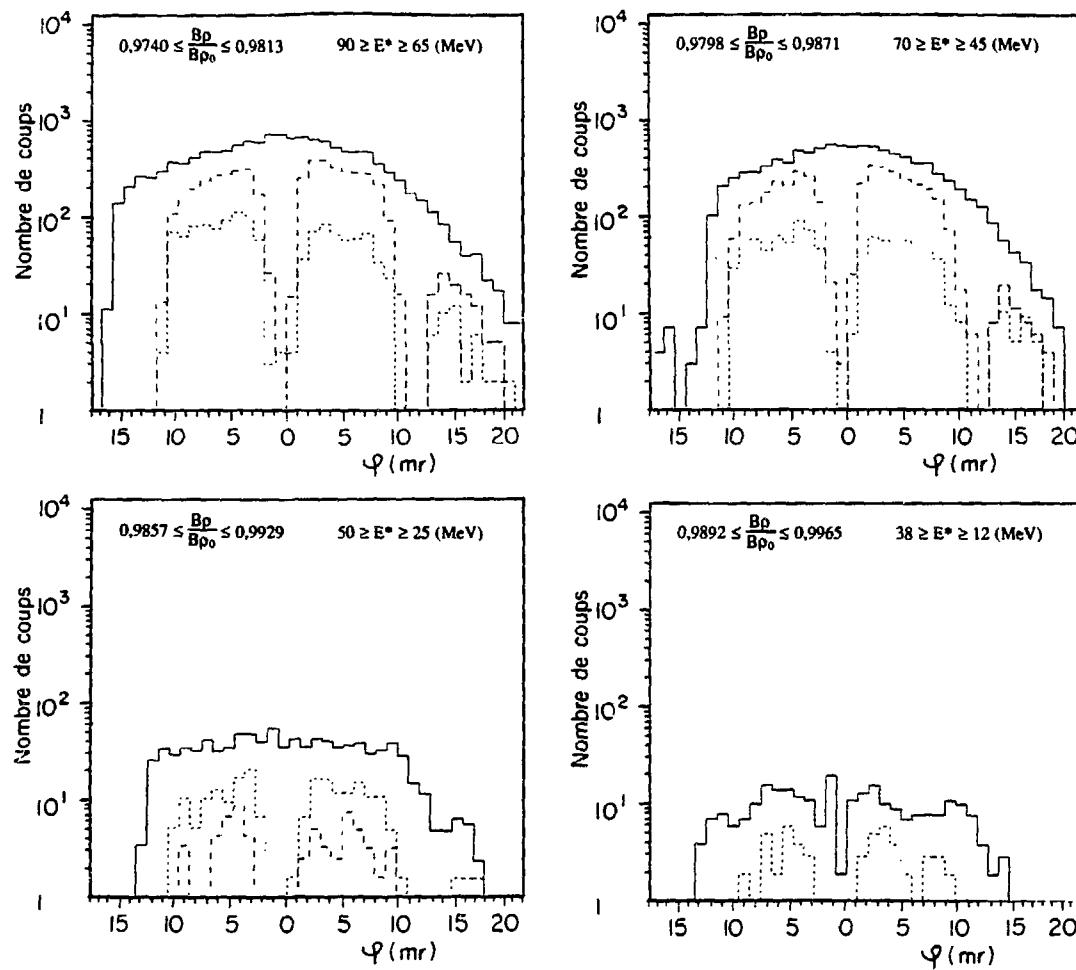


Figure. III-B14 :

Evolution des distributions angulaires des ^{37}Cl (pointillés) et ^{39}Ar (tirets) en fonction du B_p , pour une cible d'Or. Les traits continus sont obtenus avec ν^- bande en temps de vol centrée sur les ^{37}Cl et ^{39}Ar . Voir texte.

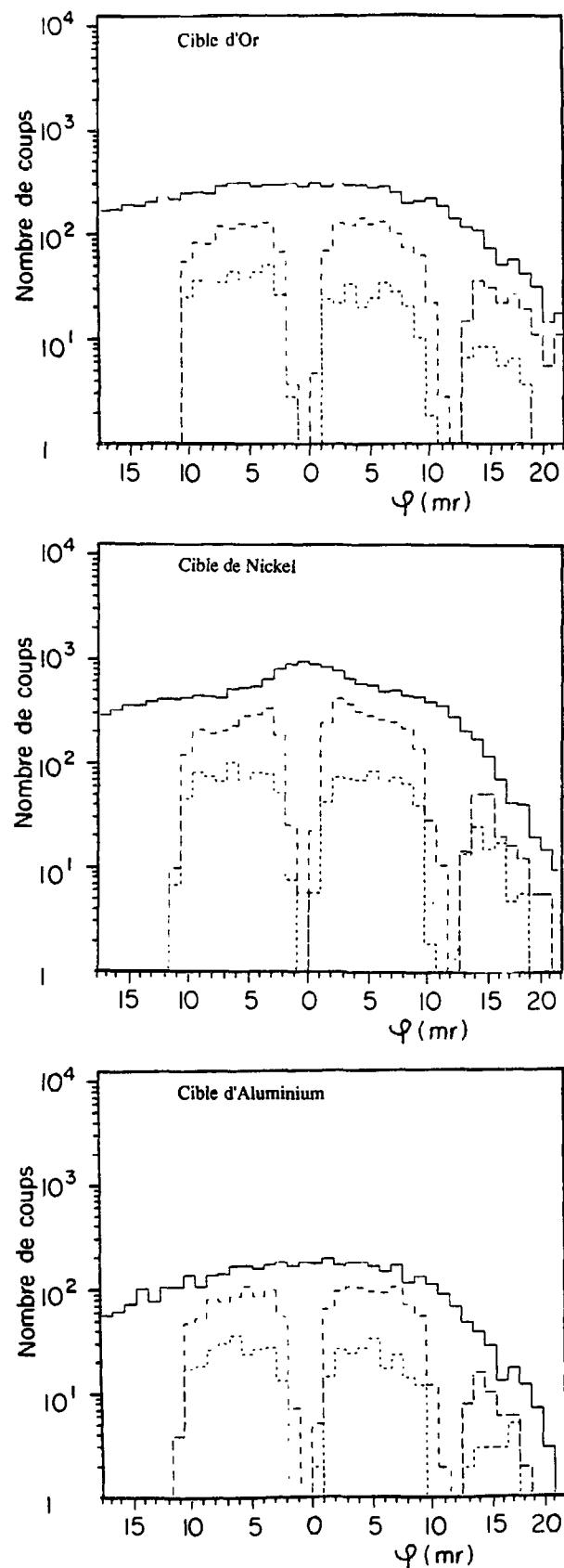


Figure. III-B15 :

Evolution des distributions angulaires des ^{38}Cl (pointillés) et ^{40}Ar (tirets) en fonction de la cible et pour $0,9681 \leq \frac{B_p}{B_{p0}} \leq 0,9754$ soit $110 \geq E^ \geq 85$ (MeV). Les traits continus sont obtenus avec une bande en temps de vol centrée sur les ^{38}Cl et ^{40}Ar . Voir texte.*

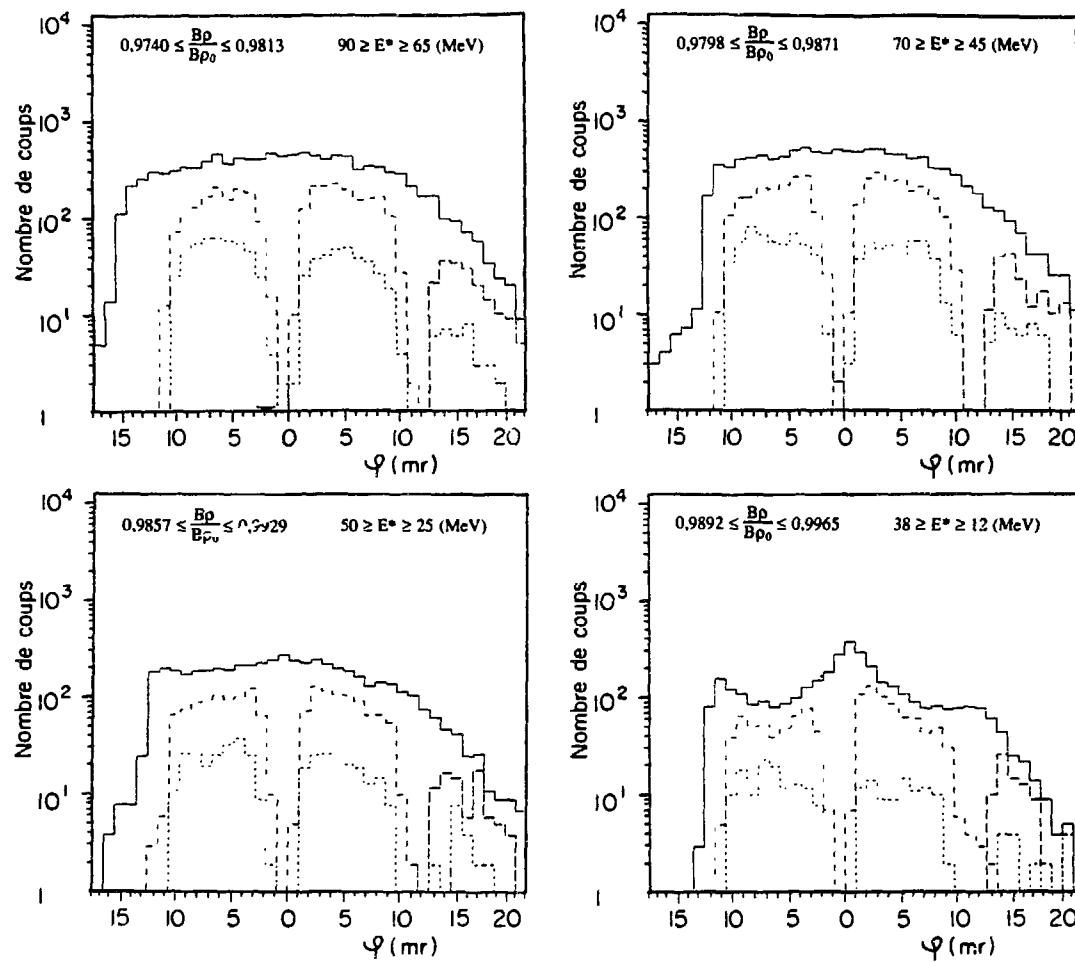


Figure. III-B16 :
Evolution des distributions angulaires des ^{38}Cl (pointillés) et ^{40}Ar (tirets) en fonction du B_p , pour une cible d'Or. Les traits continus sont obtenus avec une bande en temps de vol centrée sur les ^{38}Cl et ^{40}Ar . Voir texte.

CONCLUSION

L'utilisation d'ions lourds à des énergies allant de 10 à 100 MeV/A s'accompagne d'une focalisation des produits de réaction vers l'avant ; les structures qui peuvent apparaître sont alors de plus en plus fines (la période des oscillations des polynomes de Legendre intervenant dans la réaction Ar + Au à 44 MeV/A est de 3,6 mr. Des mesures autour de 0° sont donc nécessaires avec une précision croissante (typiquement de l'ordre du mr). Par ailleurs, les études des phénomènes à faible énergie d'excitation (quasi-élastique par exemple) conduisent à se rapprocher du faisceau à quelques pour mille. C'est à ce domaine, autour de 0° et près de la rigidité magnétique du faisceau que nous nous intéressons.

La valeur limite de la précision des mesures et de l'angle minimum que l'on peut observer est généralement donnée par la diffusion multiple, pourvu que la divergence angulaire du faisceau soit suffisamment faible. Ceci conduit à n'utiliser que des cibles minces afin de réduire l'angle de diffusion multiple jusqu'à une valeur compatible avec la précision requise. On atteind ainsi rapidement le régime des collisions uniques, régime dans lequel il devient inutile de réduire encore plus l'épaisseur de la cible. Cela conduit à des épaisseurs de l'ordre de 10 mg/cm² environ. L'élargissement en énergie du faisceau est alors négligeable devant sa largeur initiale. Cela devrait donc permettre de se rapprocher du faisceau en rigidité magnétique à la valeur limite de $B\beta_0(1-\delta)$ où δ est la largeur en impulsion du faisceau et $B\beta_0$ sa rigidité magnétique. La proximité du faisceau finit cependant toujours par empêcher de telles mesures et les systèmes de tri comme les spectromètres classiques ne paraissent pas assez puissants.

En effet, dans la région $\frac{B\beta}{B\beta_0} \sim 1$, un seul tri en rigidité magnétique ne suffit pas : la diffusion élastique sur les contaminants légers de la cible (les protons par exemple) reste importante en taux de comptage sur des plages trop étendues en $B\beta$ pour pouvoir être éliminées par un tel tri. Cette diffusion introduit par ailleurs une corrélation θ - $B\beta$. Grâce à cette corrélation et pour une bande en $B\beta$ suffisamment étroite, c'est-à-dire après un premier tri en rigidité magnétique, la détection des produits diffusés est limitée à une zone angulaire d'autant plus étroite que le contaminant est léger : un tri angulaire doit donc permettre d'éliminer de façon efficace de tels produits ainsi que tous ceux ayant des structures très localisées autour de 0° (faisceaux parasites, produits de diffusion du faisceau pendant son transport jusqu'à la cible...).

Du point de vue de l'optique magnétique, le tri en énergie consiste à placer un jeu de fentes dans le plan focal d'un dipôle (relation de conjugaison point à point entre la cible et un tel plan) : une position dans ce plan est directement reliée à l'énergie (ou plutôt à la rigidité magnétique $B\beta$) des particules analysées. Le tri angulaire doit nécessairement avoir lieu après le premier tri en $B\beta$. Des fentes d'entrée du spectromètre seraient en effet soumises à un bombardement trop important de particules diffusées par la cible. Ainsi, un tel filtre angulaire est impossible à concevoir par les méthodes de reconstitution de trajectoire généralement utilisées pour les mesures d'angle. Par contre, si l'on place le détecteur dans le plan conjugué de l'infini (conjugaison "parallèle à point" entre la cible et le plan de détection), une mesure de position sera directement reliée à l'angle de réaction, à condition que la dispersion R_{16} y soit nulle (pour réaliser cette condition après le premier tri en $B\beta$, un second dipôle sera utilisé). Une fonction de masque angulaire peut alors être

envisagée puisque ce plan est un plan (θ, φ) , où θ et φ représentent les angles de la réaction dans les plans horizontaux et verticaux. Un tel fonctionnement est appelé "télescopique". Des mesures sont alors possibles sur des événements doublement triés. La mesure de B_p peut être obtenue par reconstitution de trajectoire, si une dispersion angulaire R_{26} assez importante peut être atteinte. Dans le cas contraire, cette mesure peut être obtenue en définissant des bandes en B_p suffisamment étroites à l'aide des fentes de tri en rigidité magnétique. Notons enfin, qu'une telle méthode (mesure directe de l'angle de réaction après un double tri en B_p puis en (θ, φ)) est limitée par le fait que les produits $x_{\max}, \theta_{\max}, y_{\max}$ et φ_{\max} sont constants et donnés par l'émittance du faisceau : le tri en B_p sera d'autant meilleur que x_{\max} sera petit alors que le tri angulaire et la mesure d'angle le sera si θ_{\max} et φ_{\max} sont petits.

Afin de mettre en oeuvre une telle méthode, nous avons fait fonctionner le spectromètre LISE du GANIL en mode télescopique avec dispersion nulle. Après le premier dipôle, un jeu de fentes situé dans le plan focal intermédiaire permet de faire un premier tri en rigidité magnétique. Le second dipôle assure d'une part un fonctionnement achromatique (en position) du spectromètre et permet d'autre part, d'effectuer un second tri en rigidité magnétique afin d'éliminer les parasites créés par le masque en B_p (le jeu de fentes). Le plan de détection est ensuite placé dans le plan conjugué de l'infini (pour lequel $R_{11} = R_{33} = R_{16} = 0$). La mesure de l'énergie a été faite à l'aide d'un télescope E-DE.

Les calculs d'optique ont été effectués avec le programme TRANSPORT et permettent d'envisager des mesures d'angle meilleures que 1mr. Les focales que nous avons obtenues peuvent en effet varier de 1,8m à 8m dans les plans horizontaux et verticaux, soit des précisions dans le plan de détection de 1,8 à 8 mm/mr en θ et en φ . Pour le cas $R_{12} = R_{34} \sim 1,8$ cm/mr (celui que nous avons utilisé le plus souvent), l'acceptance angulaire dans le plan vertical (φ) est de ± 31 mr (limité pour l'essentiel par l'angle sous lequel est vu le premier quadrupole) et de ± 8 mr dans le plan horizontal (θ). Les termes du second ordre nous ont contraint à réduire l'acceptance en rigidité magnétique à ± 1 % environ. Les spectres de vitesse des différents ions analysés seront donc échantillonnés en différentes plages, qui seront contigües ou non, en fonction des structures attendues dans ces spectres.

Une première expérience a été faite afin de tester cette méthode. Le spectromètre LISE était équipé de plusieurs profileurs à gaz afin d'avoir un diagnostic du faisceau tout au long de son transport. Un premier jeu de fentes situé dans le plan focal intermédiaire a permis de faire un tri en B_p et un second, situé juste devant (en amont) le plan de détection jouait le rôle de masque angulaire. Enfin, une mosaïque de huit télescopes E-DE permettait d'une part de mesurer les angles de réaction (la position d'un télescope donne une mesure de l'angle) et d'autre part, d'identifier les ions doublement triés. Compte tenu des premiers résultats encourageants et des problèmes rencontrés, liés à des mesures d'angle peu précises (une jonction couvre une zone angulaire de 6mr x 6mr environ), une seconde expérience a été réalisée. Le système de détection a été rendu plus performant, notamment en ajoutant devant la mosaïque (en amont) un compteur à plaques parallèles X-Y de précision 0,3mm. Celui-ci nous a permis d'obtenir des distributions angulaires

continues (par morceau puisque l'identification est obtenue grâce à la mosaïque). Certains problèmes restent néanmoins mal expliqués. Les valeurs des focales théoriques ne sont retrouvées qu'à 30 % près. Celles obtenues avec nos étalonnages peuvent néanmoins être considérées comme correctes puisqu'ils ont été fait avec une mire qui définissait de façon non ambiguë des angles, et ce indépendamment du faisceau. L'ouverture angulaire attendue n'est pas non plus retrouvée et la présence de parasites reste mal comprise.

Cependant, même si les résultats de la seconde expérience sont toujours en cours d'analyse, nous avons clairement montré la faisabilité de notre méthode. L'efficacité de la fonction masque angulaire a été démontrée et des mesures à 0° avec une précision de l'ordre du milliradian et à une rigidité magnétique telle que $B_p/3\rho_0 \approx 0,998$ ont pu être réalisées avec le système Ar + Au. Enfin, il est apparu que la principale source de nos problèmes venait d'une mauvaise maîtrise de la préparation du faisceau et d'un alignement de certains éléments de la ligne LISE mal adapté à la précision requise par nos mesures. La présence du parasite s'explique probablement par un aménagement incomplet de l'entrée de LISE : pas de diaphragme définissant précisément l'acceptance angulaire et minimisant les diffusions secondaires. La compréhension des phénomènes observés reste aujourd'hui cependant incomplète et nécessitera l'exploitation complète des résultats acquis (et peut-être d'autres expériences).

Afin de rendre plus performant le spectromètre LISE lorsqu'il est utilisé en mode télescopique, des modifications à réaliser sont actuellement à l'étude. Elles devraient consister en un aménagement approprié en amont et à l'entrée de LISE afin d'une part, de permettre de mieux préparer le faisceau sur la cible et de mieux contrôler son angle d'arrivée et d'autre part, de réduire de façon significative le taux de comptage du parasite en réduisant la diffusion du faisceau sur les parois d'entrée (entre la cible et le premier quadrupole). Enfin, une augmentation de l'acceptance angulaire du spectromètre devrait permettre d'obtenir des distributions angulaires sur un domaine suffisamment grand pour recouvrir les angles actuellement accessibles avec les utilisations classiques des spectromètres. Il sera alors plus facile de compléter les données actuelles par des mesures aux petits angles et ainsi, de mieux appréhender les phénomènes mis en jeu.

Une compréhension des collisions d'ions lourds aux énergies GANIL passe bien entendu par une bonne description théorique. Ces énergies dites intermédiaires correspondent à une transition entre les effets de champ moyen, responsable des mouvements lents ayant lieu au sein du noyau, et les effets de collision nucléon-nucléon. Cependant, aucune théorie quantique n'est aujourd'hui capable de traiter correctement l'interaction résiduelle responsable de ces effets. Face à ce problème, R. Balian et M. Véneroni ont décrit en 1981 une équation de champ moyen étendu introduisant un terme simulant les effets de cette interaction résiduelle. Une réformulation de cette équation nous a permis de mieux comprendre et de la résoudre numériquement dans des cas simples.

A côté de l'étude expérimentale, qui constitue l'objet de cette thèse, ce travail théorique a été développé sous la direction de D. Vautherin et Ph. Chomaz. Il a abouti à un article paru dans Phys. Rev. Lett. 61(1988) 1569.

Nuclei out of Thermodynamical Equilibrium in an Extended Mean-Field Approach

Charles-Olivier Bacri

Division de Recherche Expérimentale, Institut de Physique Nucléaire, F-91406 Orsay Cedex, France

and

Philippe Chomaz and Dominique Vautherin

Division de Physique Théorique, Institut de Physique Nucléaire, F-91406 Orsay Cedex, France

(Received 7 June 1988)

An alternative formulation of the extended mean-field equations proposed in 1981 by Balian and Vénéroni is presented, together with a numerical method of solution. The time evolution and approach to equilibrium of a spherically symmetric compressed nucleus are then investigated.

PACS numbers: 25.70.Lm, 05.70.Ln, 21.60.Jz

Several descriptions of nuclear dynamics, incorporating mean-field as well as residual interaction effects, have been available for some time.¹⁻⁷ None of these descriptions, however, has yet been demonstrated to be both realistic and tractable. The purpose of the present Letter is to explore the quantum-mechanical approach to nuclear transport proposed by Balian and Vénéroni.¹ Based on an extension of the time-dependent Hartree-Fock (TDHF) equations by an iterative time-smoothing (ITS) procedure, this approach results in an additional term to the TDHF equations which involves the random-phase-approximation kernel. In contrast to the Boltzmann-type approaches,^{6,7} these extended TDHF equations assign a special role to collective modes.

In the Liouville formalism used in Ref. 1, the reduced one-body density matrix

$$\rho_{ij} = \langle C_j^\dagger C_i \rangle \quad (1)$$

is considered as a vector ρ_α , the index α labeling the pair of indices (i, j) . In Eq. (1), C_i^\dagger and C_i denote, respectively, the creation and annihilation operators of a nucleon in the single-particle state i . In this notation the time-dependent Hartree-Fock equation reads

$$i \frac{d}{dt} \rho_\alpha = \sum_\beta \mathcal{L}_{\alpha\beta} \rho_\beta \equiv \mathcal{F}_\alpha \quad (2)$$

where $\mathcal{L}_{\alpha\beta}$ is the Liouville operator defined by

$$\mathcal{L}_{\alpha\beta} = \delta_{jl} W_{ik} - \delta_{ik} W_{jl} \quad (3)$$

In Eq. (3), $\alpha = (i, j)$, $\beta = (k, l)$, and W is the Hartree-Fock Hamiltonian

$$W_{ij} = \partial \langle H \rangle / \partial \rho_{ji} \quad (4)$$

where H denotes the many-body nuclear Hamiltonian.

Considering two neighboring TDHF trajectories $\rho(t)$ and $\rho(t) + \Delta\rho(t)$, we obtain the following linearized equation:

$$i \frac{d}{dt} \Delta\rho_\alpha(t) = \sum_\beta \mathcal{H}_{\alpha\beta}(\rho(t)) \Delta\rho_\beta(t) \quad (5)$$

where \mathcal{H} is the random-phase-approximation kernel cal-

culated at $\rho(t)$ given as

$$\mathcal{H}_{\alpha\beta} = \partial \mathcal{F}_\alpha / \partial \rho_\beta \quad (6)$$

The transport equation for the reduced density operator $\rho(t)$ proposed by Balian and Vénéroni reads

$$i \frac{d\rho_\alpha(t)}{dt} = \mathcal{F}_\alpha(\rho(t)) - i\tau \sum_\beta \mathcal{H}_{\alpha\beta}(\rho(t)) \mathcal{F}_\beta(\rho(t)) \quad (7)$$

The last term in the right-hand side of Eq. (7) is supposed to take into account the main effects of the residual interactions neglected in TDHF (see Ref. 1). This last term is the origin of the dissipative character of Eq. (7) [increase of single-particle entropy [see Eq. (14) below] and variation of the Hartree-Fock energy] and the parameter τ , which has the dimension of time, controls this dissipation [e.g., for $\tau=0$ one recovers the TDHF evolution (2)].

The solution of the equation for $\rho(t)$ is difficult in the form (7) (it requires the construction of the random-phase-approximation kernel at each time t) so that no numerical applications have been available yet. We will now present an alternative formulation of Eq. (7) which provides a tractable method of solution applicable to realistic calculations.

For a given solution $\rho(t)$ of the extended TDHF equation (7), let us define an operator $\sigma(t, t')$ depending on two time arguments t and t' , whose evolution in the variable t' follows the TDHF equation

$$i \frac{\partial}{\partial t'} \sigma_\alpha(t, t') = \mathcal{F}_\alpha(\sigma(t, t')) \quad (8)$$

with the boundary condition

$$\sigma_\alpha(t, t'=0) = \rho_\alpha(t) \quad (9)$$

For small enough values of t' , we obtain from (6)

$$i \frac{\partial}{\partial t'} \sigma_\alpha(t, t') = \mathcal{F}_\alpha(\sigma(t, 0)) + t' \sum_\beta \frac{\partial \mathcal{F}_\alpha}{\partial \sigma_\beta} \frac{\partial \sigma_\beta}{\partial t'}(t, 0) \quad (10)$$

$$= \mathcal{F}_\alpha(\sigma(t, 0)) - it' \sum_\beta \mathcal{H}_{\alpha\beta}(\sigma(t, 0)) \mathcal{F}_\beta(\sigma(t, 0)) \quad (11)$$

By comparing Eqs. (7) and (11) we find

$$\frac{d\rho_a(t)}{dt} = \frac{\partial\sigma_a}{\partial t'}(t, t' = \tau). \quad (12)$$

Equation (12) is the basic tool of our approach, and provides a convenient algorithm for solving Eq. (7). It states that the derivative of the density operator $\rho(t)$ at time t is equal to the time derivative it would have had at time $t + \tau$ in a TDHF evolution. The difficult step in building $d\rho(t)/dt$ via Eq. (7) has thus been reduced to a mean-field evolution. The occurrence of the time $t + \tau$ reflects the loss-of-memory mechanism present in Eq. (7) and stabilizes the evolution of the system (in contrast to the chaotic evolutions built with a time $t - \tau$ discussed in Ref. 8). Equation (12) may seem to violate causality since the evolution at time t appears to involve the state of the system at a later time $t + \tau$. It should be emphasized, however, that the argument $t + \tau$ occurs only in the second time variable t' . Equation (7) only requires the knowledge of the state at the genuine time t . Note that in writing (12) we have implicitly assumed τ to be small in agreement with the derivation of Ref. 1.

In numerical applications, Eq. (12) has been implemented by use of the following discretized formula:

$$\rho(t + \Delta t) = \rho(t) + \frac{\Delta t}{\Delta \tau} [\sigma(t, \tau + \Delta \tau) - \sigma(t, \tau)], \quad (13)$$

which provides $\rho(t + \Delta t)$ once $\rho(t)$ is known. Equation (13) requires the construction of $\sigma(t, t')$ by a TDHF evolution in the time t' up to $t' = \tau + \Delta \tau$. This has been performed by diagonalization of ρ at each time t and evolution of the single-particle wave functions in t' by the standard Crank-Nicholson method.⁹⁻¹¹ The operators $\sigma(t, \tau)$ and $\sigma(t, \tau + \Delta \tau)$ are subsequently reconstructed from the occupation numbers and from the wave functions. We have used in Eq. (13) a value of $\Delta \tau$ equal to the time step Δt which guarantees that the TDHF equations are recovered for $\tau = 0$. The values of the time and space steps in our calculations are $\Delta t = 0.5 \times 10^{-24}$ s and $\Delta r = 0.5$ fm and the number of mesh points is $N_r = 45$. For 100 time steps, a typical evolution requires 5 min on a VAX 8530 for ${}^4\text{He}$.

We have studied the properties of the ITS evolution in the spherically symmetric configurations of ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, and ${}^{40}\text{Ca}$ using the zero-range density-dependent force of Ref. 9. Since the essential features are identical for the three calculations, we will focus the discussion on the simplest case, namely ${}^4\text{He}$. To generate the initial conditions for $\rho(t = 0)$, we performed a static Hartree-Fock calculation with an external field βr^2 . This provides excited nuclei at zero temperature which, for $t > 0$, display monopole vibrations. In the present work we use the value $\tau = 0.25 \times 10^{-23}$ s, because it gives a reasonable total width of 8.2 MeV (including a spreading width of 4.2 MeV) for the monopole resonance in ${}^{40}\text{Ca}$.

Since particle emission occurs during the evolution (as soon as single-particle continuum states are popu-

lated⁹⁻¹¹), we define two reference regions: (i) from 0 to $R_c = 10$ fm, pertaining to the nucleus phase, and (ii) from R_c to $+\infty$, pertaining to the vapor phase. For the residual nucleus, two stages will be distinguished, namely before and after any crossing of the boundary R_c by emitted particles. In the first case, the nucleus is a closed system while it is open in the second one.

Let us illustrate this discussion with Fig. 1 which presents the variation of the single-particle entropy

$$S = -\text{tr}[\rho \ln \rho + (1 - \rho) \ln(1 - \rho)], \quad (14)$$

as a function of time, in the case of the ${}^4\text{He}$ nucleus. For the TDHF calculation (dashed line) there is no entropy variation for the total system (in fact, $S = 0$ since we start with a Slater determinant). However, after $t = 10^{-22}$ s the particle decay from unbound states produces a variation of occupation numbers and an increase of the entropy of the residual nucleus (for hot nuclei at sufficiently high temperature this evaporation can produce a decrease of entropy). Let us now study the evolution of the same nucleus calculated with the ITS equation. In this case one expects an entropy increase of the global system since

$$\frac{dS}{dt} = -\text{tr} \frac{d\rho}{dt} [\ln \rho - \ln(1 - \rho)] \\ = i \text{tr} W(\sigma(t, \tau)) \left[\sigma(t, \tau) \ln \frac{\sigma(t, 0)}{1 - \sigma(t, 0)} \right]. \quad (15)$$

This quantity involves a commutator of σ calculated at two times 0 and τ , and dS/dt is, in general, nonzero. It can be shown¹ to be positive. In Fig. 1 (solid line), in the case of a closed system ($t < 10^{-22}$ s), a sharp increase of the entropy is effectively observed. We will show that this increase arises from the "heating" of the nucleus due to the thermalization of the excitation energy stored in the collective vibrations. After the time

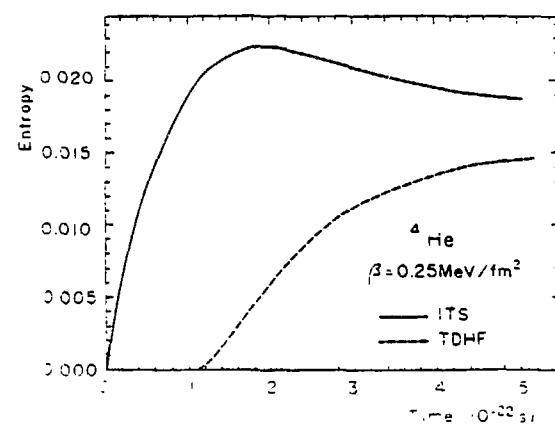


FIG. 1. Time evolution of the single-particle entropy of ${}^4\text{He}$ for $\tau = 0.25 \times 10^{-23}$ s (solid line). The TDHF evolution ($t = 0$) is also displayed (dashed line).

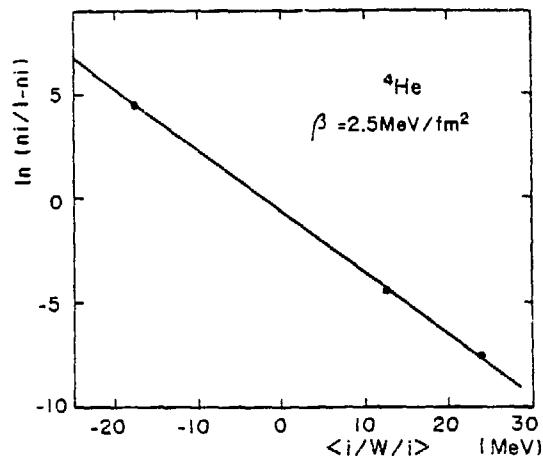


FIG. 2. Relation between the occupation numbers ρ_i and the single-particle energies ϵ_i for the ^4He nucleus plotted at $t = 10^{-22}$ s. Note that the quantity which is graphed is $\ln[\rho_i/(1-\rho_i)]$.

$t = 10^{-22}$ s the entropy of the residual nucleus slowly decreases because the evaporation of the particle "cools" the nucleus, although, according to Eq. (15) the entropy of the total system (i.e., the nucleus plus the gas) always increases.

To test whether a real thermalization occurs, we consider the quantities $A_i = \ln[\rho_i/(1-\rho_i)]$ as functions of the single-particle energies $\epsilon_i = W_i$, where ρ_i and $|i\rangle$ are the eigenvalues and eigenvectors of the density matrix ρ . Notice that for a thermalized system at temperature T and with a chemical potential μ one expects $A_i = -(\epsilon_i - \mu)/kT$. For sake of simplicity, we have shown in Fig. 2 the ^4He case where only one angular momentum, $l=0$, is involved. The results are similar for ^{16}O and ^{40}Ca . To avoid the complications arising for particle emission, let us discuss the results at $t = 10^{-22}$ s. It can be seen in Fig. 2 that at this time the occupation numbers are well described by a Fermi distribution with $T = 2$ MeV and $\mu = -5$ MeV. In fact, starting from a $T = 0$ -MeV initial condition, the evolution of the system roughly follows a thermalized path with a time-dependent temperature. Moreover, our calculations show that the Hartree-Fock energy remains nearly constant. Thus the flowing of energy towards higher correlations is small and cannot be ascribed to the variation in the temperature.

To further investigate the heating mechanism, we show in Fig. 3 the monopole oscillations for ^4He , ^{16}O , and ^{40}Ca . In the calculation of $\langle r^2 \rangle$ only the contributions of the residual nucleus are retained. It can be observed that the ITS dynamics introduces an additional damping to the one already present in TDHF (mainly due to the Landau damping and to the evaporation of particles). From Fig. 3, the widths of the monopole vibrations in ^4He , ^{16}O , and ^{40}Ca are found to be 4.4, 8.2, and 4.4 MeV for the TDHF dynamics and 8.2, 13.2, and

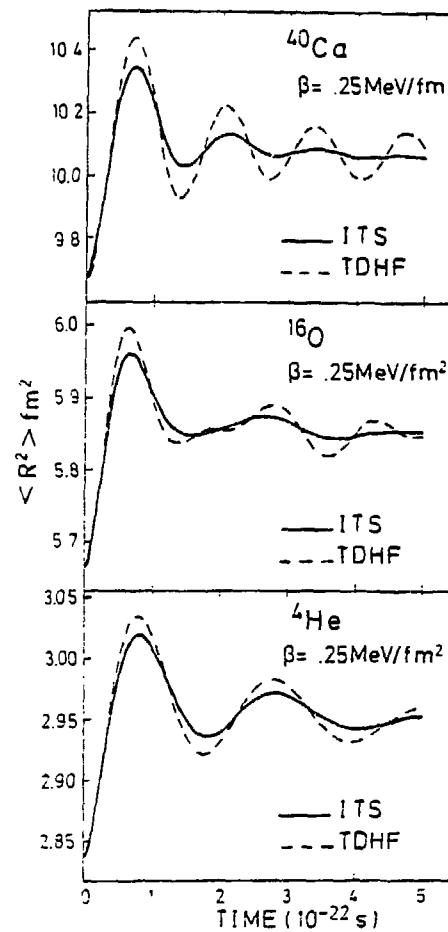


FIG. 3. Variation of the root-mean-square radii of ^4He , ^{16}O , and ^{40}Ca as functions of time obtained by solving Eq. (7) for $\tau = 0.25 \times 10^{-23}$ s (solid line). The TDHF evolution ($\tau = 0$) is also shown for reference (dashed line).

8.2 MeV for the ITS evolution. This means that the damping arising from the dissipative term in (7) is equal to 4–5 MeV. This value is in good agreement with the experimental knowledge of spreading widths.¹² There is therefore an important flow from the collective energy, associated in our case with the monopole vibration, towards the one-body heat (defined as the gain in the Hartree-Fock energy when the occupation numbers are set to zero or one in the basis diagonalizing ρ).

In summary, we have derived an alternative formulation of the extended TDHF equations proposed by Balian and Vénéroni and we have elaborated a method allowing their practical solutions. Our first applications display the expected variety of physical phenomena (global increase of entropy, thermalization of single-particle degrees of freedom, irreversible flow from collective energy to one-body heat, particle emission). Moreover, our numerical results look reasonable when we take for the parameter τ a value (0.25×10^{-23} s) yielding a monopole

spreading width which is compatible with the experimental data. These results make it worthwhile to investigate more complicated cases such as collective modes without spherical symmetry, heavy-ion collisions, formation and decay of compound nuclei. It would be then possible to confront the theoretical predictions with a large variety of experimental data.

We are grateful to M. Baranger, J. W. Negele, and Y. P. Pellegrini for numerous discussions. We also wish to thank M. Vénéroni for his helpful suggestions in the elaboration of this work. The Division de Physique Théorique, Institut de Physique Nucléaire is a Laboratoire associé au Centre National de la Recherche Scientifique.

¹R. Balian and M. Vénéroni, *Ann. Phys. (N.Y.)* **135**, 270 (1981).

²L. P. Kadanoff and G. Baym, *Quantum Statistical Mechanics* (Benjamin, New York, 1962), Chap. 9.

³G. Manzouranis and H. C. Pauli, *Z. Phys. A* **281**, 165 (1977); H. Orland and R. Schaeffer, *Z. Phys. A* **290**, 191 (1978); C. Y. Wong and H. F. Tang, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1070 (1978), and *Phys. Rev. C* **20**, 1419 (1979); C. M. Shakin and

M. S. Weiss, University of California Research Laboratory Report No. 08500 (unpublished); P. Grangé, H. A. Weidenmüller, and G. Wolschin, *Ann. Phys. (N.Y.)* **136**, 190 (1981); S. Ayik, *Z. Phys. A* **298**, 83 (1980).

⁴R. Balian, Y. Alhassid, and H. Reinhardt, *Phys. Rep.* **131**, 1 (1986).

⁵J. L. Neto, *Ann. Phys. (N.Y.)* **173**, 443 (1987).

⁶J. Aichelin and G. Bertsch, *Phys. Rev. C* **31**, 1730 (1985).

⁷C. Grégoire *et al.*, *Nucl. Phys. A* **465**, 317 (1987).

⁸B. Dorizzi *et al.*, *Phys. Rev. A* **35**, 328 (1987).

⁹D. Vautherin, J. Treiner, and M. Vénéroni, *Phys. Lett. B* **191**, 6 (1987).

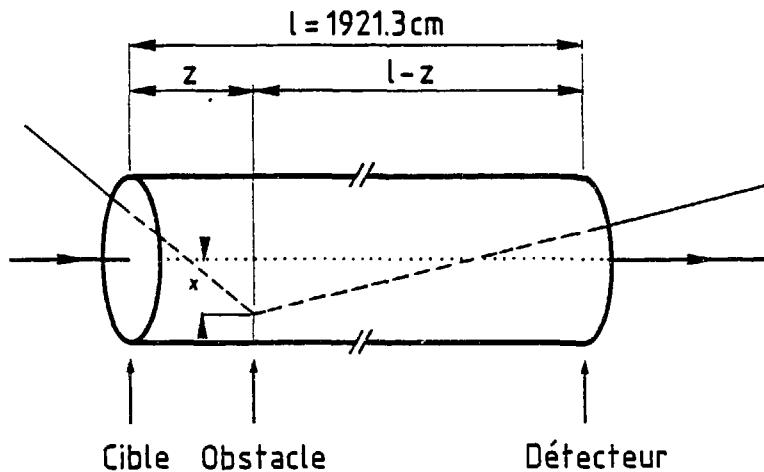
¹⁰S. Stringari and D. Vautherin, *Phys. Lett.* **88B**, 1 (1979).

¹¹Ph. Chomaz, N. V. Giai, and S. Stringari, *Phys. Lett. B* **189**, 375 (1987).

¹²The experimental status of the giant monopole resonance in light nuclei is not yet clear because of the difficulty of the experiment and of the spreading of the $E0$ strength. Data are available for ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{45}Sc , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , and ^{64}Zn , but the small fraction of the energy-weighted sum rule reported makes difficult the extraction of a width. However, a value of 4–5 MeV is a reasonable estimate for all these nuclei. A recent experiment on ^{24}Mg which reports 90% of the $E0$ energy-weighted sum rule exhibits a giant resonance with a width of 4–5 MeV. cf. A. Van der Woude, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **18**, 217–293 (1987).

ANNEXE 1 - LOCALISATION DU PARASITE

Les notations utilisées se trouvent sur la figure ci-dessous.



a. - localisation en z :

On connaît la vitesse v_0 du faisceau, la vitesse v après le choc (donnée par la mesure de l'énergie) et le temps de vol total t compris du choc (mesuré lui aussi).

L'ion a parcouru la distance z à la vitesse du faisceau et la distance $l-z$ à la vitesse v . On a donc :

$$\frac{z}{v_0} + \frac{l-z}{v} = t \quad \text{d'où} \quad z = \frac{v_0}{v_0-v} (l - tv) \quad (\text{A1})$$

Afin de minimiser les erreurs sur la mesure des caractéristiques du parasite (DE, E et $TV=t$), exprimons z en fonction d'écarts relatifs par rapports à des "vrais" ions. La relation A1 devient alors :

$$z = \frac{v_0}{v_0-v} l \left\{ 1 - \left[1 + \Delta^v (39) \right] \left[1 + \Delta^t (39) \right] \right\}$$

$$\text{avec} \quad \Delta^v (39) = \frac{v-v(^{39}\text{Ar})}{v(^{39}\text{Ar})} \quad \text{et} \quad \Delta^t (39) = \frac{t-t(^{39}\text{Ar})}{t(^{39}\text{Ar})}$$

où $v(^{39}\text{Ar})$ et $t(^{39}\text{Ar})$ représentent respectivement la vitesse et le temps de vol de l' ^{39}Ar .

b. - localisation en x :

Une "abscisse" a dans le plan focal intermédiaire est reliée à "l'abscisse" x de l'éventuel obstacle par la relation

$$a = R_{11} x + R_{16} \delta$$

où R_{11} et R_{16} sont des éléments de la matrice qui relie l'obstacle au plan focal intermédiaire. Ainsi, R_{11} dépend de la position z de l'obstacle, z étant calculé par la méthode décrite plus haut ; δ est calculé à partir de l'énergie totale mesurée du parasite. Si l'on fait l'hypothèse que le parasite est passé par le centre du jeu de fentes situés dans le plan focal intermédiaire, $a = 0$ et

$$x = -\frac{R_{16}}{R_{11}} \delta$$

Références Bibliographiques

- [ABR 72] M. ABRAMOWITZ
Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and mathematical tables. Wiley Intersciences 1972
- [ANN 85] R. ANNE et Y. GEORGET
Chambres à circulation de gaz, étalonnage avec le faisceau GANIL
Rapport GANIL R85-11
- [ANN 87] R. ANNE et al.
The achromatic spectrometer LISE at GANIL
NIM A 257 (1987) 215-232
- [ANN 88] R. ANNE et al.
Multiple angular scattering of heavy ions ($^{16,17}\text{O}$, ^{40}Ar , ^{86}Kr , and ^{100}Mo) at intermediate energies (20-90 MeV/u)
NIM B34 (1988) 295-308
- [BEA 88] D. BEAUMEL
Résonnances géantes et structures à haute énergie d'excitation excitées par diffusion inélastique d'ions Argon sur des cibles de Zirconium et de Plomb à 44 et 41 MeV/A d'énergie incidente.
Thèse de l'université Paris XI - Orsay, 21 Novembre 1988 - IPNO-T-89-04
- [BER 82] M. BERNAS et al.
Magic features of ^{68}Ni .
Phys. Lett. 113B n°4 - (1982) 279-282
- [BES 80] F. BESENBACHER
Straggling in energy loss of energetic hydrogen and helium ions.
NIM 168 (1980) 1-15
- [BIA 89] L. BIANCHI et al.
SPEG : an energy loss spectrometer for GANIL.
NIM A 276 (1989) 509-520
- [BIM 85] R. BIMBOT et al.
Production of secondary radioactive beams from 44 MeV/u Ar projectiles.
Z. Phys. A. Atoms and nuclei 322 (1985) 443-456
- [BIR 81] P. BIRIEN et S. VALERO
Projet de spectromètre magnétique à haute résolution pour ions lourds
Note CEA-N-2215 (1981)
- [BRA 85] S. BRANDENBURG
Decay of giant resonance in heavy nuclei.
Thèse-Groningen - non publiée
- [BRO 75] K.L. BROWN et al.
Transport, a computer program for designing charged particle beam transport systems.
CERN 80-04 ; Super Proton ; Synchrotron Division ; 18 Mars 1980
- [CHO 84] P. CHOMAZ
Structures excitées par ions lourds dans une cible de ^{208}Pb - Interprétation en termes de résonnances géantes et de multiphonons.
Thèse de 3ème cycle - 24 février 84 - IPNO-T-84-01

- [FRA 72] W.E. FRAHN
Diffraction scattering of charged particles
Ann. of Phys. 72 (1972) 524-547
- [HER 88] J. HERAULT
Etude expérimentale du ralentissement d'ions lourds de 20 à 100 MeV par
nucléon dans la matière -
Thèse de l'université Paul Sabatier à Toulouse 4 juillet 1988 - IPNO-DRE-88-25
- [HOD 78] P.E. HODGSON
Nuclear Heavy Ion reactions - Chapitres I et III
Clarendon Press - Oxford 1978
- [HOU 77] Nuclear Physics with heavy ions and mesons
Les Houches 1977 session XXX - 4 juillet - 20 août 1977 - Vol. 1
Course 1 - Theory of heavy ion reactions - D.M. BRINK
Seminar 1 - Backward glory in heavy ion scattering - S.Y. LEE
Course 2 - Semi-classical description of heavy ion scattering - R. SHAEFFER
- [LAN 81] M. LANGEVIN
Determination pratique des effets de diffusion multiple
IPNO Ph.N 81-09
- [LEN 87] W.N. LENNARD et H. GEISSEL
Energy loss and energy loss straggling for heavy ions.
NIM B27 (1987) 338-343
- [LHO 84] A. L'HOIR
Cours du DEA de physique nucléaire et des particules de Paris VI - VII et XI
année 1984-1985
non publié
- [MEY 71] L. MEYER
Plural and multiple scattering of low energy heavy particles and solids.
Phys. Stat. Sol. 44 (1971) 253
- [OER 87] W. von OERTZEN
Excitation of isovector modes in heavy ion induced charge exchange reactions
Présenté à Giant Resonance excitation in Heavy Ion Collisions à Legnardo
(Padova) Italy
Preprint HMI-P87/9
- [PAY 83] J. PAYET
Etude de quelques réactions directes à 0° dans les systèmes $^{18}\text{O} + ^{26}\text{Mg}$ et
 $^{18}\text{O} + ^{12}\text{C}$.
Thèse de 3ème cycle - Paris XI - Orsay - 27 Juin 1983 - IPNO-83-04
- [PEN 61] S. PENNER
calculations properties of magnetic deflection system.
Rev. Sci. Instr. 32 - n°2 - (Fev. 1961) 150-160
- [QUI 85] Eric QUINIOU
Identification de noyaux très exotiques produits par fragmentation du projectile.
Thèse de 3ème cycle - IPNO-T-85-02

- [ROU 85] P. ROUSSEL
Beam preparation system and beam emittance control, prerequisites for high resolution magnetic spectroscopy.
NIM A236 (1985) 20-30
- [ROU 86] Patricia ROUSSEL
Etude du potentiel d'interaction noyau-noyau à partir de la diffusion d'¹⁶⁰ à 94 MeV/A
Thèse de 3ème cycle - Paris XI - Orsay 27 Juin 1986
- [ROZ 89] J.P. ROZET et al.
Charged-state distributions of few-electrons ions deduced from atomic cross sections.
J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. 22 (1989) 33-48
- [SAT 80] Ensemble de détection magnétique du Laboratoire National Saturne.
Cycle de séminaires sur les équipements de spectrométrie.
Mars-Juin 1980 -CEA-In2P3
Chapitre A : Rappels d'optique corpusculaire L.FARVACQUE
Chapitre B : Optique des lignes de transport de faisceaux A. TKATCHENKO
Chapitre C : Les spectromètres à perte d'énergie A. TKATCHENKO
- [SAT 83] G.R. SATCHLER
Direct Nuclear Reaction - Chapitre XI
Clarendson Press Oxford - New-York 1983
- [SAU 74] J. SAUDINOS
Méthodes expérimentales en physique nucléaire.
Ecole d'été des Houches 2-14 Septembre 1974
Spectrométrie magnétique
- [SIG 74] P. SIGMUND et K.B. WINTERBON.
Small angle multiple scattering of heavy ion in the screened Coulomb region.
NIM 119 (1974) 541-557
- [SIG 85] P. SIGMUND et K.B. WINTERBON
Energy loss spectrum of swift charged particle penetrating a layer of material
NIM B12 (1985) 1-16
- [STR 84] V.M. STRUTINSKII
Surface nucleon stripping reactions
JETP 19 n°6 (1964) 1401-1405
- [SUO 87] T.SUOMIJARVI and al.
Forward angle measurement of 60 MeV/A ⁴⁰Ar peripheral interactions on ²⁰⁸Pb
Phys. Rev. C36 (1987) 2691
- [SUO 89] T. SUOMIJARVI and al.
Excitation of giant resonances in ²⁰Ne + ⁹⁰Zr and ²⁰⁸Pb inelastic scattering at 40 MeV/u
Nucl.Phys. A491 (1989) 314-336
- [TEN 62] L.C. TENG.
Expanded form of magnetic field with median plane
ANL Internal Memorandum, 15 Decembre, 1962 - ANL-LCT-28
- [UDA 75] T. UDAGAWA et T. TAMURA
A simple interpretation of anomalous angular distributions in heavy ion induced two-step transfer reactions
Phys.Lett. 57B n°2 (1975) 135-138

- [VAN 87] A. Van der Woude
Giant resonances, Prog. Part. Nucl. Phys. 18 (1987) 217-293
- [VAV 57] P.V. VAVILOV
Ionization losses of high-energy particles
JETP Vol.5 n°4 (Nov 1957) 749-751
- [YAG 75] K. YAGI and al.
One and multistep processes in the reaction ^{144}Nd (^{12}C , ^{14}C)
Phys.Rev.Lett. 34 n°2 (1975) 96-99
- [ZGO 81] Le programme ZGOUBI a été développé par D. GARRETA et J.C.FAIVRE
(DPh.-N/ME, CEN Saclay). On pourra en trouver une description rapide dans
[BIR 81].

RESUME

The use of heavy ions at GANIL energies leads to a concentration of the reaction products in the forward direction. Thus, measurements have to be performed at and around 0 degree and with an accuracy around one milliradian. A simple magnetic-rigidity sorting may not be sufficient to eliminate properly the beam when one works near its rigidity. A zero dispersion double spectrometer would allow to set the detector in the conjugate plane of the infinity and angular sorting with masks or slits is then possible. This angular selection (after the two dipoles) is performed after a magnetic rigidity one (between the two dipoles). This double sorting does allow measurements close to the beam in magnetic rigidity and in angle. "TRANSPORT" calculations have shown that the LISE spectrometer of GANIL could be used in this telescopic mode. Experiments with a 44 MeV per nucleon Argon beam on C, Al, Ni and Au targets have been performed as a test of the method. A good identification of all the detected ions has allowed us to obtain angular distributions at and around 0 degree with the required accuracy for a magnetic rigidity as close as two for one thousand of that of the beam. This experimental study of heavy ions collisions at intermediate energies is completed by a theoretical approach of the thermodynamical evolution based on an extended quantal mean field theory in which a collision-like term simulates residual interaction effects.

L'utilisation d'ions lourds aux énergies GANIL s'accompagne d'une focalisation des produits de réaction vers l'avant. Cette concentration nécessite des mesures à et autour de 0 degré avec une précision de l'ordre du milliradian. Le simple tri en rigidité magnétique utilisé par les spectromètres classiques ne suffit pas à éliminer de façon efficace le faisceau lorsque l'on veut se rapprocher de sa rigidité. En plaçant le détecteur dans le plan conjugué de l'infini, un tri angulaire est possible à l'aide de masques ou de fentes dans un système de double spectromètre à dispersion nulle. Cette sélection angulaire (après les deux dipôles) est effectuée après la sélection en rigidité magnétique (entre les deux dipôles). Ce double tri permet des mesures précises près du faisceau en rigidité magnétique et en angle. Des calculs effectués avec le programme TRANSPORT ont permis de montrer que ce mode de fonctionnement, dit télescopique, peut être utilisé sur le spectromètre LISE du GANIL. Des expériences ont été réalisées afin de tester cette nouvelle méthode. Un faisceau d'Argon à 44 MeV par nucléon a été utilisé avec des cibles de C, Al, Ni et Au. Une bonne identification de l'ensemble des noyaux détectés nous a permis d'obtenir des distributions angulaires à et autour de 0 degré, avec la précision requise et pour des rigidités magnétiques à deux pour mille de celle du faisceau. Cette étude expérimentale des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires est complétée par une étude théorique de l'évolution thermodynamique basée sur une théorie quantique de champ moyen améliorée par l'addition d'un terme simulant les effets de collision.

MOTS CLES : IONS LOURDS - PETITS-ANGLES - SPECTROMETRE - GANIL.