

INTRODUCTION AUX SPECTROMÈTRES ET SÉPARATEURS EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

BERTRAND JACQUOT

*GANIL, CNRS/IN2P3-CEA/DSM
Boulevard Henri Becquerel
14000 CAEN*

Résumé :

Nous donnons dans ce cours introductif un aperçu de la variété des spectromètres et des séparateurs électromagnétiques utilisés en physique nucléaire. Quelques notions importantes d'optiques de particules chargées sont illustrées. Ensuite, nous présentons, par domaine d'énergie, les différents spectromètres utilisés actuellement dans les laboratoires de physique nucléaire. De nombreux exercices sont proposés pour faciliter la compréhension, notamment en annexe.

Abstract :

In this introductory lesson, we give an outline of the variety of electromagnetic spectrometers and separators used in nuclear physics. Some important notions of charged particles optics are introduced. Then, we present the spectrometers as a function of energy domain, which are used at present in the nuclear physics laboratories. Numerous exercises are proposed in order to ease the understanding of the text.

PLAN :

I. INTRODUCTION	3
A. La fonction de séparateur (fonction de réjection).....	3
B. La fonction de spectromètre (fonction de mesure).....	4
II. NOTIONS DE BASE	5
A. Les faisceaux d'ions.....	5
B. Les composants essentiels.....	6
C. L'optique des particules chargées.....	8
III. SPECTROMÈTRES À BASSE ÉNERGIE	13
A. Séparateur pour la sélection des ions d'un accélérateur.....	13
B. Spectromètres de masse.....	14
IV. SPECTROMÈTRES AUTOUR DE LA BARRIÈRE COULOMBIENNE	16
A. Les difficultés expérimentales.....	16
B. Spectromètres magnétiques de grande acceptance.....	18
C. Spectromètres de masse (M/q) de type RMS : E+B+E.....	22
D. Séparateurs (magnétiques) à gaz.....	24
V. SPECTROMÈTRES ET SÉPARATEURS DE HAUTE ÉNERGIE	26
A. Les réactions à haute énergie.....	26
B. «Séparateurs de fragments » et la fragmentation du projectile.....	26
C. Les spectromètres magnétiques haute énergie.....	31
D. Les spectromètres en temps de vol et les mesures de masse.....	33
VI) CONCLUSION	35
ANNEXES :	35
Le Code de simulation LISE++	37
La notion d'émittance	38
Étude d'un triplet de quadripôles	39
Le dégradeur achromatique d'un séparateur de fragments	41
Les états de charge d'un ion	42
Le filtre de Wien : un filtre de vitesse	43
Travail dirigé sur séparateur SHIP (GSI)	45

I. INTRODUCTION

Nous survolons dans ce cours les différentes techniques utilisées pour purifier et analyser les produits de réactions nucléaires [1]. Nous excluons de ce cours les pièges à ions utilisés notamment pour les mesures de masse à haute résolution (voir le cours dédié à ce sujet) ainsi que les calorimètres et détecteurs utilisés dans les accélérateurs et collisionneurs de haute énergie (par exemple Alice au LHC, Hades à GSI).

L'étude des réactions nucléaires et de noyaux produits lors de réactions s'est rapidement enrichie des développements des accélérateurs, des détecteurs mais aussi des spectromètres et séparateurs électromagnétiques.

Les séparateurs et spectromètres ont dû s'adapter aux progrès réalisés dans les méthodes de détection et dans les accélérateurs. Ils doivent assurer la sélection et/ou l'identification des produits de réaction avec la plus grande efficacité possible, tout en rejetant le flot d'événements non désirés.

Deux fonctions sont clairement distinguées : la fonction de séparateur (fonction de réjection) et la fonction de spectromètre (fonction de mesure).

A. La fonction de séparateur (fonction de réjection)

Il s'agit de purification ou de sélection des événements désirés. Cette fonction est directement liée aux limitations techniques de la détection, qui n'est pas capable dans la plupart des cas de traiter (analyser et identifier) l'ensemble des particules produites par l'interaction d'une cible solide avec un faisceau d'un accélérateur d'ions moderne (souvent capable de délivrer 10^{12} à 10^{14} ions /s).

La fonction minimale pour un séparateur est la réjection (élimination) des particules les plus nombreuses, c.à.d. celle du faisceau primaire.

L'élimination des autres types de particules (réactions non intéressantes) est utile ou nécessaire suivant l'intensité des ions et la détection utilisée. Cette fonction de réjection des événements non désirés, est primordiale dans l'étude des événements rares.

Les performances d'un séparateur

Soit une expérience utilisant un faisceau incident, une cible et un séparateur

Notons N le nombre de particules incidentes sur la cible

Et N_i le nombre de particules d'intérêt produites

Ces particules sont triées et analysées dans un séparateur.

Notons n le nombre de particules non désirées qui sont collectées sur la détection

Et n_i le nombre de particules d'intérêt qui sont collectées sur la détection

Les 3 types de performances citées dans les expériences avec des séparateurs :

- 1) **L'efficacité** = efficacité de détection*Transmission de spectromètre
= n_i/N_i (liés à l'acceptance du séparateur)
- 2) **La sélectivité** = réjection par le séparateur*suppression/réjection par les détecteurs (coïncidence, identification)
= N/n

3) La Sensibilité = $(n_i/N_i) * (N/n) = (n_i/N_i)/(n/N) = \text{efficacité/sélectivité}$
 On cite aussi la plus petite section efficace mesurable ce qui est relié à la sensibilité.

Ces quantités, révélant à la fois les performances du séparateur et de la détection, sont très dépendantes de la cinématique des réactions. Par exemple, des performances obtenues sur un séparateur avec des réactions symétriques de fusion-évaporation (Ni sur Ni), ne sont pas atteintes avec des réactions en cinématique inverse (du type faisceau de ^{208}Pb sur cible de ^{48}Ca).

B. La fonction de spectromètre (fonction de mesure)

Cette fonction associe les propriétés de séparation d'un spectromètre avec un système de détection. La sélection de certains ions dépend de la technique utilisée : séparation magnétique, électrique, magnétique +électrique... La résolution est le paramètre qui permet de juger de la qualité d'analyse de l'ensemble (spectromètre+détection).

Aucun spectromètre électromagnétique ne mesure directement la masse, le A, le Z, la charge, ou l'énergie indépendamment : la plupart du temps, il est nécessaire de corréler plusieurs paramètres pour identifier clairement un ion ou mesurer une caractéristique d'intérêt :

Spectromètres	Quantité mesurée	Détecteur
spectromètre magnétique	Mesure du « $B\rho$ » ($B\rho=P/q$)	mesure de position dans le plan focal
spectromètre électrostatique	Mesure de « $E\rho$ » ($E\rho=\gamma Mv^2/q$)	mesure de position
spectromètre associant champ électrique et magnétique	Mesure du rapport Masse sur charge (M/q)	mesure de position x, dans le plan focal
mesure du temps de vol dans un spectro magnétique « isochrone » (anneaux de stockage isochrone)	Mesure du rapport Masse sur charge (M/q)	mesure relative de temps
filtre de Wien (Annexe 7) ou combinaison de dipôles électriques et magnétiques	Mesure de la vitesse	détecteur de position x, dans le plan focal

Avant d'aborder le sujet, quelques notions d'optique des particules chargées sont hélas, nécessaires à la compréhension des spectromètres.

II. NOTIONS DE BASE

A. Les faisceaux d'ions

1. Les faisceaux d'ions fournis par un accélérateur

Les particules chargées issues d'un accélérateur circulent dans des tubes en Inox (les chambres à vide), en occupant rarement plus que quelques mm² au milieu des chambres à vide. Ces particules ont une faible dispersion en vitesse (<1%) et angle relatif très faible (<10 mrad). On parle de faisceaux de particules, comme on parle de faisceau lumineux.

Individuellement les particules oscillent autour de la trajectoire idéale le long des lignes de faisceau du laboratoire (le centre des chambres à vide représente la trajectoire de référence).

Pour les coordonnées des particules, on utilise un repère curviligne (x, y, s), dont la référence est le centre des chambres tout le long du parcours dans les lignes de faisceau.

2. La rigidité magnétique : le « Bρ » (Tesla.m)

Une particule chargée (M, q, v) évoluant dans un champ **B** (l'induction magnétique) uniforme et transversal (**v**⊥**B**) suit une trajectoire circulaire. Le rayon de courbure de la trajectoire est déterminé par l'équilibre de la force centrifuge et de la force de Lorentz

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}); \quad \text{Avec } \mathbf{p} = \gamma M \mathbf{v}$$

On a (**v**⊥**F**) donc v=Constante et γ=constante

Le mouvement est circulaire uniforme : $\frac{dv}{dt} = \frac{|\mathbf{v}|^2}{R} e_r$ et donc $\gamma m v^2 / R = q |\mathbf{v}| |\mathbf{B}|$

Le rayon de courbure de la trajectoire est $R = \frac{\gamma m v}{q B}$

On définit la rigidité magnétique Bρ (prononcer « Béro ») comme la caractéristique d'un ion (M, q, v) qui permet de connaître le rayon de courbure d'une particule dans un champ B.

$$B\rho = \frac{\gamma M v}{q} = \frac{P}{q}$$

En effet, ce paramètre essentiel au réglage d'un spectromètre magnétique permet d'ajuster le champ B_m d'un dipôle magnétique (ayant un rayon de courbure R_m) afin de sélectionner les particules ayant une rigidité magnétique (Bρ) donnée

$$B_m = B\rho / R_m$$

La connaissance du Bρ d'un ion est la seule information nécessaire pour le guider dans un spectromètre magnétique (information plus pratique à utiliser que le triplet [M,q,v]).

Application numérique :

Un faisceau de carbone ¹²C⁶⁺ circulant à 47.05 MeV/A (564.65 MeV Total) possède une rigidité magnétique de 2.0 T.m. Un dipôle magnétique d'angle 45° et de rayon de référence R=3.0m, doit être réglé à B=0.6666 Tesla pour incurver la trajectoire de ces ions à 45°.

3. La rigidité électrique : le « Eρ » (en Volt ou MVolt)

Ce paramètre est utile Eρ dans les spectromètres possédant des éléments électrostatiques. Une particule chargée (M, q) évoluant dans un champ électrique E suit une trajectoire circulaire, si le champ électrique est en tout point transverse à sa vitesse. Ceci est réalisé dans les dipôles électrostatiques de certains spectromètres.

Le rayon de courbure R de la trajectoire dans un champ E transverse, se calcule comme précédemment :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F} = q \mathbf{E}, \text{ si } (\mathbf{v} \perp \mathbf{E}) \Rightarrow |\mathbf{v}| = \text{Constante et } \gamma = \text{constante}$$

Donc $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{|\mathbf{v}|^2}{R} e_r$, ce qui conduit à $\gamma M v^2 / R = q |\mathbf{E}|$ $R = \frac{\gamma M v^2}{q E}$

On définit, la rigidité électrique $E\rho$ comme le paramètre qui permet de connaître le rayon de courbure d'une particule dans un dipôle électrostatique.

$$E\rho = \gamma M v^2 / Q$$

Ce paramètre permet d'ajuster le champ E d'un dipôle électrostatique (ayant un rayon de courbure R_E) afin de sélectionner les particules ayant une rigidité magnétique ($E\rho$) donnée :

$$E = E\rho / R_E$$

Application numérique : Un faisceau de carbone $^{105}\text{Sn}^{20+}$ circulant à 1.0 MeV/A ($E=105 \text{ MeV} \cdot Mv^2/2$) possède une rigidité électrique de $E\rho=10\text{MV}$. Les champs électriques ne sont pas utilisés avec les particules de haute énergie, car les champs électriques nécessaires ne sont pas technologiquement réalisables (la rigidité électrique évolue en v^2). Les forces magnétiques sont plus efficaces car elles sont proportionnelles à la vitesse.

4. La structure en temps discontinue du faisceau

Les particules arrivent sous forme de paquets de particules (bunch en anglais) de quelques nanosecondes. Cette structure en temps est liée à l'accélération avec des champs électriques alternatifs.

Contre exemple : les faisceaux ions issus d'accélérateurs Van der graff sont continus, car ce type d'accélérateur utilise des champs électriques statiques.

B. Les composants essentiels

1. Les dipôles magnétiques

Les dipôles magnétiques sont des électroaimants, possédant des bobines et deux pôles qui guident les lignes de champs. Ils permettent d'obtenir un champ magnétique vertical uniforme.

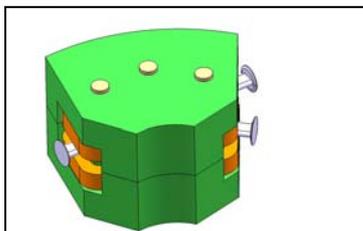


Figure 1a : Composant de base d'un spectromètre, le dipôle magnétique :
Il permet d'incurver la trajectoire des ions et de les sélectionner suivant leur rigidité

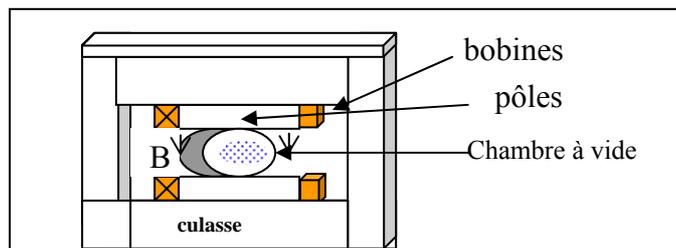


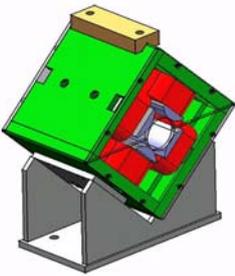
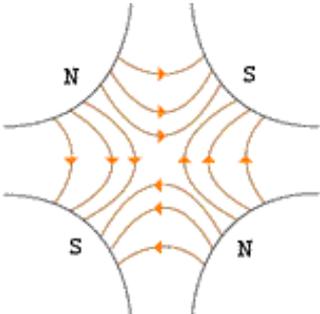
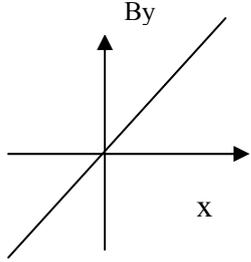
Figure 1b : Vue en coupe d'un dipôle magnétique (modèle en H). Le calcul du champ B dépend du courant I dans les bobines, de l'intervalle g entre les pôles. : $B \propto I / g$
Avec des pôles en fer, il est difficile d'atteindre des champs supérieurs à $B=1.6$ Tesla qui correspond à la saturation des pôles en fer.

2. Les quadripôles magnétiques

Ce type d'électroaimant est utilisé pour la focalisation du faisceau. Les quadripôles (quadropole en anglais) permettent d'éviter les pertes de particules sur les bords des chambres à vides des lignes de faisceau.

Un ensemble de quadripôles permet aussi de focaliser le faisceau dans les endroits suivants :

- zone d'interaction d'un collisionneur de particules pour augmenter la luminosité
- sortie d'un spectromètre pour optimiser la résolution du spectromètre
- cible de réaction d'un spectromètre (entrée) pour optimiser la qualité optique des faisceaux d'ions produits lors des réactions

		
<p>Figure 2a : Vue d'un quadripôle magnétique : 4 bobines traversées par un courant l'induisent dans 4 pôles en fer un champ d'induction B.</p>	<p>Figure 2b : Les lignes d'un champ entre les 4 pôles (Nord, Sud, Nord, Sud) d'un quadripôle magnétique. Les forces focalisent dans un axe (ici horizontal) et défocalisent dans un autre (ici vertical)</p>	<p>Figure 2c :Le champ B produit est sous la forme $B_x = G \cdot y$ $B_y = G \cdot x$ $B_z = 0$. G est appelé le Gradient</p>

Les quadripôles focalisent horizontalement et défocalisent verticalement ou vice-versa. En traversant un quadripôle, les forces ressenties par les particules sont proportionnelles à leur position (x, y). La force de focalisation d'un quadripôle possédant une longueur L_q et un gradient G dépend aussi de la rigidité magnétique du faisceau

Force horizontale $F_x = q (\mathbf{v} \times \mathbf{B})_x = q \cdot v_z \cdot B_y = q v_z \cdot G \cdot x$
 $F_x \sim x \cdot G$
Effet en x du quadripôle $\sim xG L_q / B\rho$

Force verticale $F_y \sim -y \cdot G$
Effet en y du quadripôle $\sim -yG L_q / B\rho$

Une séquence de quadripôles de polarité alternée (focalisant et délocalisant) peut permettre de focaliser un faisceau de particules dans les 2 plans (horizontal et vertical).

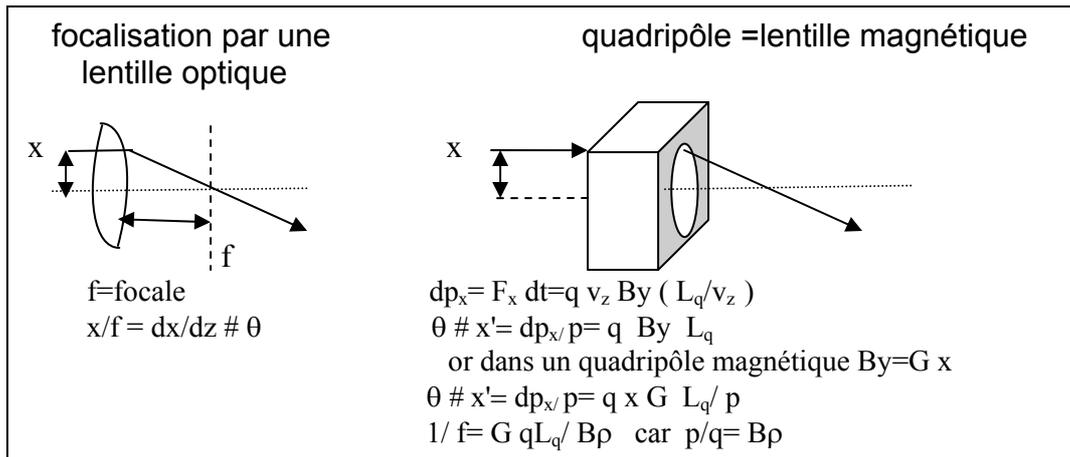


Figure 3 : Comparaison entre une lentille optique et un quadripôle magnétique

C. L'optique des particules chargées

1. Les équations du mouvement

La dynamique des particules se calcule avec l'équation de « Newton-Lorentz » :

$$\frac{d}{dt} [m\gamma \mathbf{v}] = q \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

On cherche à exprimer comment évoluent les coordonnées d'une particule le long d'un spectromètre dans le référentiel en mouvement (x, y, s) suivant la particule idéale. Localement, les équations dans les champs B et E apparaissent sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{dx}{ds} = x' & \quad \frac{d}{ds} \left[m\gamma \dot{x} \right] = m\gamma \dot{s} \left(1 + \frac{x}{\rho} \right) + q(t' E_x + y' B_s - \dot{s} \left(1 + \frac{x}{\rho} \right) \cdot B_y) \\ \frac{dy}{ds} = y' & \quad \frac{d}{ds} \left[m\gamma \dot{y} \right] = q(t' E_y + \left(1 + \frac{x}{\rho} \right) \cdot B_x - x' \cdot B_s) \\ & \quad \frac{d}{ds} \left[m\gamma \dot{s} \left(1 + \frac{x}{\rho} \right) \right] = -\frac{m\gamma \dot{x}}{\rho} + q(t' E_s + x' \cdot B_y - y' \cdot B_x) \end{aligned}$$

Pour simuler les trajectoires des particules chargées, il faut :

- 1) Connaître B(x, y, s) et E(x, y, s, t) [cartes de champ 3 dimensions]
- 2) Intégrer les équations du mouvement numériquement avec un algorithme « Runge-Kutta ».

Cette approche est longue et souvent inutile, car il existe une approche simplifiée : l'approche matricielle.

2. Les coordonnées des particules

On utilise un référentiel curviligne (x,y,s) qui suit la trajectoire idéale de la ligne de faisceau. À un point donné du spectromètre (abscisse longitudinale s_0) considérons la particule arrivant à l'instant t_0 à la position (x=0,y=0) et ayant la rigidité $B\rho_0$, comme la trajectoire de référence. On note les coordonnées des autres particules en général par 6 quantités :

$$\mathbf{Z} = (x, \theta, y, \phi, L, \delta)_{s_0}$$

- x et y sont les coordonnées transverses par rapport au centre de la chambre à vide
- θ et ϕ sont les angles horizontaux et verticaux par rapport à l'axe de référence
- Pour une particule, on a les relations suivantes : $\tan \theta = dx/ds$ et $\tan \phi = dy/ds$
- $L = s - s_0 = v_0 (t - t_0)$ est la différence de position longitudinale par rapport à la particule de référence.
- $\delta = (B\rho - B\rho_0) / B\rho_0$ différence relative de rigidité, par rapport à la particule de référence.

3. La description de l'optique avec les matrices

En réalisant un développement limité des équations du mouvement, pour une trajectoire proche de la trajectoire de référence et, en tronquant le développement limité au 1^{er} ordre, la position finale d'une particule à la fin du spectromètre dépend linéairement de ces coordonnées au départ du spectromètre.

Les coefficients sont rangés dans une matrice appelée « matrice de transfert ». Cette matrice de transport permet de calculer, par exemple, les coordonnées d'une particule la sortie d'un spectromètre connaissant ses coordonnées à l'entrée.

- Soit $\mathbf{Z}_A = (x, \theta, y, \phi, l, \delta)_A$ les coordonnées à l'entrée du système optique
 Soit $\mathbf{Z}_B = (x, \theta, y, \phi, l, \delta)_B$ les coordonnées à la sortie

$$\mathbf{Z}_B = R \cdot \mathbf{Z}_A \quad \begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix}_B = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} & R_{14} & R_{15} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} & R_{24} & R_{25} & R_{26} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} & R_{34} & R_{35} & R_{36} \\ R_{41} & R_{42} & R_{43} & R_{44} & R_{45} & R_{46} \\ R_{51} & R_{52} & R_{53} & R_{54} & R_{55} & R_{56} \\ R_{61} & R_{62} & R_{63} & R_{64} & R_{65} & R_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix}_A \quad \begin{matrix} l = v_0(t - t_0) \\ \delta = \frac{p - p_0}{p_0} \end{matrix}$$

L'interprétation de la matrice :

Les éléments de matrices R_{ij} sont les dérivés partielles des coordonnées finales des trajectoires en fonction des coordonnées initiales.

$$R_{ij} = \left(\frac{\partial Z_{Bi}}{\partial Z_{Aj}} \right)$$

ex :

$$R_{11} = \left(\frac{\partial Z_{B1}}{\partial Z_{A1}} \right) = \left(\frac{\partial x_B}{\partial x_A} \right) \quad R_{12} = \left(\frac{\partial Z_{B1}}{\partial Z_{A2}} \right) = \left(\frac{\partial x_B}{\partial \theta_A} \right)$$

$$R_{16} = \left(\frac{\partial Z_{B1}}{\partial Z_{A6}} \right) = \left(\frac{\partial x_B}{\partial \delta_A} \right)$$

Pour rendre plus claire la signification des éléments de matrices, certains auteurs écrivent les éléments de matrice de la façon suivante :

$$R_{16} = (x|\delta) ; R_{11} = (x|x)$$

$$R_{12} = (x|\theta) ; R_{32} = (y|\theta) \text{ etc....}$$

Pour une section de ligne composée d'un quadripôle q1, d'un espace vide de longueur L, et d'un quadripôle q2, la matrice de transfert totale de la section est le produit des matrices de transfert : $R(q_1, L, q_2) = R(q_2) \cdot R(L) \cdot R(q_1)$ (attention à l'ordre)

La Matrice R de transport dépend

- de la géométrie du spectromètre (distances, angle)
- du réglage des quadripôles

Un spectromètre dans la plupart des cas :

A) Commence par un point de focalisation et finit par un point de focalisation
($R_{12}=R_{34}=0$ conditions qui correspondent à une focalisation point-point)

B) Le spectromètre est dispersif (R_{16} est non nul)

la matrice totale d'un spectromètre apparaît donc sous la forme suivante

$$\begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix}_1 = \begin{bmatrix} R_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & L/\gamma^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix}_0 \quad \begin{aligned} l &= v_0(t - t_0) \\ \delta &= \frac{p - p_0}{p_0} \end{aligned}$$

Exercice : Dans quelles conditions, la position d'une particule dans le plan focal x_1 du spectromètre magnétique réglé pour des particules avec $B\rho = B\rho_{ref}$, permet de calculer sa rigidité magnétique :

Réponses : En utilisant l'équation matricielle $\mathbf{Z}_1 = \mathbf{R} \mathbf{Z}_0$

$$x_1 = R_{11} x_0 + R_{12} \theta_0 + R_{13} y_0 + R_{14} \phi_0 + R_{15} l_0 + R_{16} \delta_0$$

a) si le faisceau est focalisé à l'entrée du spectromètre $x_0 \neq 0$

b) si le détecteur de position à la sortie du spectromètre est placé sur le plan où toutes les particules de différente rigidité sont focalisées alors $R_{12}=0$

c) l'utilisation de quadripôles assure un découplage des plans horizontaux et verticaux $R_{13}=R_{14}=0$. En effet, la force de focalisation dans le plan horizontal d'un quadripôle est proportionnelle à $(G \cdot x)$, donc indépendante de la coordonnée y .

d) le spectromètre utilise des champs statiques, la position d'arrivée sur le détecteur ne dépend pas du temps d'arrivée à l'entrée du spectromètre $R_{15}=0$

$$\begin{aligned} \Rightarrow x_1 &= R_{11} x_0 + R_{12} \theta_0 + R_{13} y_0 + R_{14} \phi_0 + R_{15} l_0 + R_{16} \delta_0 \\ &= R_{11} x_0 (\neq 0) + R_{16} \delta_0 \end{aligned}$$

Donc si vous connaissez R_{16} et vous mesurez x_1 , vous pouvez calculer δ_0

$$\delta_0 = x_1/R_{16} \text{ en supposant } x_0=0.$$

Si la taille maximale du faisceau à l'entrée du spectro est Δx_0 , alors l'erreur maximale

commise est $R_{11} \Delta x_0/R_{16}$ car $\delta_0 = x_1/R_{16} \pm R_{11} \Delta x_0/R_{16}$ et $B\rho = B\rho_{ref}(1+\delta_0)$

L'erreur commise ($\pm R_{11} \Delta x_0/R_{16}$) est reliée à la résolution du spectromètre

La méthode de l'optique matricielle, appelée optique 1^{er} ordre, est utilisée pour la conception de nouvelles lignes, et le calcul des gradients quadripôles d'une ligne existante.

4. La résolution d'un spectromètre magnétique

La résolution d'un spectromètre magnétique est définie comme l'écart minimal en $B\rho$, pour séparer 2 faisceaux de taille $\pm \Delta x_1$, au point de sélection :

$$\text{Résolution} = 2 \Delta x_1 / R_{16} = 2 \Delta x_1 / (x |\delta|)$$

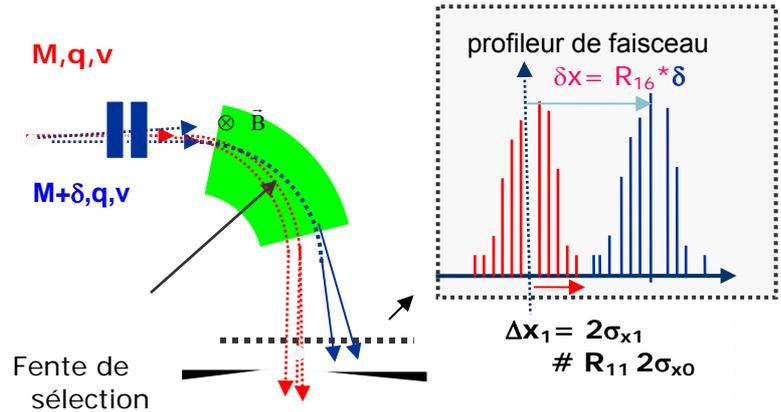
Où $R_{16} = (x |\delta|)$ est la dispersion du spectro

Figure 7 : séparation de deux faisceaux de particules, ayant un écart de rigidité magnétique δ , avec un aimant. Les faisceaux sont séparés si :

$$R_{16} \times \delta > 2 \Delta x_1$$

Au point de sélection, se trouvent en général des fentes ou/et un détecteur de position.

Au 1^{er} ordre, la taille du faisceau au point de sélection Δx_1 est relié à la taille du faisceau à l'entrée du spectromètre : $\Delta x_1 = R_{11} \Delta x_0$



Application numérique : Un spectro caractérisé par une dispersion $R_{16}=2 \text{ m}(=2\text{cm}/\%)$ et $\Delta x=1\text{mm}$, possède une résolution $R=1/1000$ en $B\rho$

Remarque : il existe différentes définitions de la résolution reliées à la définition de Δx_1 donnée par les utilisateurs $\Delta x_1=1 \sigma_{x1}, 2 \sigma_{x1}, \dots$.

Si, il est suffisant de séparer 2 pics associés à 2 types d'ion à mi-hauteur (0.5H), la largeur est définie comme $\Delta x_1=1.17 \sigma_{x1}$. Parfois, des queues de distribution gênent l'identification et on demande aux pics d'être mieux séparés, dans ces cas la définition de largeur est un multiple k de la largeur de la distribution en x, et $\Delta x_1=k \sigma_{x1}$, on parle alors de résolution à $(2 k \sigma)$, ou encore, la hauteur H où les pics sont séparés peut servir de définition (0.5H, 15% de H, 10% de H)

5. La notion d'acceptance angulaire pour un spectromètre

Derrière une cible de réaction, les fragments nucléaires peuvent être émis dans un cône d'émission dont l'angle solide (noté en stéradians) est important. Il est parfois très difficile pour un ensemble de quadripôles de récupérer l'ensemble des fragments. L'efficacité du spectromètre peut être faible, en raison des pertes.

L'acceptance angulaire est l'angle solide des produits de réaction que le spectromètre est capable de récupérer derrière la cible de réaction.

$$d\Omega(\text{strd}) = \frac{dS}{4\pi r^2}$$

Application numérique :

Si les particules incluses dans $\pm 40\text{mrd}$ (Horizontal) $\pm 60\text{mrd}$ et vertical) sont transmises dans un spectromètre avec 100 % de transmission, quelle est alors l'acceptance angulaire $d\Omega$?

Un faisceau de $\pm 40\text{mrd}$ (Horizontal) $\pm 60\text{mrd}$ vertical) éclaire une surface plane rectangulaire à $L=1000\text{mm}$ de $dS = 2 (L \tan \theta) \cdot 2 (L \tan \phi) \# 4 (L \theta) (L \phi) = 4 \cdot 40\text{mm} \cdot 60\text{mm} = 96000\text{mm}^2$

$$\Rightarrow d\Omega = 7.6 \cdot 10^{-3} \text{ Stéradian}$$

Pour augmenter l'acceptance angulaire d'un spectromètre, il faut chercher à augmenter l'ouverture des quadripôles (le rayon R de la chambre à vide circonscrite). Cependant, étant donné que le champ magnétique maximal aux pôles est limité ($B_{\text{poleMax}} \# 1 \text{ T}$), lorsqu'on augmente le rayon, leurs forces diminuent. En effet, le gradient maximal diminue car $G_{\text{max}} = B_{\text{poleMax}}/R$ et les quadripôles ne sont plus adaptés à des particules de haute rigidité. Dans la conception de spectromètre, il y a donc un compromis à faire entre acceptation angulaire et rigidité magnétique maximale.

Par ailleurs, augmenter l'acceptance d'un spectromètre a des conséquences importantes : augmentation du rayon des quadripôles, augmentation des entrefers des dipôles, augmentation de la puissance des alimentations, augmentation du volume des chambre à vide et donc augmentation de la capacité de pompage du système de vide, et finalement il y a une augmentation de l'enveloppe budgétaire.

6. Les simulations optiques

Les lignes de faisceau sont conçues de façon à guider le faisceau de particules d'un point à un autre en réalisant des « fonctions optiques » particulières.

De nombreux codes de simulation optique sont accessibles sur le Web gratuitement ou non :
-Transportgrafic, Transport 3^{eme} ordre ,Mad, Cosy infinity , Raytrace, TraceWin, GIOS...

Le calcul d'une ligne avec un code matriciel d'optique est réalisé en différentes étapes.

- Écrire la succession des éléments (type, longueur, gradient...) dans un fichier de définition.
- Lancer le programme optique qui calcule la matrice de transfert totale en multipliant les matrices de transfert de chaque élément (espace, dipôle, quad...): les matrices sont analytiques et dépendent des paramètres des éléments (type, longueur, Gradient, angle...).

Prenons l'exemple d'une ligne à simuler constituée de 2 quadripôles et d'un dipôle :

Fichier de définition de la ligne :	commentaires	Calculs réalisés par le code optique
Faisceau: $\Delta x_0, \Delta \theta_0, \Delta y_0, \Delta \phi_0, B\rho$ Espace L1 quad1 (G1 , Lq1) Espace L2 quad2 (G2, Lq2) Espace L3 Dipole (R , Φ) Espace L3 PRINT ENVELOPPE PRINT_MATRICE R PRINT FAISCEAU $\Delta x_1, \Delta \theta_1, \dots$	défini° de l'enveloppe faisceau <= espace vide quadripôle magnétique n°1 quadripôle magnétique n°2 affichage de l'enveloppe affichage de la matrice R " du faisceau à s=s1	L'enveloppe du faisceau peut être tracée après chaque élément avec l'équation : $\Delta x(s) = \sqrt{[R_{11}(s)\Delta x_0]^2 + [R_{12}(s)\Delta \theta_0]^2}$ $\Delta y(s) = \sqrt{[R_{33}(s)\Delta y_0]^2 + [R_{34}(s)\Delta \phi_0]^2}$ La matrice de transfert totale $R(s_1) = R(s_0 \Rightarrow s_1)$ $= R_{L3} \cdot R_{d1} \cdot R_{L3} \cdot R_{q2} \cdot R_{L2} \cdot R_{q1} \cdot R_{L1}$

Il existe dans les codes des fonctions pour ajuster, par exemple, (G1, G2) de façon à obtenir $R_{12} = 0$ et $R_{34} = 0$. Il faut une petite semaine pour apprendre à utiliser un code, et quelques mois pour en connaître toutes les astuces.

Exercice :

Comment transporter un faisceau d'ions issu d'un accélérateur d'un point où il est focalisé avec les propriétés suivantes ($\Delta x_0 = \pm 3\text{mm}$, $\Delta \theta_0 = \pm 4\text{ mrad}$, $\Delta y_0 = \pm 3\text{mm}$, $\Delta \phi_0 = \pm 4\text{ mrad}$) jusqu'à un point où il y a une cible de réaction d'un spectromètre en focalisant le faisceau avec les propriétés suivantes ($\Delta x_1 = \pm 1\text{mm}$, $\Delta \theta_1 = \pm 12\text{ mrad}$, $\Delta y_1 = \pm 3\text{mm}$, $\Delta \phi_1 = \pm 4\text{ mrad}$) avec une transmission de 100 % et en assurant l'achromatisme.

Réponse :

- 1) Il faut conduire le faisceau avec une combinaison de quadripôles et de dipôles, en veillant à ce que l'enveloppe du faisceau soit toujours inférieure à la chambre à vide (transmission 100%).
- 2) Par ailleurs, il faut régler les quadripôles de façon à obtenir la bonne taille du faisceau à la fin, ce qui revient à ajuster les coefficients de la matrice de transport, en simulant la ligne avec un code.

Les coefficients de la matrice de transport à ajuster sont :

$$R_{16} = (x|\delta) = 0 \text{ (condition d'achromatisme)}$$

Le point d'arrivée x_1 d'une particule est indépendant de δ ($B\rho = B\rho_0(1+\delta)$)

$$R_{12} = (x|\theta) = 0 \text{ focalisation point-point en horizontal}$$

Le point d'arrivée x_1 d'une particule est indépendant de l'angle initial θ_0

$$R_{34} = (y|\phi) = 0 \text{ (focalisation point-point en vertical)}$$

$$R_{11} = (x|x) = \Delta x_1 / \Delta x_0 = 1/3 \quad ; \quad R_{22} = (\theta|\theta) = \Delta \theta_1 / \Delta \theta_0 = 3 \quad ; \quad R_{33} = (y|y) = \Delta y_1 / \Delta y_0 = 1 \quad ; \quad R_{44} = (\phi|\phi) = \Delta \phi_1 / \Delta \phi_0 = 1$$

III. SPECTROMÈTRES À BASSE ÉNERGIE

Il est intéressant de présenter le fonctionnement des spectromètres basse énergie du point de vue pédagogique, ils sont utilisés en amont des accélérateurs d'ions stables et également pour sélectionner des faisceaux d'ions radioactifs produits par la méthode ISOL.

A. Séparateur pour la sélection des ions d'un accélérateur

Dans tous les accélérateurs d'ions, il est important de sélectionner et de purifier les particules à accélérer. Ces 2 fonctions sont réalisées par des séparateurs de résolution $R \approx 1/300-1/1000$, qui garantissent la purification des isotopes d'ions stables jusqu'à l'uranium. ($R < 1/238$)

Les éléments de la ligne de faisceau et les fonctions optiques :

1. La source d'ion

Elle est montée sur une plate-forme haute tension (# de +10 kV à +100 kV) qui permet la production et la préaccélération des ions.

2. Les éléments focalisant : quadripôles, solénoïdes, lentilles électrostatiques.

Les éléments focalisant sont réglés pour réaliser un point de focalisation à un point précis en amont du spectromètre (« le point objet »). Des plaques mobiles (fentes) sont éventuellement installées au point objet, afin de réduire l'émittance du faisceau de la source et améliorer la résolution du spectromètre si besoin.

3. Un élément d'analyse : le dipôle magnétique

Le dipôle magnétique permet d'analyser les particules suivant leur rigidité magnétique. Un dipôle magnétique réalise naturellement une légère focalisation dans le plan de sélection (plan horizontal) ; si de plus ses faces d'entrée et de sortie sont inclinées, il peut également réaliser une focalisation verticale.

4. La Fente de sélection au « point objet »

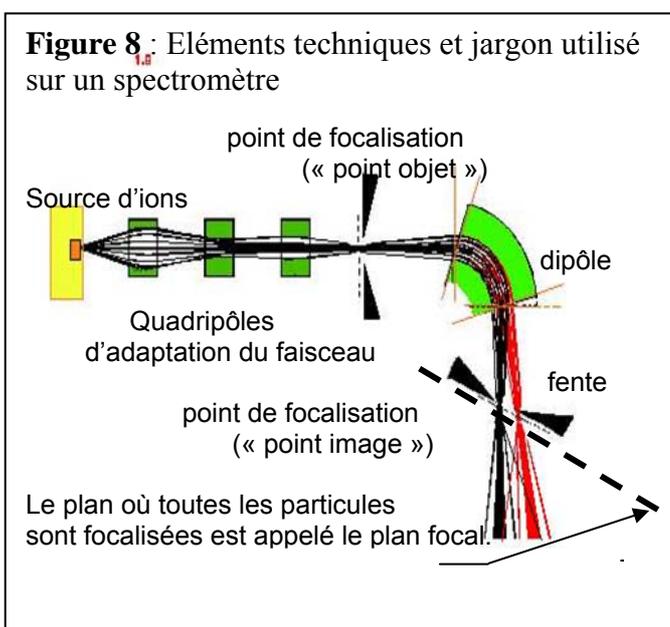
Placée à un point de focalisation en aval du dipôle, cette fente est nécessaire pour sélectionner les particules ayant une rigidité magnétique donnée. Si la tension U de la plate-forme HT est fixée précisément, la sélection en $B\rho$ est équivalente à une sélection en M/q

$$B\rho = \gamma \frac{Mv}{q} \approx \frac{Mv}{q} \quad \text{or} \quad \frac{1}{2}Mv^2 = qU_{source}$$

$$B\rho = \sqrt{\frac{2M U_{source}}{q}}$$

5. Le réglage du spectromètre (figure 8) et de ses alimentations électriques :

5 paramètres sont à ajuster : 1 haute tension, et 4 courants ($I_{source}, I_{q1}, I_{q2}, I_{q3}, I_{Dipôle}$)



(0) choix d'ion (M,Q) et de la tension de la plate-forme Haute Tension (U_{source})

(1) Calcul du $B\rho$ grâce à la formule $B\rho = \sqrt{\frac{2M U_{source}}{q}}$

(2) Réglage du dipôle $B_{dipole} = B\rho/Rm$

On ajuste le courant I_d passant dans les bobines sur une sonde RMN qui mesure le champ B

(3) Réglage des quads : l'optique est en pratique une liste de gradients pour chaque quadripôle et pour un $B\rho$ de référence ($B\rho_{ref}$). On applique une règle de 3 pour calculer le gradient désiré. L'optique permet de focaliser le faisceau aux endroits voulus.

Pour tous les quadripôles du spectromètre :

$$\text{Gradient}_{q1}(B\rho) = \text{Gradient}_{q1}(B\rho_{ref}) * [B\rho/B\rho_{ref}]$$

On calcule le courant I_{q1} de l'alimentation du quadripôle $q1$, de telle façon à obtenir le gradient voulu : en effet pour tous les quadripôles, on connaît la loi « Gradient = F(I) »

$$I_{q1} = F^{-1}(\text{Gradient}_{q1})$$

B. Spectromètres de masse

(« Double focusing spectrometer »)

La résolution en Masse (M/q) des spectromètres magnétiques est limitée en résolution par la dispersion en vitesse des issues de la source. Il est difficile d'obtenir des résolutions meilleures que $R_{M/q} = 1/2000$ ou $1/3000$.

La dispersion en vitesse des ions est générée par :

- Les collisions avec des atomes de gaz résiduel à l'extraction de la source
- Un défaut de stabilité de la tension Source (typiquement $\delta U/U \approx 10^{-4}$)
- Un gradient de potentiel dans la zone d'ionisation.

Pour s'affranchir de la dispersion en vitesse intrinsèque des ions et réaliser un véritable spectromètre de masse, il est possible de combiner des dipôles magnétiques (sélectionnant en $B\rho = \gamma Mv/q$) et des dipôles électrostatiques (sélectionnant en $E\rho = \gamma Mv^2/q$) de telle façon à obtenir une sélection en M/q [2,3].

Ce type d'instrument « basse énergie » fut initié par Mattauch et Herzog dans les années 1930-1940 pour mesurer les masses des isotopes rares. Améliorés progressivement, ces spectromètres ont permis d'atteindre des résolutions de $R = 1/10^5 - 1/10^6$ dans certaines conditions. Ils sont souvent abandonnés au détriment des trappes de Penning, capables d'une meilleure résolution $R = 1/10^8$.

La géométrie la plus simple et la plus efficiente repose sur 2 éléments : un dipôle électrique et un dipôle magnétique. Ces outils n'utilisent pas de quadripôles, ils réalisent la focalisation avec les dipôles. La dispersion en vitesse des ions de la source est compensée par le dipôle électrique, si bien que la sélection située après le dipôle magnétique est dite achromatique (indépendante de la vitesse). Les fentes d'entrée et de sortie ont des dimensions très faibles de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ pour obtenir des résolutions de $1/10^5$, si bien que les instruments ont en général une transmission très faible. La géométrie est ajustée de façon à réduire au maximum les aberrations optiques, qui ont tendance à élargir les pics dans le plan focal et réduire la résolution.

Pour ces spectromètres, la représentation des trajectoires avec les 6 paramètres

$\mathbf{Z}_A = (x, \theta, y, \phi, l, \delta)_A$ n'est pas suffisante. il faut connaître à la fois la rigidité magnétique (δ) et la rigidité électrique pour simuler la dynamique : $\mathbf{Z}_A = (x, \theta, y, \phi, l, \delta = \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0}, \delta_{E\rho} = \frac{E\rho - E\rho_0}{E\rho_0})$

Une représentation alternative est d'utiliser l'écart en masse $\delta_m = (m - m_0) / m_0$ et en vitesse $\delta_v = (v - v_0) / v_0$: Le vecteur représentant une trajectoire est $\mathbf{Z}_A = (x, \theta, y, \phi, \delta_m, \delta_v)$

Optique du spectromètre Manitoba II [2]

- Analyse en énergie (E_p) par le dipôle électrostatique de 93.5° , $R_E=1.0m$
- Dipôle magnétique de 90.0° $R_m=0.6274m$
Analyse en masse
Dispersion ($x | \delta m$) = $0.5 \text{ cm}/\% = 50 \text{ cm}$ pour 100%
- Fentes d'entrée et sortie
 $\Delta x = 5 \mu m = 5 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 5.0 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$
- Résolution théorique
 $R_m = 2 \Delta x / (x | \delta m) = 1/500\,000$

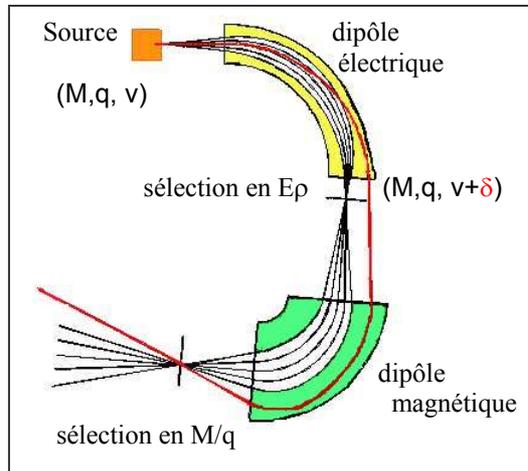


Figure 9 : spectromètre E+B et enveloppe d'un faisceau ion (M,q,v) et une trajectoire d'un ion (M,q,v+delta)

Ce type de spectromètre est appelé « double focusing spectromètre », car les ions sont refocalisés quelque soit l'angle initial à la sortie de la source(1) et quelque soit leur vitesse (2).

Exercice :

- 1) Quelle est la différence relative de $B\rho$ entre 2 ions ($m_0=100, q=1+$) et ($m_1=101, q=1+$) accélérée par une différence de potentiel statique U (source d'ion à basse énergie) ?
- 2) Quelle est la résolution minimale d'un spectromètre magnétique pour les séparer ?

Réponse : 1) la différence relative de masse $\delta m = \frac{m_1 - m_0}{m_0} = 1\%$

la différence de $B\rho$ $\delta = \frac{B\rho_1 - B\rho_0}{B\rho_0}$:

$$B\rho_1 = \sqrt{\frac{2m_1 U}{q}} = \sqrt{2U} \sqrt{\frac{m_0 (1 + \delta_m)}{q}} \approx B\rho_0 \left(1 + \frac{\delta_m}{2}\right) \quad \delta = \frac{\delta_m}{2} = 0.5\%$$

2) La résolution minimale en masse est $\delta_m = \frac{m_1 - m_0}{m_1} = 1/100$

Cependant le spectromètre magnétique sépare les ions en fonction de leur $B\rho$, sa résolution minimale en $B\rho$ doit être $R_\delta = \frac{B\rho_1 - B\rho_0}{B\rho_0} = 1/200$

IV. SPECTROMÈTRES AUTOUR DE LA BARRIÈRE COULOMBIENNE

A. Les difficultés expérimentales

Les réactions autour de la barrière coulombienne induisent des phénomènes d'une grande diversité (transfert de nucléons, diffusion élastique, fusion évaporation, diffusion inélastique, fission). Suivant les cinématiques des réactions d'intérêt, les méthodes pour optimiser (efficacité, sélectivité et identification) sont variées et mènent donc à une grande diversité de séparateurs et spectromètres. La compréhension de ces spectromètres repose d'abord sur la compréhension des difficultés expérimentales rencontrées dans chaque type de réaction.

L'angle solide et l'efficacité

Dans les réactions de transfert de plusieurs nucléons ou de fission, le cône d'émission des produits de réaction, peut être très ouvert ($1 \text{ strd} \sim 4\pi$ stéradian), sachant que souvent les séparateurs n'ont guère plus de 10 mstrd d'acceptance, l'efficacité est souvent très réduite.

Cependant, dans ces réactions, l'émission dans grand angle solide de produits d'intérêt laisse la possibilité de tourner le spectromètre autour de la cible de réaction afin d'éviter les particules du faisceau diffusé par diffusion élastique. Cette technique permet souvent d'améliorer la sélectivité du spectromètre en le tournant de 10° à 50°

Le problème des états de charge et l'efficacité

Les noyaux d'intérêt sortent de la cible de réaction avec différents états de charge. Par exemple, un noyau de masse $\# 100$, formé par fusion-évaporation, possède souvent 4 ou 5 états de charges pour un état de charge moyen de $\langle q_0 \rangle \# 20+$. Par ailleurs, la dispersion en vitesse est de l'ordre de quelques %.

La dispersion en $B\rho$ est donc grande :
$$\frac{\Delta B\rho}{B\rho} = \frac{\Delta q}{\langle q_0 \rangle} + \frac{\Delta v}{\langle v_0 \rangle} > 10\%$$

Un séparateur magnétique conventionnel n'est en général pas capable de guider tous les ions d'un noyau donné jusqu'au plan focal. Il en résulte souvent une perte de transmission du spectromètre.

Le problème des polluants et la sélectivité

Les noyaux d'intérêt se retrouvent souvent pollués par des particules dont l'intensité est souvent trop grande pour être acceptée par le système de détection.

Ces particules ou événements à éliminer sont de plusieurs types

- Les particules des faisceaux d'ion (ralenties dans la cible par interaction multiple avec le cortège électronique des atomes de la cible).
- les noyaux du faisceau, diffusés élastiquement par le potentiel coulombien des noyaux cible.
- les noyaux de la cible, diffusés élastiquement par le potentiel coulombien des noyaux.
- les particules produites par réactions nucléaires dans la cible (fission, fusion, transfert de nucléons).

Par ailleurs ces particules polluantes émergent de la cible avec de nombreux états de charge. Il existe une forte probabilité qu'un état de charge se retrouve à la même rigidité que les produits d'intérêt et rendent impossible leur purification. L'addition de deux types de sélection (magnétique+électrique) peut être très utile.

- La fonction minimale pour un séparateur est la réjection (élimination) des particules les plus nombreuses, c'est-à-dire celle du faisceau primaire.

L'élimination des autres types de particules est utile, ou nécessaire suivant l'intensité des ions et la détection utilisée. Cette fonction de réjection des événements non désirés est primordiale dans l'étude des événements rares.

Les solutions choisies pour chaque réaction

<u>réactions</u>	<u>difficultés</u>	<u>spectromètre et solution technique</u>
<p><u>les réactions de transfert :</u> très grande angle solide forte pollution par le faisceau</p> $^{136}\text{Xe}(20.5\text{MeV/A})+^{124}\text{Sn} \Rightarrow ^{68}\text{Ni}$	<p>-transmission angulaire faible -réjection</p>	<p>-spectromètre magnétique de grande acceptance - fonctionnement à 10°,20,50° pour améliorer la réjection</p> <p>ex : PRISMA, VAMOS, MAGNEX</p>
<p><u>fusion évaporation :</u> -forte pollution par le faisceau -état de charge nombreux</p> $^{58}\text{Ni}(4.5\text{MeV/A})+^{64}\text{Ni} \Rightarrow ^{120}\text{Ba} + 2n$	<p>-identification difficile des particules (car $E < 1\text{MeV/A}$)</p>	<p>-spectromètre de Masse avec bonne résolution (pour identification)</p> <p>- fonctionnement à 0° plusieurs étages pour améliorer la réjection ex : RMS</p>
<p><u>fusion évaporation pour formation de superlourds :</u> - forte pollution par le faisceau - états de charges</p> $^{48}\text{Ca}(4.5\text{MeV/A})+^{206}\text{Pb} \Rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$ <p>⇒ grande différence de vitesse et de rigidité électrique entre faisceau et ion d'intérêt</p>	<p>-événement très rare -identification directe impossible ($E \# 0.1\text{MeV/A}$) - faisceau primaire très intense ($P > 1\text{kWatt}$)</p> <p>- Différence faible de $B\rho$ entre super lourds et faisceau</p>	<p>- séparateur à gaz pour l'efficacité et la réjection (ex : DBGS, RITU,GARIS) - Séparateur électrostatique (ex : VASSILISSA) - Filtre de vitesse (Filtre de Wien) - Filtre de vitesse E+B (SHIP)</p> <p>- identification par mesure des décroissances dans le plan focal</p>
<p><u>Fission</u> - forte pollution par le faisceau - états de charges -angle solide très grand</p> $^{238}\text{U}(6\text{MeV/A})+^{12}\text{C} \Rightarrow ^{132}\text{Sn}$	<p>-transmission angulaire faible -dispersion en énergie grande</p>	<p>- séparateur à gaz pour la sélection en M/Z - séparateur de grande acceptance</p>

B. Spectromètres magnétiques de grande acceptance

Une nouvelle classe de spectromètre magnétique est apparue au début des années 2000 poussant l'acceptance angulaire à des valeurs proches de 100 mstrd, ils ont été conçus pour maximiser l'efficacité des spectromètres. Les non linéarités de l'optique sont telles qu'ils nécessitent une détection très performante et une reconstruction numérique des trajectoires pour identifier les ions.

1. L'identification dans un spectromètre magnétique conventionnel

La méthode pour identifier un ion (A, Z, Énergie, q) individuel avec un spectromètre magnétique dépend de plusieurs mesures. Les quantités (A, Z, E, q) ne sont pas directement accessibles il faut les reconstruire :

Il y a 4 quantités indépendantes à reconstruire, il faut donc au moins 4 mesures :

- 1) Mesurer avec un détecteur de position, la position x_{focal} d'arrivée dans le plan focal
- 2) Mesurer le temps de vol (T vol) entre la cible et le plan focal
- 3) Mesurer la perte d'énergie ΔE dans un détecteur mince (Silicium, chambre à ionisation)
- 4) Mesurer l'énergie restante E.

Puis on calcule la rigidité	$B\rho = B\rho_0 (1+x_f/R_{16})$
le M/q	$M/q = B\rho_0/v = B\rho * T \text{ vol} / L_0$
le Z	$Z \propto k \Delta E \dots$
le A	$A = (E + \Delta E) / (\gamma v^2)$
le q	$q = A / [M/q]$

Pour réaliser ces calculs, il faut connaître les propriétés du spectromètre :

la longueur L, la dispersion R_{16} , le rayon de courbure du dipôle R_m et le champ magnétique B du dipôle ($B\rho_0 = B R_m$)

Exercice : Comment mesurer la dispersion R_{16} d'un spectromètre magnétique à un point donné ?

Réponse :

La dispersion peut être mesurée au niveau d'un détecteur de position du plan focal par variation des champs magnétiques du spectromètre :

- 1) mesurer la position x_0 du faisceau primaire avec des champs magnétiques adaptés à une rigidité magnétique $B\rho_0$
- 2) Faire une variation des champs magnétiques de $\delta = +1\%$, de telle façon qu'ils soient adaptés à une rigidité de $B\rho_1 = B\rho_0 (1+\delta)$ et mesurer la position du faisceau x_1 .

La dispersion est alors $R_{16} = (x_1 - x_0) / \delta$ (X cm par %)

2. Les non linéarités (aberrations optiques)

L'équation de base pour l'identification des particules est l'équation linéaire suivante à partir de la mesure de la position d'arrivée dans le plan focal x_f : $x_f = R_{16} \delta$

ce qui donne en inversant : $B\rho = B\rho_0 (1+x_f/R_{16})$

Cette équation est valide tant que l'on peut représenter le transport des particules dans le spectromètre par une matrice R (optique au 1^{er} ordre).

$$Z_f = \mathbf{R} \cdot Z_0 \quad \text{avec} \quad R_{jk} = \left(z_i \middle| z_j \right)$$

Par exemple $\theta_f = \sum_{j=1, \dots, 6} \left(z_2 \middle| z_j \right) z_{0j}$

$$\mathbf{Z}_0 = (x_0, \theta_0, y_0, \phi_0, l_0, \delta_0) \quad \text{à l'entrée}$$

$$\mathbf{Z}_f = (x_f, \theta_f, y_f, \phi_f, l_f, \delta) \quad \text{à la sortie}$$

L'approximation, où les coordonnées finales des particules dépendent linéairement des coordonnées initiales, n'est plus valide quand on considère une particule dont les coordonnées sont très loin de la particule de référence (grand angle $\theta, \phi > 30\text{mrad}$, ou grande déviation en $B\rho$ $\delta > 1\%$)...

Pour un spectromètre de très grande acceptance, une simulation précise doit être réalisée en utilisant des cartes de champ magnétique des éléments (quadripôles, dipôles...).

En toute généralité, la dynamique exacte des ions dans le spectromètre peut être représentée par développement de Taylor des coordonnées initiales $Z_0 = (x_0, \theta_0, y_0, \phi_0, l_0, \delta_0)$

$$Z_{f_i} = \sum_{j=1, \dots, 6} (Z_i | Z_j) Z_{0_j} + \sum_{j,k=1, \dots, 6} (Z_i | Z_j Z_k) Z_{0_j} Z_{0_k} + \sum_{j,k,l=1, \dots, 6} (Z_i | Z_j Z_k Z_l) Z_{0_j} Z_{0_k} Z_{0_l} + \dots$$

$$Z_f = \text{termes de 1}^{\text{er}} \text{ ordre} + \quad 2^{\text{eme}} \text{ ordre} \quad + \quad 3^{\text{eme}} \text{ ordre} \quad + \dots$$

Les coefficients $(Z_i | Z_j) = R_{ij}$, $(Z_i | Z_j Z_k)$ et $(Z_i | Z_j Z_k Z_l)$ sont les coefficients de 1^{er}, 2^{eme}, et 3^{eme} ordres de l'application de transfert du système optique. Les termes non linéaires compliquent très sérieusement la reconstruction des quantités d'intérêt (et notamment le $B\rho$).

Exercice sans solution :

- Comment calculer la rigidité δ , si un spectromètre disperse les particules sur le plan focal suivant la loi : $x_{\text{focal}} = R_{16} \delta + a_1 \delta^2 + b_2 \delta \theta_0 + c_3 \delta^4$

Les non linéarités de l'optique en pratique :

L'approximation de 1^{er} ordre permettant la conception et la simulation rapide des trajectoires dans une ligne de faisceau n'est qu'une approximation. Les effets d'ordre supérieur, appelés aberrations se traduisent souvent par :

- 1) l'inclinaison du plan focal qui est rarement perpendiculaire à l'axe du faisceau,
- 2) les particules de grand angle ont tendance à être surfocalisées par les quadripôles,
- 3) les particules n'ayant pas la $B\rho$ de référence sont mal focalisées.

Les aberrations apparaissent naturellement pour les spectromètre de grande acceptance, mais elles apparaissent aussi en raison des défauts des éléments utilisés (inhomogénéité du champ dans les dipôles, champ de fuite dans les quadripôles)

3. Le problème mathématique de la reconstruction des trajectoires

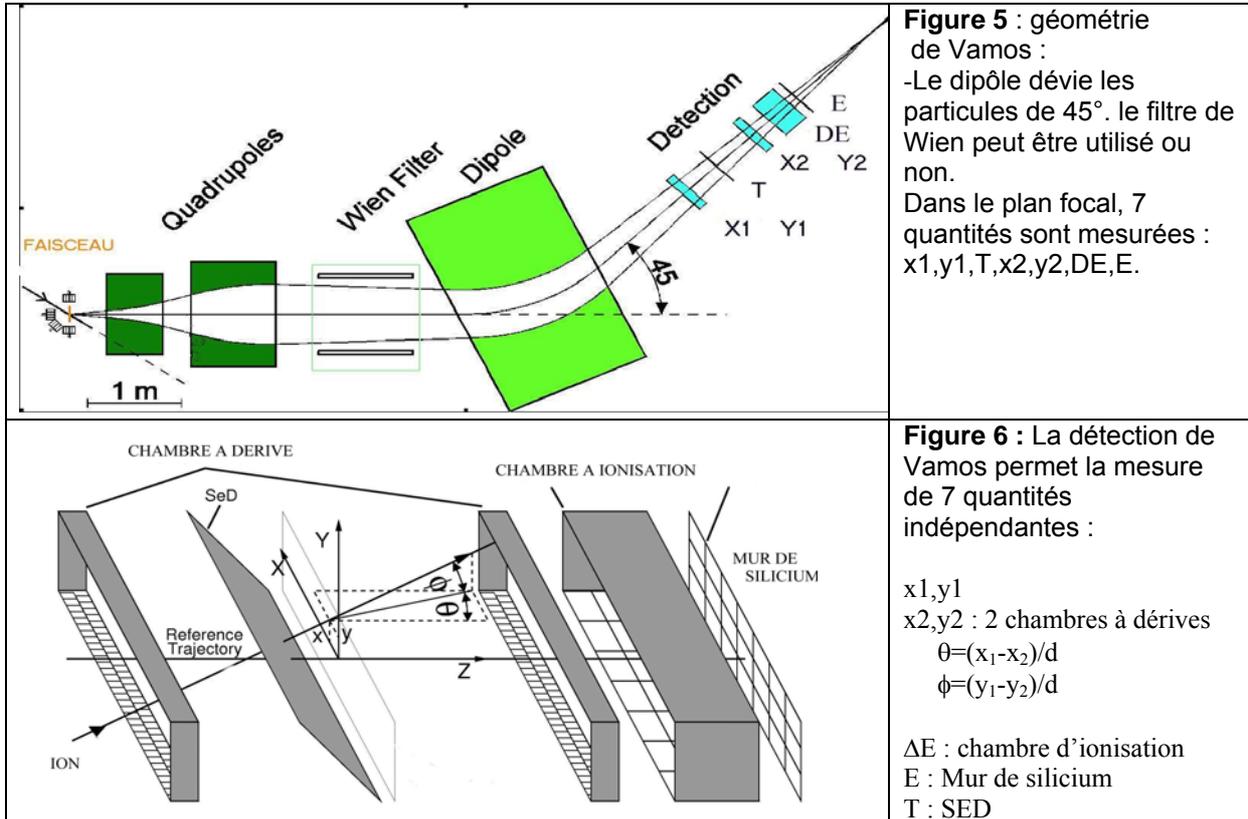
Pour reconstruire les quantités d'intérêt $Z_0 = (\delta, \theta, \phi, L, vol)$ tout en mesurant certaines autres quantités dans le plan focal $Z_f(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f)$ revient à poser la question suivante :

Comment inverser le problème $Z_f = S(Z_0)$?

Il existe plusieurs approches mais toutes reposent sur la parfaite connaissance de l'application de transfert S , ce qui suppose que les simulations des trajectoires soient très réalistes.

4. Le spectromètre VAMOS à GANIL (VARIABLE Mode Spectrometer)

Le spectromètre VAMOS [4] a été conçu pour l'utilisation des faisceaux radioactifs produits par la méthode ISOL et accélérés par le cyclotron CIME. Il est aussi utilisé avec des faisceaux stables pour des réactions de transfert et de fission.



La spécificité du spectromètre VAMOS repose sur sa très grande acceptance angulaire et en moment ainsi que sa versatilité :

- Il est monté sur une plate-forme rotative de 0° à 60°
- Il possède un filtre de vitesse (filtre de Wien, voir en annexe) pour les expériences de fusion évaporation.
- Ses éléments (2 quadripôles, son filtre de Wien et son dipôle) peuvent être reculés pour laisser davantage de place à des détecteurs auxiliaires. Il est, la plupart du temps, utilisé en conjonction avec le détecteur gamma EXOGAM.

Méthode de reconstruction appliquée pour Vamos et Magnex [2]

Pour reconstruire les quantités d'intérêt $\mathbf{Z}_0=(\delta,\theta_0,\phi_0,L_{vol})$ tout en mesurant certaines autres quantités dans le plan focal $\mathbf{Z}_f(x_f,y_f,\theta_f,\phi_f)$, on utilise la méthode suivante

a) on simule la dynamique de milliers de trajectoires $\mathbf{Z}_0 \Rightarrow \mathbf{Z}_f$ avec un code de transport utilisant les cartes de champ des quadripôles et du dipôle par intégration des équations du mouvement.

b) On ajuste (fitting) des polynômes $\mathbf{Z}_0=P(\mathbf{Z}_f, \alpha)$ sur les N_{traj} trajectoires simulées on obtient

$$\delta_0 = P_1(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f, \alpha_1) \text{ polynôme du } 7^{\text{eme}} \text{ ordre en } (x_f, y_f, \theta_f, \phi_f)$$

$$\begin{aligned}\theta_0 &= P2(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f, \alpha 2) \\ L_{vol} &= P3(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f, \alpha 3) \\ \phi_0 &= P4(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f, \alpha 4)\end{aligned}$$

Les coefficients α de l'application de transfert sont ajustés, en utilisation la simulation numérique des ions dans le spectromètre. Ceci est réalisé par minimisation d'un χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1, N_{traj}} (\delta_i - P1(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f, \alpha 1))^2 \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha 1_k} = 0$$

La minimisation du χ^2 doit être réalisée par un algorithme de type SVD (« singular value decomposition »), car une partie importante des coefficients α des polynômes sont mal déterminés et il convient de les contraindre à zéro.

c) On reconstruit, pour chaque particule, les quantités d'intérêt avec les polynômes (1,2,3,4). Par exemple pour δ , les coefficients $\alpha 1$ du polynôme ont été ajustés, il suffit de calculer le polynôme n°1 :

$$P1(x_{mesuré}, y_{mesuré}, \theta_{mesuré}, \phi_{mesuré}, \alpha 1)_{focal} = \delta_0$$

5. Les caractéristiques des spectromètres de très grande acceptance

Spectromètre de très grande acceptance	VAMOS GANIL Caen	PRISMA LNL Legnaro	MAGNEX LNS Catania
géométrie*	$q_v q_h B$	$q_v B$	$q_v B$
rotation	0° - 60°	0°-50°	0°-50°
Bromax	1.7 T.m	1.2 T.m	1.8 T.m
Acceptance Angulaire	70 mstrd	80 mstrd	55 mstrd
Acceptance en $B\rho$	±5%	±10%	±10%
longueur	7.5m	6.5m	m
Angle du dipôle	(0°-60°) 45°	45°	55°
entrefer dipôle	200mm	200mm	200mm
dispersion	#1.8cm/ %	2 cm/%	1.5cm/%
Résolution $B\rho$	1/1000	1/2000	1/2000
Résolution Tvol	1/170	1/500 (Tstart-Stop)	1/200
Résolution Masse	1/170	1/500	1/200
Résolution Z	1/50	1/60	
Domaine	- transfert avec RIB - transfert - fission	-transfert	-transfert

* B=dipôle magnétique // qh=quadripôle focalisant en horizontal// qv="" en vertical

Dans le cas de PRISMA et de MAGNEX, un seul quadripôle est utilisé, le dipôle magnétique réalise une légère focalisation dans le plan horizontal.

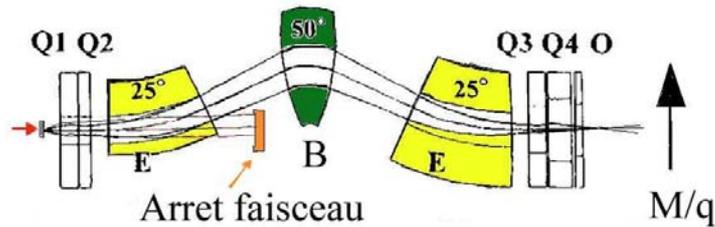
On notera que certaines performances ne dépendent pas uniquement du spectromètre. Par exemple, la résolution en moment ($B\rho$) dépend aussi de la taille dans le plan horizontal Δx_0 , du faisceau primaire sur la cible (voir « la résolution d'un spectromètre », chapitre II), ceci peut varier d'une expérience à l'autre.

C. Spectromètres de masse (M/q) de type RMS : E+B+E

1. Principe du « RMS »

Ce type de spectromètre a été et est utilisé dans de nombreux laboratoires [6,7], il permet de sélectionner les ions suivant le rapport M/q. Utilisant des dipôles électriques, ils sont très limités en énergie [E#1-3MeV/A], ils sont principalement utilisés pour étudier les produits de fusion-évaporation.

Figure 7 : Ici le spectro de JAERI (Japon) de type RMS. Il est composé de 2 dipôles électrostatiques (25°), et d'un dipôle magnétique (50°). Un octupôle corrige certaines aberrations. Un orifice dans le dipôle N°1 permet l'évacuation du faisceau primaire.



Intérêt n° 1 : la purification et la réjection des noyaux non désirés. La combinaison de 2 sélections électriques et d'une sélection magnétique permet de limiter le risque de pollution par un état de charge du faisceau.

Intérêt n° 2 : Mesure de M/q

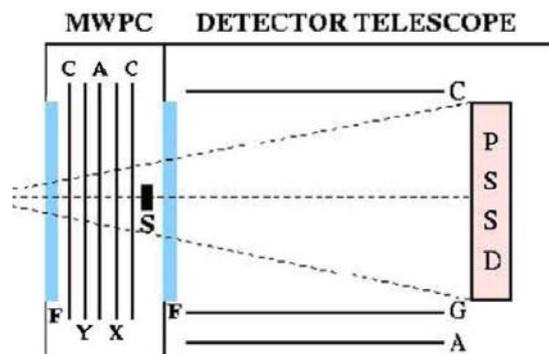
il existe une position s, à la sortie du spectromètre où la position des ions est indépendante de la vitesse mais dépendante du rapport M/q. La mesure de cette position xf permet d'identifier les particules.

2. L'identification avec un spectromètre de masse

Les quantités (A, Z, E q) ne sont pas directement accessibles, il faut les reconstruire à partir de différentes mesures : notamment la position x_{focal} d'arrivée dans le plan focal, le temps de vol (T vol), la perte d'énergie ΔE dans un détecteur mince (chambre à ionisation), et l'énergie restante E (silicium). Pour calculer le rapport M/q, il faut connaître la dispersion en masse du spectromètre ($x|\delta_m$) et calculer $M/q = m = m_0 (1 + x_f / (x|\delta_m))$. L'énergie totale est obtenue avec une bonne précision par la mesure du temps de vol et la reconstruction de M et q.

Figure 8 : détection utilisée dans le plan focal de HIRA (New Dehli) [8] 3 étages se suivent :

- 1) **MWPC** (« Multi-wire proportionnal counter ») positions X1 Y1, et Temps T1. 2 feuilles de polypropylène (C) de 1.5 mm crée des électrons secondaires, captés par un plan de fils (A). Une différence de potentiel de # 800 V est appliquée entre A et C.
- 2) **ΔE télescope** : chambre d'ionisation à gaz (isobutane). G=grille de Frish/ A=anode/ C=cathode.
- 3) **PSSD** : (position sensitive silicon Detector) positions X2 Y2, et Energie E
Résolution obtenue en x,y R=0.9mm (FWHM)



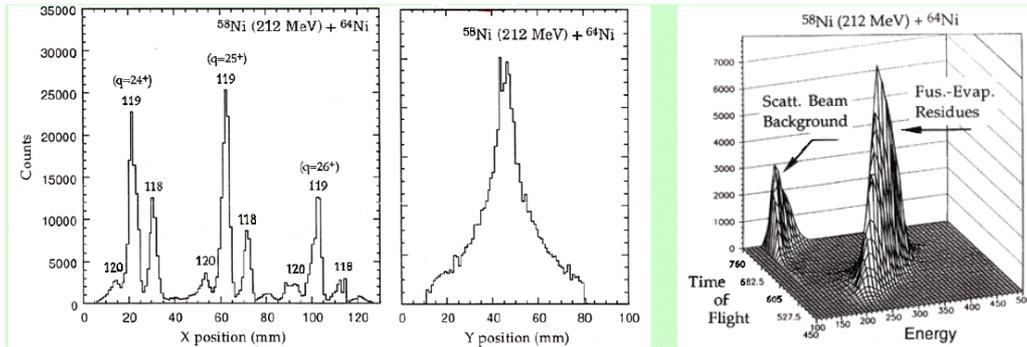


Figure 8 : ions produits lors d'une réaction de fusion évaporation $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ mesurés dans le plan focal d'un spectromètre de type RMS. On voit la position horizontale des différents pics correspondant aux noyaux de rapport $M/q=118/24, 119/25$ dans le plan focal du spectromètre. Des queues de distribution (figure à droite) correspondent à des particules diffusées du faisceau primaire arrivées malgré tout sur la détection : mais Il est possible de les éliminer lors de l'analyse dans les spectres Énergie-Temps de vol.

3. Les 5 versions de spectromètres « RMS »

Les paramètres de ces spectromètres sont assez proches, seul celui d'Oak Ridge présente une originalité, il possède un séparateur magnétique achromatique en amont pour augmenter la réjection.

Une des améliorations, apportées au cours des années, est la réalisation d'un trou dans le dipôle électrique numéro 1 (figure 7): les particules du faisceau qui ont, en général, une rigidité électrique très grande, ont tendance à heurter l'électrode externe du dipôle électrique. En perçant l'électrode externe d'un orifice, ceci évite qu'un nombre important de particules diffusées arrive dans le plan focal.

Spectromètre de masse	FMA Argonne	CAMEL Legnaro	HIRA New Delhi	JAERI RMS Tokai-Japan	RMS Oak Ridge
géometries*	$q_h q_v$ EBE $q_h q_v$				qq B qqq B qq + EBE $q_h q_v$
Rotation	-5° à +45°	?	?	-5° à +40°	non
Bromax	1.1	1.2	1.4 T.m	1.0 Tm	1.4 T.m
Eromax	10 MV	10 MV	15 MV	20 MV	15 MV
Acceptance Angulaire	5mstrd	5-10mstrd	11 mstrd pour $\delta=0\%$	5-15mstrd	#10mstrd
Acceptance en v				$\pm 6\%$	5%
Accept. en M/Q	$\pm 4.0\%$	$\pm 4.0\%$	$\pm 4.0\%$	$\pm 4\%$	4.9%
longueur	8.2m	8.0m	8.6m	9.4m	25m
Angles dipôles	20°(-40°)20°	16° (-36°)16°	16° (-36°)16°	25° (50°)25°	50° 50° 20°(-50°)20°
dispersion (en M/Q)	#1cm/%	#1cm/%	#1cm/%	de 0.5cm/% à 1.5cm/%	#1cm/%
résolution max	1/350	1/250	1/350 pour 1mstrd	1/300	1/450

* B=dipôle magnétique ; E =dipôle électrostatique// q_h =qpole focalisant en horizontal// q_v = " vertical

Une sixième version de séparateur RMS est en projet à TRIUMF-ISAC (Canada) pour des réactions avec des ions radioactif produit par la méthode ISOL.

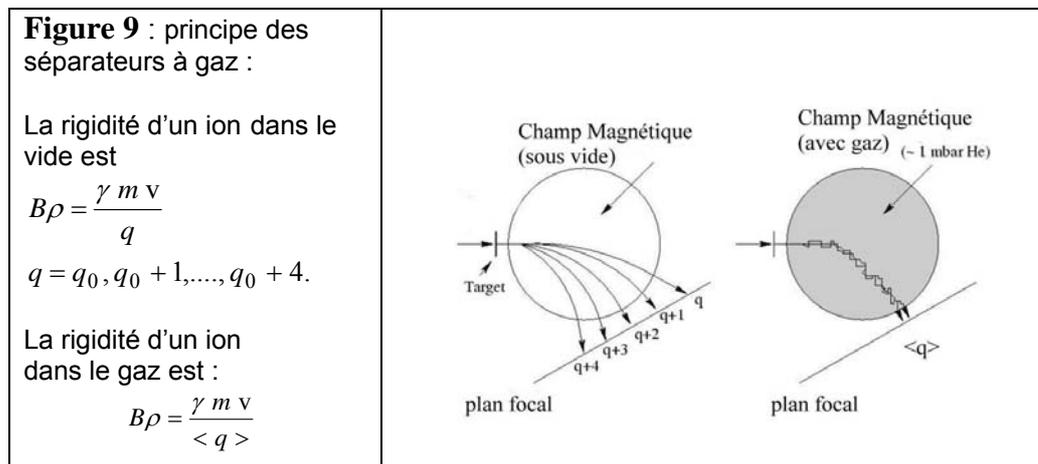
D. Séparateurs (magnétiques) à gaz

Historiquement ce principe fut utilisé pour l'étude de fragments de fission (à Oak Ridge puis Julich). Ces dernières années, on l'applique surtout à l'étude de réaction de fusion évaporation et des résidus d'évaporation, et notamment des super-lourds.

En 2008, 5 séparateurs à gaz sont en fonctionnement dans le monde dans différents laboratoires de physique nucléaire. Ce principe de séparation pallie certaines limitations des séparateurs magnétiques conventionnels en termes d'efficacité et de sélectivité.

1. Le principe des spectromètres à gaz [9,10]

Quand un ion se déplace dans un gaz dilué, son état de charge, c.à.d. le nombre d'électrons liés, fluctue le long de son parcours. En effet, les collisions entre l'ion et les molécules du gaz induisent des captures et pertes d'électrons. Quand les collisions sont suffisamment fréquentes, elles permettent d'échantillonner correctement les probabilités de capture et de perte : la trajectoire d'un ion dans un dipôle magnétique est déterminé par l'état de charge moyen $\langle q \rangle$, correspondant au centroïde de la distribution d'état de charge.



L'état de charge moyen $\langle q \rangle$ dépend de la nature du gaz (Z_{gaz}), de la nature de l'ion (Z) et de sa vitesse sous la forme suivante :

$$\langle q \rangle \approx a v Z^{1/3}$$

Dans un gaz donné, la rigidité magnétique d'un ion est donc

$$B\rho = \frac{\gamma m v}{\langle q \rangle} \approx a \frac{m}{Z^{1/3}}$$

Dans un spectromètre à gaz, le $B\rho$ des ions est indépendant de la vitesse et de l'état de charge à la sortie de la cible de production. La sélection ne s'opère donc qu'en fonction de M et de Z .

Avantages :

Pour les réactions autour de la barrière coulombienne, l'efficacité et la sélectivité d'un spectromètre à gaz est plus grande que dans ce même spectromètre utilisé sous vide.

En effet la dispersion en rigidité magnétique « apparente » est faible pour un noyau donné ($\Delta B\rho \approx 0$) puisque tout se passe comme si les ions n'avaient qu'un état de charge et une même vitesse. Les noyaux d'intérêt suivent donc une trajectoire tandis que les noyaux à éliminer en suivent une autre.

Inconvénients :

Les collisions atomiques et les fluctuations d'état de charge induisent une dispersion des trajectoires (« straggling »). Il devient impossible de réaliser une optique très propre, et il est difficile de refocaliser le faisceau sur des surfaces inférieure à 10 cm².

La résolution en Masse sur des séparateurs comme RITU est de l'ordre de 1/50, il n'y a donc pas d'identification parfaite en fonction de la position d'arrivée dans le plan focal. La physique des noyaux très lourds et super lourds est réalisée grâce à l'observation des décroissances radioactives des produits sélectionnés par le séparateur (« Recoil decay tagging »)

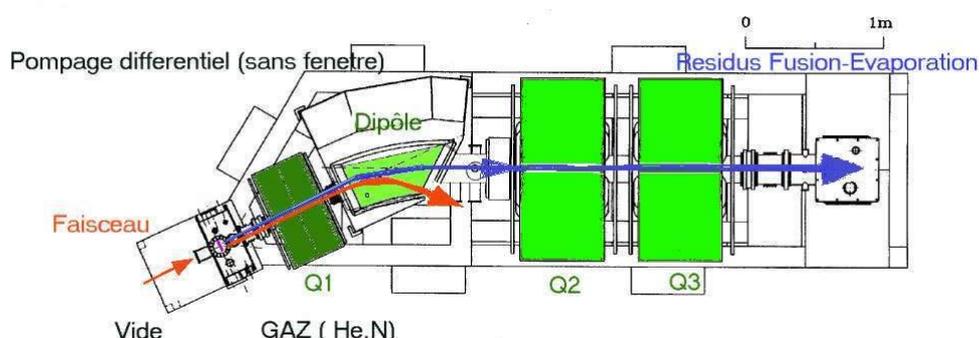


Figure 10 :
Le spectromètre RITU à Jyväskylä

2. Le vide, le gaz et le système de pompage.

La difficulté est de placer le spectromètre à une pression de 1mbar, alors que la ligne qui amène le faisceau primaire est sous vide. L'emploi d'une fenêtre étanche, pour isoler la ligne du spectromètre, n'est pas toujours possible avec des intensités de faisceau supérieur à 10¹¹pps, car le dépôt de puissance est important : le bris de la fenêtre peut induire une onde choc qui remonte les lignes de faisceau jusqu'à l'accélérateur. Un système de pompage différentiel, permettant de maintenir le gradient de pression sans fenêtre, est la solution la plus performante.

3. Cinq exemples de séparateur à gaz

séparateurs à gaz	TASCA Darmstadt	GARIS Tokyo(Riken)	BGS Berkeley	RITU Jyväskylä	DGFRS Dubna
géométrie*	B q _v q _h	B q _h q _v	q _v B B	q _v B q _h q _v	B q _h q _v
Bromax	3.0 T.m	1.85 T.m	2.5 T.m	2.2 T.m	3.1 T.m
Acceptance Angulaire	5-10 mstrd	22 mstrd	40 mstrd	10 mstrd	10 mstrd
Longueur	4.0m	4.8m	4.7m	4.7m	4.3m
Angle du dipôle magnétique	23°	45°	70°	25°	23°
dispersion (en M/Z ^{1/3})	0.6 cm/%	0.78cm/%	1.80 cm/%	1.0 cm/%	0.63 cm/%
Domaine	chimie des superlourds	superlourds	superlourds	très lourds et superlourds	superlourd

* B=dipôle magnétique// q_h= q_pôle magnétique focalisant en horizontal // q_v= q_pôle focalisant en vertical

V. SPECTROMÈTRES ET SÉPARATEURS DE HAUTE ÉNERGIE

A. Les réactions à haute énergie

La production et l'étude de noyaux présentent certains avantages à haute énergie (de 100 MeV/A à 1Gev/A) :

Les taux de production :

Les ions incidents ont un parcours très grand dans la matière, on les fait interagir avec des cibles relativement épaisses pour améliorer les taux de production.

Les produits de réaction présentent l'avantage d'être focalisés vers l'avant :

Par exemple, la cinématique de la fragmentation d'un noyau projectile aux énergies de l'ordre de 100 MeV/A, fait qu'une majorité des produits de réaction traverse la cible et se trouve dirigée vers l'avant dans un cône de $\pm 50-100$ mrad. De plus, dans ce cas la dispersion en énergie de fragment produit est typiquement de quelque pour cent, ce qui est proche de l'acceptance accessible à un séparateur magnétique.

Les ions produits sont totalement épluchés :

L'état de charge Q est égale à Z , ceci simplifie l'identification, l'efficacité de collection des séparateurs, et la réjection du faisceau.

Néanmoins, les réactions à haute énergie ont un inconvénient économique majeur, elles requièrent des accélérateurs coûteux et des spectromètres de grandes dimensions utilisant des aimants supraconducteurs adaptés à des faisceaux de grande rigidité (BigRips@Riken 77m, $B_{pmax}=7.0$ T.m, Projet superFRS@gsi : 120 m, $B_{pmax}=20$ T.m).

B. «Séparateurs de fragments » et la fragmentation du projectile

Les réactions de fragmentation ($E>50$ MeV/A) sont des réactions très efficaces pour produire des noyaux très exotiques. Cependant, le spectre trop riche des ions produits a gêné, pendant un temps, l'étude des ions exotiques produits par cette méthode.

La principale difficulté fut d'inventer une méthode de purification, permettant l'étude des noyaux produits. Dans les années 1980-90, le séparateur de fragment LISE, démontrait le principe de sélection avec une acceptance de angulaire ± 20 mrad [13].

Le principe du séparateur repose sur 2 étages (étage A et B) de séparation :

Étage A : séparation par sélection des ions ayant un B_p donné

Étage B : séparation par sélection des ions ayant une perte d'énergie donnée dans une feuille de matière.

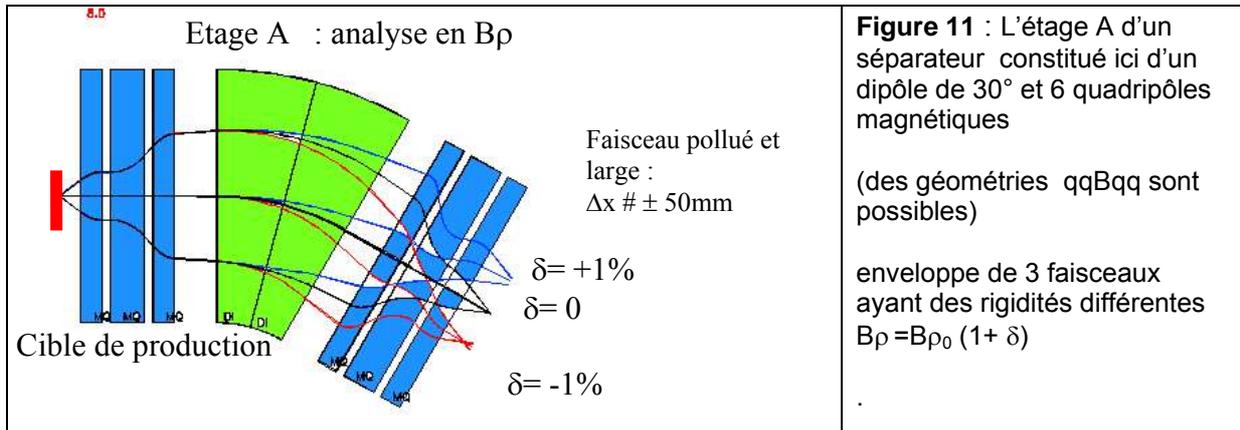
L'évolution combinée des accélérateurs (en énergie maximale et Intensité) et des techniques magnétiques (quadripôles de grande ouverture et supraconducteur) a permis d'optimiser l'intensité des faisceaux radioactifs[14,15]. En 2008, plus de 10 séparateurs de fragments sont en fonctionnement dans le monde dans les différents laboratoires (FLNR , GANIL, GSI, LANGZHOU, NSCL, RIKEN, KVI...).

Remarque : la méthode de production par fragmentation (et purification) en vol du projectile est une méthode complémentaire à la méthode « ISOL » qui utilise une cible épaisse pour arrêter les produits de réaction les réioniser et les réaccélérer à l'énergie voulue.

1. L'étage A : sélection en rigidité magnétique

Le premier étage d'un séparateur de fragments est un spectromètre magnétique permettant de sélectionner les ions suivant leur rigidité magnétique.

- Le faisceau primaire est focalisé fortement sur une zone de la cible de production (# 2-4 mm²), les fragments d'intérêt sont donc issus de cette zone.
- Les fragments sont refocalisés (par des quads), guidés et analysés (par un dipôle magnétique).



Cet étage permet notamment d'éliminer les particules du faisceau primaire n'ayant pas réagi dans la cible de production. Ceci permet d'atteindre une sélectivité de l'ordre de 10^7 .

Suivant les expériences, il est important de pouvoir sélectionner une fenêtre en $B\rho$ plus ou moins grande pour faire le compromis « pureté / intensité ». Ceci est réalisé avec une fente dont la largeur est ajustable (avec des plaques droite et gauche mobiles) située à la fin de l'étage A.

Notons que les particules d'intérêt sont dispersées sur une zone liée à leur dispersion en énergie (en $B\rho$) qui peut représenter de l'ordre (100*50) mm².

Exercice : calculer la position x_A d'un ion après l'étage A

$$X_A = R_{11}(A) x_0 + R_{12}(A) x_0' + R_{16}(A) \delta$$

où les coefficients $R_{ij}(A)$ sont les éléments de matrice de transport

$$X_A = R_{16}(A) \delta \quad (\text{car } x_0 \text{ est faible, et } R_{12}=0 \text{ car les quadripôles sont ajustés pour focaliser un faisceau de rigidité donné à la fin de l'étage A})$$

Après l'étage A, le faisceau est très dispersé dans le plan horizontal et souvent trop pollué. En effet la sélection en $B\rho$ n'est absolument pas suffisante pour purifier et étudier les faisceaux secondaires produits. En effet, les réactions de fragmentation produisent une si grande variété de noyaux (A, Z), qu'il existe toujours de nombreuses particules (A, Z, v) pouvant passer le filtre de la sélection en $B\rho$.

Pour étudier les noyaux produits, il faut donc un second étage.

2. L'étage B : compensation de dispersion

Le second étage est en général un étage symétrique de l'étage A, il annule la dispersion ($R_{16}(A+B)=0$). Ceci a l'avantage de pouvoir refocaliser les particules d'intérêt sur spot étroit et ceci indépendamment de leur rigidité magnétique.

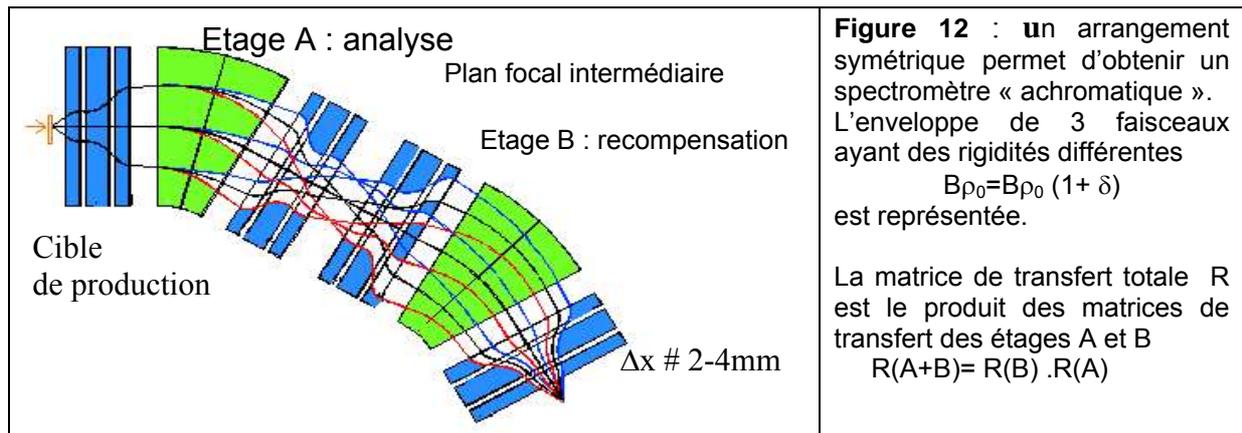


Figure 12 : un arrangement symétrique permet d'obtenir un spectromètre « achromatique ». L'enveloppe de 3 faisceaux ayant des rigidités différentes $B\rho_0 = B\rho_0 (1 + \delta)$ est représentée.

La matrice de transfert totale R est le produit des matrices de transfert des étages A et B
 $R(A+B) = R(B) \cdot R(A)$

Considérons la trajectoire d'ion dont les coordonnées initiales sont $Z_0 = (x_0=0, x'_0=0, y_0=0, y'_0=0, l=0, \delta)$

Position x_A après l'étage A
 $x_A = R_{11}(A) x_0 + R_{12}(A) x'_0 + R_{16}(A) \delta = R_{16}(A) \delta$

Position x_B après second étage B
 $x_B = R_{11}(B) x_A + R_{12}(B) x'_A + R_{16}(B) \delta = R_{11}(B) x_A + R_{16}(B) \delta$
 $= R_{11}(B) [R_{16}(A) \delta] + R_{16}(B) \delta$

A la sortie, la position x_B de l'ion est indépendant de δ (achromatique) si
 $x_B = 0 = R_{11}(B) [R_{16}(A) \delta] + R_{16}(B) \delta \Rightarrow$ Il y a achromaticité si $R_{16}(B) = -R_{16}(A) R_{11}(B)$

Cet étage B refocalise les ions sélectionnés sur un point. Ce point de focalisation peut être utilisé pour insérer un détecteur (pour identification). Cependant, il est souvent nécessaire de réaliser une sélection supplémentaire en plaçant, au début de l'étage B, une feuille de matière appelée dégradeur.

3. L'étage B et la sélection par perte d'énergie avec un dégradeur

L'insertion d'une feuille de matière au plan focal intermédiaire (à la fin de l'étage A) permet une sélection qui va dépendre du Z des ions incidents.

En effet, la perte d'énergie des ions dans le dégradeur dépend de l'énergie incidente E_A , du Z et du A de ces ions. La formule de Bethe-Bloch pour la perte d'énergie ΔE dans un matériau donné est du type :

$$\Delta E = k \Delta x (Z^2/A) (1/E)$$

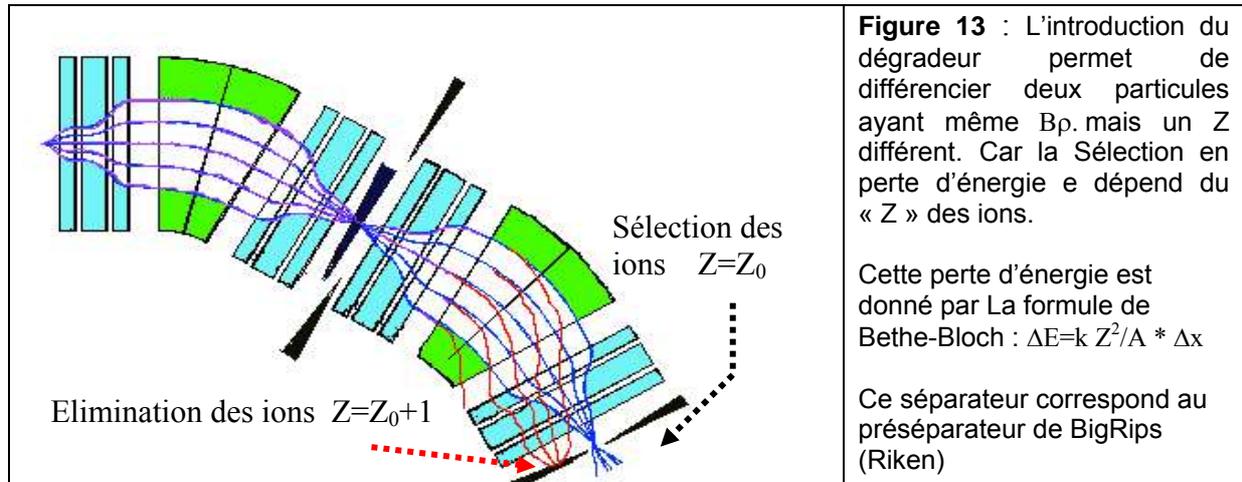


Figure 13 : L'introduction du dégradeur permet de différencier deux particules ayant même $B\rho$, mais un Z différent. Car la Sélection en perte d'énergie e dépend du « Z » des ions.

Cette perte d'énergie est donné par La formule de Bethe-Bloch : $\Delta E = k Z^2/A * \Delta x$
 Ce séparateur correspond au pré-séparateur de BigRips (Riken)

Deux noyaux différents (A_1, Z_1) et (A_2, Z_2) mais ayant un même $B\rho$ arrivent à la même position après l'étage A. Lors de la traversée du dégradeur, la perte d'énergie sera donnée par la forme de perte d'énergie, et il y a peu de chance que les 2 noyaux se retrouvent avec le même $B\rho$ à la sortie du dégradeur. L'étage B assure avec le dégradeur une sélection supplémentaire.

Si la forme du dégradeur n'est pas ajustée, il dégrade la qualité optique des faisceaux. Pour que deux particules de même type (A, Z et Q donné), mais de $B\rho$ différents, soient focalisées à la fin de l'étage B, il faut que la différence relative de $B\rho$ à l'entrée et à la sortie du dégradeur soit conservée (voir l'explication en annexe). Le dégradeur n'est donc pas uniforme en X, il doit être plus épais pour les particules de plus grand $B\rho$.

4. L'identification dans un séparateur de fragment

L'identification des noyaux à la sortie du séparateur se fait par deux mesures ($\Delta E, T_{vol}$) :

Mesure de la perte d'énergie ΔE (dans un détecteur silicium fin)

Cette mesure permet d'identifier le Z des fragments pour un noyau de A donné, car la perte d'énergie ΔE est $\Delta E \sim k Z^2/A$

Mesure du temps de vol (T_{vol}):

La mesure du temps de vol est une mesure de la vitesse, qui est équivalente à une mesure de A/Q . Étant donné que le $B\rho$ est fixé par le séparateur, $B\rho = B\rho_0 (1 \pm \Delta)$, où Δ est l'acceptance en $B\rho$. En supposant que la longueur de vol L est constante quelque soit le $B\rho$ des particules :

$$B\rho = v (A / Q) \Rightarrow A/Q = B\rho (1 \pm \Delta) / v$$

$$A/Q \sim k \Delta T (1 \pm \Delta)$$

Remarque : la mesure du temps de vol peut être réalisée comme suit

$$T_{vol} = K + \Delta T_{mesure} \quad \Delta T_{mesure} = T1 - T2$$

$T1 = T_{start}$ = temps d'arrivée de l'ion sur le détecteur à la fin du séparateur

$T2 = T_{stop}$ = signal pris par exemple, sur une cavité accélératrice de l'accélérateur, car les particules arrivant sur la cible de production sont corrélées à la phase des cavités accélératrices.

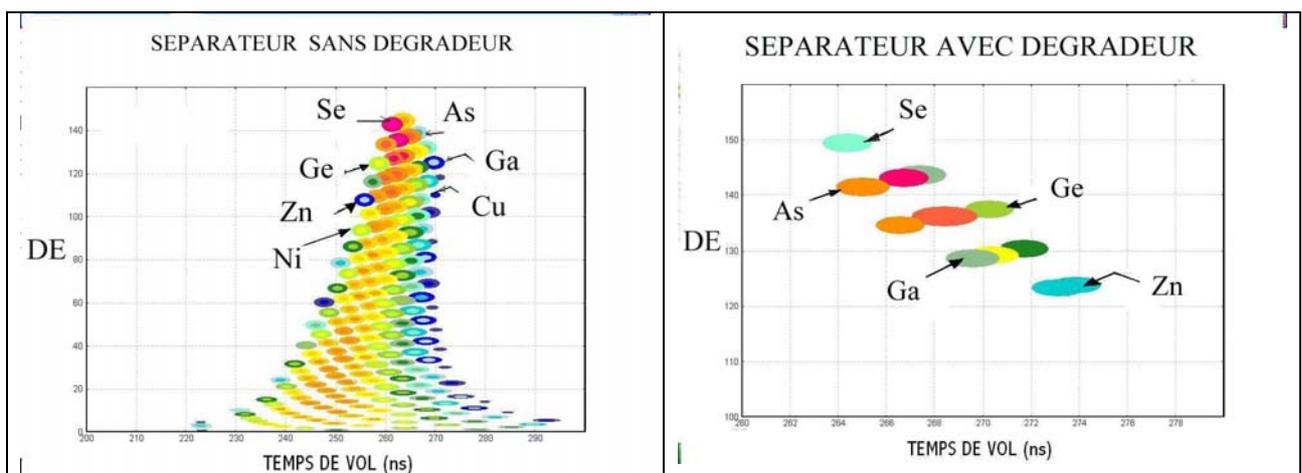


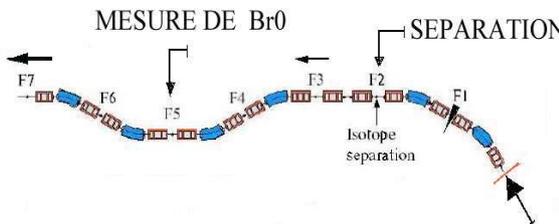
Figure 14a et 14b : simulation avec Lise++(annexe 1,[21]) de la fragmentation du $^{86}\text{Kr}@140 \text{ MeV/A}$ pour obtenir du ^{80}Ge . a) Sans dégradeur un séparateur de fragments fournit des ions allant du Sélénium à l'hydrogène. b) Avec dégradeur, la pureté est améliorée. Avec l'identification en ΔE ($\sim Z$) // Temps de Vol ($\sim A/Q$), chaque isotope produit une tâche dans le plan ($\Delta E, T_{vol}$)

5. Les difficultés d'identification

La résolution de la mesure du A/Q est reliée à l'acceptance Δ en $B\rho$ du séparateur. Pour une meilleure identification, il est parfois nécessaire de fermer les fentes mobiles au point chromatique (fin de l'étage A) pour réduire l'acceptance Δ .

$$B\rho = v (A / Q) \Rightarrow A/Q = B\rho (1 \pm \Delta) / v$$

Dans les projets récents (projet Super FRS pour FAIR@GSI, BigRips@RIKEN) afin de garder toute l'acceptance en $B\rho$ utilisable, les séparateurs sont constitués de 2 séparateurs achromatiques pour séparer puis marquer (« tagger ») en $B\rho$

<p>Le principe du tagging en $B\rho$ à BIGRIPS</p> <p>a) Séparateur achromatique N°1 : (appelé préséparateur)</p> <ul style="list-style-type: none"> - Étage A1 : analyse en $B\rho$ - Dégradeur : - Étage B1 : compensation chromatique <p>Ces étages réduisent notablement l'intensité des ions</p> <p>b) Séparateur achromatique N°2</p> <ul style="list-style-type: none"> - Étage A2 : analyse en $B\rho$ plus fine - Dégradeur possible - mesure du $B\rho$ avec un détecteur de position - Étage B2 : compensation chromatique <p>L'identification repose sur 3 mesures ($Tvol, \Delta E, B\rho$)</p> <p>Le calcul du A/Q est donné par</p> $A/Q \sim B\rho \cdot Tvol$ <p>l'identification en Z avec ΔE</p> $- Z^2 / A \sim K \Delta E$	 <p>MESURE DE Br_0</p> <p>SEPARATION</p> <p>Isotope separation</p> <p>TOF, $B\rho, \Delta E \rightarrow Z, A/Q (A, Q), P$</p>
	<p>Figure 14 : la géométrie du Séparateur Bigs Rips à Riken (Tokyo), en opération depuis 2007.</p> <p>étage A1 et B1 : qqq B qqq zone de transition : qqq qqq étage A2 et B2 : qqq B qqq qqq B qqq</p> <p>En conclusion : 6 dipôles de 30° et $R=6m$ 52 quadripôles supraconducteurs</p>

6. Quatre exemples de séparateurs de fragments

Séparateurs	Lise3 Ganil	FRS GSI Mode1	A1900 MSU //NSCL	BIGRIPS Riken
géométrie	(qqBqq)×2 + ligne de transfert + (2 filtres deWien)	(qqqBqqq+ qqqBqqq) ×2	(qqqBqqq+ qqqBqqq) ×2	(qqqBqqq qqqBqqq) ×3
Acceptance Angulaire	1.6mstrd	3.4 mstrd	8 mstrd	10mstrd
Acceptance en moment($B\rho$)	±2.5%	±2.0%	±3.0%	±3.0%
R_{16}	1.7cm/%	6.8 cm/%	5.95 cm/%	3.3 cm/%
résolution	1/600	1/160	1/2900	1/3300
longueur totale	42m	69m	35m	77m
Bromax	3.2T.m	8.6 T.m	6.3 T.m	7.0 T.m
Commentaires	B=45° R=2m quadripôles chauds	B=30° quadripôles chauds	B=45° quadripôles supraconducteurs	B=30° R=6m quadripôles supraconducteurs

C. Les spectromètres magnétiques haute énergie

À haute énergie, l'identification du faisceau est moins problématique qu'à la barrière coulombienne (car $q=Z$, et l'identification par perte d'énergie est plus aisée), ils peuvent être utilisés soit avec des faisceaux stables soit avec des faisceaux radioactifs.

La disponibilité de faisceau radioactif, produit par fragmentation du projectile, relativement intense et pure en aval des séparateurs laisse possibilité d'utiliser les ions secondaires pour réaliser et étudier des réactions secondaires avec ces ions.

Le principe nécessite donc plusieurs étapes :

- a) Cible de production par fragmentation
- b) Séparateur de fragments achromatique pour la purification
- c) Refocalisation des ions secondaires
- d) Cible de réaction
- e) Spectromètre haute énergie.

Ce type de principe fut beaucoup utilisé au GANIL dans les années 1990-2005 avec le séparateur Alpha et le spectromètre SPEG. Il atteint son plus haut degré de performances dans les laboratoires NSCL (Michigan) avec le S800[12] et à RIKEN (Japon) avec SHARAQ [11] qui sera disponible en 2009.

Nous insistons un peu plus pour expliquer le principe des spectromètres à perte d'énergie.

Physique : fragmentation d'ion radioactif (double fragmentation)

: transfert de nucléon, Knockout, résonance géante avec RIB

Spectromètres utilisant des faisceaux de fragmentation	SHARAQ @RIKEN Haute résolution	S800 @ NSCL bonne résolution et grande acceptance	Zero degree spectrometer @RIKEN
géometrie*	ligne+ Cible + qq B q B	ligne+ Cible + qq B B	Cible qqq B qqq
séparateur en amont	BigRips	A1900	BigRips
rotation	-2° à +15°	0°-60°	
modes	- standard - à perte d'énergie	- standard - à perte d'énergie	- standard
Bromax	6.8 T.m	4.0 T.m	6.8 T.m
Quadripôles	supraconducteur type superferrique		
Acceptance Angulaire	2.7 mstrd	20mstrd	#10 mstrd
Longueur	19.3m		
Angle dipôle(s) magnétique	B1=60° R=4.4m g=200mm B2 =32.7° R=4.4m	B1=B2=60°	B=30° R=6m
dispersion	5.8 cm/% au point cible 0 au plan focal	5 cm/%	#2cm/%
Résolution en $B\rho$	1/15000 (FWHM)	1/5000	1/2000
Résolution angulaire	1mrad	1mrad	-

Le principe du spectromètre à perte d'énergie :

Le mode standard pour un spectromètre est d'amener un faisceau achromatique sur une cible de réaction (la position des particules sur la cible ne dépend pas de leur $B\rho$). On mesure avec le spectromètre le $B\rho$ des produits de réaction.

Lors d'une réaction nucléaire, pour la spectroscopie nucléaire, on veut souvent accéder aux quantités importantes pour déterminer la cinématique de la réaction :

- Impulsion transférée par le projectile à la cible ($P_{\text{transfert}}$)
- Angles

Notons que les faisceaux radioactifs produits par fragmentation ayant une dispersion en vitesse de Δ_v importante, il n'est pas possible de déterminer l'impulsion transférée avec une résolution meilleure que Δ_v . Par exemple en aval de BigRips la dispersion en vitesse d'un ion donné est $\Delta_v = 3\%$, avec un spectromètre utilisé en mode standard (le mode dispersif). La résolution en moment n'excéderait pas $R=3\%$:

$$\text{Car } P_{\text{transfert}} = P_{\text{final}} - (P_{\text{initial}} \pm \Delta)$$

Une des techniques est de mesurer l'impulsion initiale, particule par particule, mais ceci n'est pas possible pour des faisceaux intenses (car le taux de comptage des détecteurs est limité).

L'autre solution est de réaliser un spectromètre achromatique et de mettre la cible au point chromatique.

Le mode « spectromètre à perte d'énergie », consiste en 2 étapes :

$$\begin{aligned} &\text{Etage A : analyse } (x|\delta)_A = R_{16}(A) \neq 0 \\ &+ \text{ Cible de réaction} \\ &+ \text{ Etage B : compensation } (x|\delta)_B = R_{16}(B) \neq 0 \\ &(x|\delta)_{A+B} = R_{16}(A+B) = 0 \end{aligned}$$

Si il n'y a pas de perte d'énergie dans la cible, la particule se retrouve à la sortie du spectromètre, (au plan focal) à la position centrale $x_B=0$, quelque soit son impulsion initiale.

Si la particule a perdu de l'énergie en raison d'une réaction nucléaire la position est décalée $x_B \neq 0$.

La reconstruction de l'impulsion transférée est donnée par : $(P_f - P_i)/q = x_B / R_{16}(B)$

Le spectromètre SHARAQ possède la propriété d'être achromatique en angle dans le plan horizontal $R_{26}(A+B) = 0$, ceci permet la reconstruction de l'angle $\Delta\theta$

Pour reconstruire la trajectoire, afin d'analyser la cinématique des réactions, les matrices de Transport ($R_{ij}(A)$ et $R_{ij}(B)$), des étages A et B doivent être connus.

Remarque : l'optique de l'étage A peut être modifiée de façon à obtenir un faisceau achromatique au point cible. Pour ce faire il suffit d'appliquer un autre jeu de valeur des quadripôles. On obtient alors un spectromètre chromatique (dispersif) fonctionnant dans le mode standard.

D. Les spectromètres en temps de vol et les mesures de masse

En physique nucléaire, les mesures de masse des noyaux exotiques avec des précisions relatives de l'ordre de 10^{-5} - 10^{-6} permettent un accès au effet de structure (fermeture de couches, appariement, déformation)

La mesure en vol de la masse de noyaux produits par fragmentation du projectile est une méthode qui permet d'accéder aux noyaux de vie courte. Ces mesures de masse peuvent être réalisées avec des spectromètres magnétiques à haute énergie ou des anneaux de stockage, ce qui est complémentaire aux mesures réalisées à basse énergie.

1. Mesure de temps de vol et de $B\rho$

La mesure conjointe de rigidité magnétique et de la vitesse ($B\rho, v$) permet d'accéder en théorie à la masse (à M/q)

$$m = \frac{M}{q} = \frac{B\rho}{\gamma v} = \frac{B\rho}{v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

La mesure de la rigidité magnétique peut être réalisée avec un spectromètre magnétique de haute résolution (typiquement des résolutions en $B\rho$ de l'ordre de 10^{-4} sont réalisables sur des spectromètres comme le S800@NSCL, SPEG@Ganil ou Sharaq@Riken).

La vitesse est mesurée très précisément avec des longues lignes de faisceau et une mesure de temps de vol $v=L/\Delta T$

La résolution en masse escomptée sera donc

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta T}{T_{vol}} + \frac{\Delta B\rho}{B\rho},$$

Si la ligne est suffisamment longue la résolution en temps peut être excellente, par contre, la résolution en $B\rho$ limite, en pratique, la résolution. Il faut une statistique correcte ($N > 100$ coups) pour réduire l'erreur relative (σ_m/M) sur la masse à 10^{-5} .

$$\frac{\sigma_m}{m} = \frac{1}{2.35} \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\Delta m}{m}$$

Par ailleurs, une bonne compréhension des erreurs systématiques est requise, mais ceci peut être obtenu en utilisant de nombreuses masses de référence. D'importantes campagnes ont été réalisées au GANIL [16...] en utilisant ce principe, avec des ions produits par fragmentation de 100 MeV/A sur une ligne de 80 mètres en conjonction avec le spectromètre SPEG.

2. Mesure de temps de vol dans un anneau de stockage isochrone

En utilisant un anneau de stockage, et en mesurant la fréquence de révolution des ions dans l'anneau, on possède une base de temps de vol uniquement limitée par le temps de vie des noyaux d'intérêt. Par ailleurs, il est possible de régler l'optique de l'anneau de stockage de telle façon que le temps de vol des ions ne dépende pas de leur $B\rho$. Ce réglage isochrone ($R_{56} = (|\delta|) = 0$) est obtenu en ajustant les gradients des quadripôles de l'anneau.

Ce type de mesure a été réalisé à GSI sur l'anneau ESR [17] avec les noyaux produits avec le séparateur FRS. Un anneau de stockage isochrone est en projet à RIKEN.

Dans le mode de fonctionnement isochrone de l'anneau, deux particules de même type, mais ayant deux vitesses différentes, réalisent un tour dans l'anneau dans un même intervalle de temps : l'optique est ajustée de telle façon que la particule de plus haute vitesse réalise plus de chemin que la particule de basse vitesse.

Le principe repose sur la mesure de la différence de fréquence de révolution entre 2 ions (1 et 2), qui ne dépend que de la différence de masse dans le mode isochrone de l'anneau.

$$\frac{F_0 - F_1}{F_0} = -\alpha \frac{M_1 / q_1 - M_0 / q_0}{M_0 / q_0}$$

Démonstration

Le principe de la mesure de masse revient à mesurer la fréquence de révolution sur un nombre de tours important. La fréquence de révolution dépend de la vitesse des ions et de la longueur L parcourue dans l'anneau :

$$F_{rev} = \frac{v}{L}$$

La longueur parcourue dans l'anneau de stockage (magnétique) dépend en général légèrement de la rigidité magnétique : $L = L_0 (1 + \alpha B\rho + \dots)$

On cherche à exprimer la dépendance de F_{rev} en fonction de m ($m=M/q$) .

La technique de la dérivation logarithmique est pratique pour mettre en évidence cette dépendance :

$$\frac{\delta F_{rev}}{F_{rev}} = -\frac{dL}{L} + \frac{dv}{v} = -\alpha \frac{dB\rho}{B\rho} + \frac{dv}{v} = -\alpha \frac{dm}{m} - \alpha \frac{d\gamma}{\gamma} + (1-\alpha) \frac{dv}{v}$$

Les relations relativistes permettent d'obtenir les relations suivantes :

$$\frac{d\gamma}{dv} = \frac{v}{c^2} \gamma^3 \Rightarrow \frac{d\gamma}{\gamma} = \frac{v^2}{c^2} \gamma^2 \frac{dv}{v} = (\gamma^2 - 1) \frac{dv}{v}$$

La fréquence de révolution

$$\frac{\delta F_{rev}}{F_{rev}} = -\alpha \frac{dm}{m} + [-\alpha\gamma^2 + \alpha + 1 - \alpha] \frac{dv}{v} = -\alpha \frac{dm}{m} + [-\alpha\gamma^2 + 1] \frac{dv}{v}$$

Dans le mode de fonctionnement isochrone, les quadripôles de l'anneaux sont ajustés de telle sorte que $\alpha=1/\gamma^2$.

$$\text{si } \alpha = \frac{1}{\gamma^2} \text{ alors } \frac{\delta F_{rev}}{F_{rev}} = -\alpha \frac{dm}{m}$$

La fréquence F_{rev} de révolution ne dépend alors que de la masse.

Deux autres types de spectromètres isochrones peuvent être mentionnés :

- Les cyclotrons isochrones qui sont des accélérateurs, mais ils peuvent aussi être utilisés comme spectromètre de masse multitours.

- Un spectromètre isochrone à été conçu spécialement pour les mesures de masses : le spectromètre isochrone TOFI@LAMPF [18], il possédait la propriété d'être isochrone en moment (δ), mais aussi en position x, et en angle θ :

$$\text{Pour TOFI : } R_{56}=R_{51}=R_{52}=0$$

Ces propriétés de la matrice de transfert lui assurait une excellente résolution, et ceci avec une longueur de vol relativement courte.

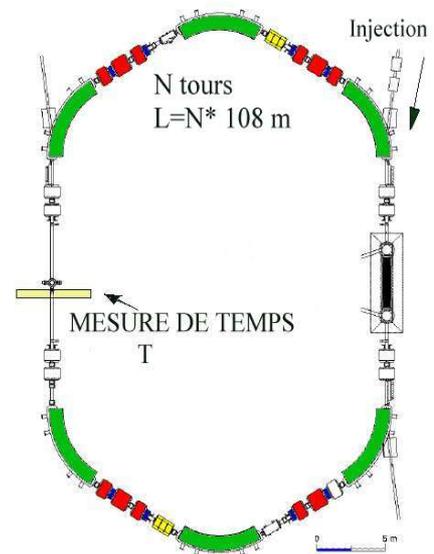


Figure 16 : Anneau ESR à GSI.
 $B\rho_{max}=10 \text{ T.m}$; $\alpha\#1/7$

VI) CONCLUSION

Nous avons survolé dans ce cours les notions élémentaires d'optique de faisceau pour comprendre l'utilisation des spectromètres en physique nucléaire. Nous avons abordé, ensuite, les différentes techniques de séparation utilisées dans les différents domaines d'énergie des ions.

Les techniques utilisées dans les spectromètres sont issues de compromis qui dépendent surtout de la cinématique des réactions nucléaires d'intérêt. Pour la conception ou l'utilisation d'un spectromètre existant, il faut identifier les réactions et les faisceaux d'intérêt et se poser les questions suivantes :

- Quelle est la rigidité électrique maximale des ions ?
⇒ un dipôle électrostatique est-il possible ?
- Quelle est la rigidité magnétique maximale ?
⇒ des quadripôles conventionnels sont-ils suffisants ?
⇒ Faut-il utiliser des aimants supraconducteurs ?
- Quels sont l'angle solide et la transmission angulaire nécessaires ?
⇒ des quadripôles conventionnels sont-ils suffisants ?
- Quelle est l'intensité maximale du faisceau primaire secondaire ?
⇒ quels sont les problèmes induits : thermique, radioactivité ?
- Quels sont les polluants et leur proximité avec le faisceau d'intérêt ?
- Quelles sont les quantités à reconstruire ($B\rho$, angle, énergie, vitesse, masse)
⇒ certaines quantités peuvent-elles être mesurées sans spectromètre avec un système de détection ?

Le fruit de cette réflexion vous portera sur un type de spectromètre qui sera toujours le fruit d'un compromis entre différents couples qui s'opposent :

Sélectivité // Efficacité
Résolution // Acceptance
Grande pureté des ions // Bonne intensité
Rigidité maximale // Acceptance angulaire
Bas coût // Haute performance

Le Yin et le Yang des spectromètres ...

Pour aller plus loin dans la compréhension des spectromètres, il est conseillé de travailler un peu les articles et les annexes proposées ci-dessous :

ANNEXES :

- 1- Le code de simulation Lise++
- 2- La notion d'émittance
- 3- Étude d'un triplet de quadripôles
- 4- le dégradeur achromatique d'un séparateur de fragment
- 5- Les états de charges d'un ion
- 6- Le filtre de Wien : un filtre de Vitesse
- 7- Travail dirigé : une expérience avec le filtre de vitesse de Darmstadt

Bibliographie :

Quelques références pédagogiques :

Généralités sur les techniques de séparations des ions secondaires

[1] Munzenberg NIMB 70 (1992) 265-275

Spectromètres de masse basse énergie

[2] R.C. Barber, Nim B 204 (2003) 4690-465 : article de revue

[3] H. Sunaoshi, Nim B 70 (1992) 421-426 : un spectro de masse pour ions radioactifs

Spectromètre magnétique de très grande acceptance

[4] H Savajols et Al, Nucl Phys A 654 (1999)

[5] M. Rejmund et A, NIMA 593 (2008) 343-352

Spectromètre de Masse type RMS (Recoil Mass Spectrometer)

[6] T.M. Cormier et AL NIMB 212 (1983)

[7] H. Ikezoe et Al, NIMA 376 (1996) 420-426

[8] A. Jingan et Al, NIMA 526 (2004) 376-385 : detection de HIRA

Séparateurs à gaz

[9] Leino et Al, NIMB (1999), 653

[10] M. Paul 1989, NIMA 277, 418

Spectromètre Haute énergie

[11] T.Uesaka et Al Nim B 266 (2008) 4690-465 : Sharaq

[12] D.Bazin B 204 (2003) 629-633 : S800

Séparateurs de fragments:

[13] R.Anne, D.Bazin, A.C.Mueller, J.C.Jacmart and M.Langevin, "The achromatic spectrometer LISE at GANIL", NIM A257 (1987) 215-232.

[14] H.Geissel, G.Munzenberg, K.Riisager, "Secondary exotic nuclear beams", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 45 (1995) 163-203.

[15] Kubo et Al, NIMB 204 (2003) 97-113 : BIG RIPS

Spectromètres en temps de vol

[16] A. Gilibert et Al, Phys Lett B176 (1986) 317

[17] H.J Kluge et Al., NIMA 532 (2004), 48-55 : l'anneau de stockage à GSI

[18] J.M. Wooter et Al. NIMA 240 (1985), 77-90 : un spectromètre isochrone TOFI

SHIP, le filtre de vitesse de GSI

[19] G. Münzenberg *et al.*, NIM B 26 (1987), 294-301

[20] G. Münzenberg & al, NIM 161, (1979) 65-82

Le Code Simulation Lise++

[21] O. Tarasov, D. Bazin, Nucl Phys A 746 (2004) 411

Remerciements: Je remercie chaleureusement tous mes collègues des différents laboratoires européens, américains et asiatiques pour les documents fournis. Je remercie également mes collègue de Ganil, qui m'ont aider à améliorer le document : notamment Patricia Roussel-Chomaz, Mauricy Rejmund, Nathalie Sauvé et Amélie Machue.

ANNEXE 1

Le Code de simulation LISE++

(O. Tarasov - D.Bazin [21])

Le programme Lise++ est un outil incontournable pour étudier et simuler les expériences de physique nucléaire avec des spectromètres, il inclut des dizaines d'outils et il est téléchargeable gratuitement

- <http://www.ganil.fr/lise/proglise.html> (site lise à GANIL)
- <ftp://ftp.nslc.msu.edu/lise> (Oleg Tarasov à MSU)

Lise++ inclut notamment

- le calcul des distributions d'état de charge des ions
- le calcul des pertes d'énergie dans les matériaux
- l'étude de la cinématique des réactions
- la production de faisceaux radioactifs par fragmentation du projectile, par fusion évaporation, par fission
- la simulation des séparateurs de fragment (B_p , dégradeur)
- des configurations préprogrammées des séparateurs existants Lise3, BigRips, A1900, FRS, VASSILISSA...

Exercice : Simuler la fragmentation d'un faisceau de $^{78}\text{Kr}^{36+}$ à Ganil sur le spectromètre Lise pour former du ^{74}Kr : étape 0) lancer le programme Lise++

- 1) charger le fichier du séparateur Lise : file/config/load/ganil/lise.icn
- 2) sélectionner les réactions de fragmentation : Option/production mechanism/fragmentation
- 3) Inscrire le projectile : [en haut à droite cliquer] et définir $^{78}\text{Kr}^{36+}$ @ 75 MeV/A
Puissance=1.0 Kilowatt
- 4) Inscrire le fragment d'intérêt : ^{74}Kr (Z=36)
- 5) Mettre une cible de carbone de 100micron : à droite, cliquer sur target, puis PT sélectionner le carbone, puis ajuster l'épaisseur
- 6) calculer les réglages des dipôles pour l'ion d'intérêt :
Calculation/calculate the spectro for the setting ion
- 7) Calcule la production de ^{74}Kr : Calculation/transmission&rate/one nucleus
C'est fait !

Résultat : Intensité = $1.4 \cdot 10^5$ pps à la sortie du séparateur, mais le faisceau est très pollué. Ajouter un dégradeur d'aluminium et recommencer l'exercice.

La fenêtre du code Lise++

La capture d'écran montre l'interface de l'application Lise++. À gauche, une barre latérale contient des menus et des options de configuration. Au centre, une fenêtre principale affiche une simulation 3D d'un faisceau de particules traversant un séparateur. À droite, une fenêtre 'Physical calculator' est ouverte, permettant de saisir des paramètres physiques tels que l'énergie, la vitesse, l'angle et les pertes de charge. Des flèches pointent de la légende vers les éléments correspondants de l'interface.

définition du projectile
définition du fragment
définition de la cible

Calculatrice « physical calculator » : permet les calculs B_p , E_p , E , vitesse, perte d'énergie.....

ANNEXE 2

La notion d'émittance

L'émittance est une mesure du volume occupé par un ensemble de particules dans l'espace des phases à 6 dimensions (x, y, z, p_x, p_y, p_z). Cette quantité est intéressante, car le **théorème de Liouville** indique que pour des particules dirigées par des forces extérieures conservatives (pas de frottement), la densité de l'espace des phases (x, y, z, p_x, p_y, p_z) reste constante.

En optique de faisceau, les coordonnées utilisées peuvent facilement être reliées aux coordonnées hamiltoniennes ($x, \theta \# p_x/p_0, y, \phi \# p_y/p_0, l \# k(z-z_0), \delta = p - p_0/p_0$) ou p_0 est l'impulsion p_z de la particule de référence.

Dans un spectromètre, les particules interagissent très faiblement par répulsion coulombienne et il n'y a pas de forçage de frottement dans le vide, donc on est dans le cadre du théorème de Liouville.

Pour des raisons pratiques, on utilise les mesures dans 3 sous-espaces des phases

émittance Horizontale : surface du faisceau dans (x, θ)

émittance Verticale : surface (y, ϕ)

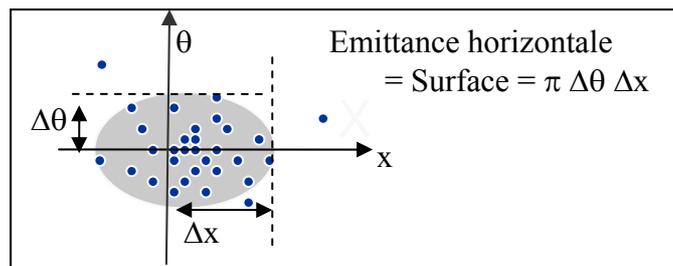
émittance longitudinale : surface (l, δ) ou (t, E) suivant les notations

Remarque : Dans les cas les plus courants, l'utilisation des quadripôles permet une conservation de émittance horizontale et émittance verticale. Indépendamment, si il n'a pas de dégradateur ou de cible l'emittance longitudinal (t, E) est conservée.

En pratique, le faisceau est inscrit dans une ellipse dans les plans horizontaux (x, θ) et verticaux (y, ϕ). Les ellipses d'émittance tournent, s'allongent et se contractent dans une ligne de faisceau tout en gardant une surface constante

La mesure de l'émittance transverse, est la mesure de la surface de l'ellipse qui circonscrit toutes les particules (ou $x\%$ des particules). Un faisceau focalisé avec un enveloppe de $\pm \Delta x$ et $\pm \Delta \theta$ Possède une émittance $E_x = \pi * \Delta X * \Delta \theta$ (en pi mm.mrd)

Nota Bene : 1) La surface d'une ellipse est $S = \pi a b$ (ou a et b sont les demi axe).



Sur la cible de réaction d'un spectromètre, on peut souvent ajuster l'optique (c.a.d., les quadripôles) pour focaliser un faisceau de $10 \pi \text{mm.mrd}$ de plusieurs façons :

optique n°1 : $\Delta x_0 = \Delta y_0 = \pm 4 \text{mm}$ avec $\Delta \theta = \Delta \phi = \pm 2.5 \text{mrad}$

optique n°2 : $\Delta x_0 = \pm 1 \text{mm}$; $\Delta \theta = \pm 10 \text{mrad}$; $\Delta y = \pm 4 \text{mm}$; $\Delta \phi = \pm 2.5 \text{mrad}$;

.....

L'optique n° 2 est en général la meilleure, car elle permet d'optimiser, la résolution du spectromètre car :

$$\text{Résolution} = 2 \Delta x_1 / \mathbf{R}_{16} = 2 R_{11} \Delta x_0 / \mathbf{R}_{16}$$

ANNEXE 3

Étude d'un triplet de quadripôles

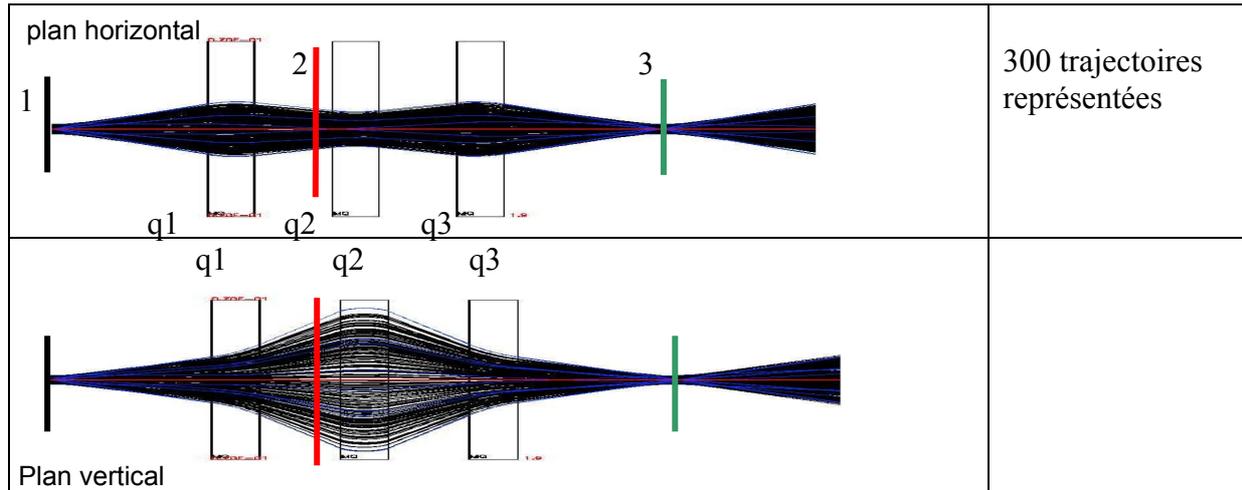
Étudions l'effet d'un triplet de quadripôles sur le transport d'un faisceau de particules chargées dans le cadre d'une « focalisation point-point »

La ligne considérée : 3 quadripôles magnétiques de diamètre de gorge 70 mm, longueur 300mm ; Longueur totale =3.9 m ; distance entre Quadripôles=0.5m

L'optique :

Une focalisation point-point dans le plan horizontal

Une focalisation point-point dans le plan vertical



Remarque : q1 et q3 focalisent dans le plan horizontal (défocalisent en vertical)

q2 défocalise dans le plan vertical (focalise en Horizontal) ; 300 trajectoires sont représentées

Paramètres : faisceau = 1 T.m ($^{12}\text{C}^{3+}$, $E=3.01\text{MeV/A}$) Gradient de Q1= 4.725 T/m

Gradient de Q2=- 6.117 T/m

Gradient de Q3=5.5 Tesla/m

<p>1</p> <p>$\Delta x = \pm 1 \text{ mm}$ $\Delta \theta = \pm 5 \text{ mrad}$</p>	<p>2</p> <p>$\Delta x = \pm 6 \text{ mm}$ $\Delta \theta = \pm 3 \text{ mrad}$</p>	<p>3</p> <p>$\Delta x = \pm 1 \text{ mm}$ $\Delta \theta = \pm 5 \text{ mrad}$</p>	<p>emittance horizontale aux points 1,2 et 3</p>
<p>1</p> <p>$\Delta y = \pm 2 \text{ mm}$ $\Delta \phi = \pm 3 \text{ mrad}$</p>	<p>2</p> <p>$\Delta y = \pm 25 \text{ mm}$ $\Delta \phi = \pm 7.5 \text{ mm}$</p>	<p>3</p> <p>$\Delta y = \pm 2.4 \text{ mm}$ $\Delta \phi = \pm 2.5 \text{ mrad}$</p>	<p>emittance verticale aux points 1,2 et 3</p>

Evolution de l'emittance . La surface des ellipses d'emittance reste constante dans les plans horizontaux et verticaux au niveau des point 1 , 2 et 3, car le théorème de Liouville s'applique dans ce contexte.

ANNEXE 3 (suite)

Problème sur le triplet de quadripôles:

- 1) Quel est le champ magnétique aux pôles de q2
- 2) Quels seraient les gradients à appliquer sur q1, q2 et q3, pour un faisceau de $^{12}\text{C}^{6+}$ $E=3.01\text{MeV}/A$ (même vitesse) pour obtenir la même optique?
- 3) quel est l'émission transverse du faisceau au point 1 (entrée de la ligne) ?
- 4) que se passe-t-il si on éteint q3 ($Gq3=0$) ?

la matrice de transport entre le point 1 et 3 est

$$\begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix}_2 = \begin{bmatrix} -1.0 & 0.0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0.42 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1.2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1.34 & -0.833 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 3.8 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix}_1 \quad \begin{aligned} l &= v_0(t-t_0) \\ \delta &= \frac{p-p_0}{p_0} \end{aligned}$$

- 5) Quel est le grandissement R_{33} entre 1 et 3

Réponses :

1) Pour le faisceau de $B\rho=1.0 \text{ T.m}$, le gradient de q1 était 5.125 T/m , son diamètre de gorge était $d=70\text{mm}$: les pôles sont situés à $r=d/2=35\text{mm}$ du centre optique de la ligne

Bpôle (Q1) = $r \cdot G_{q1} = 35 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot 4.725 \text{ T/m} = (+ \text{ ou } -) 0.1793 \text{ Tesla}$

2) Il faut connaître la formule de la rigidité magnétique

$B\rho_a(M=12, V, q=3) = \gamma MV/q = 1.0 \text{ T.m}$

$B\rho_b(M=12, V, q=6) = \gamma MV/q = B\rho_1 / 2 = 0.5 \text{ T.m}$

pour un faisceau de $^{12}\text{C}^{6+}$ $E=3.01\text{MeV}/A$ (même vitesse V), les particules auront une rigidité magnétique deux fois plus faible. Pour réaliser la même optique, il faut multiplier les champs magnétiques des quadripôles par le facteur $k=B\rho_b/B\rho_a$ ($k=0.5$)

3) L'émission transverse du faisceau est la surface de la section occupée par le faisceau dans le plan (position ; angle) c.à.d. (x, θ) et (y, ϕ)

Remarque : la surface d'une ellipse droite ayant pour demi largeur a et b , est $S=\pi ab$ émission transverse horizontale.

$$E_x = \pi \Delta x \Delta \theta = 5 \pi \text{ mm.mrad}$$

émission transverse vertical

$$E_y = \pi \Delta y \Delta \phi = 6 \pi \text{ mm.mrad}$$

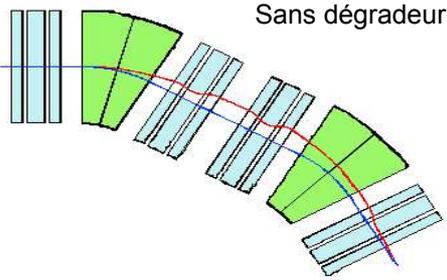
4) Si l'on éteint q3 (focalisant en horizontal), le faisceau diverge dans le plan horizontal. Par contre, le point de focalisation vertical se déplace en amont, il sera situé entre le point 2 et le point 3.

5) $R_{33}=(y|y)=-1.2$, Notons que $|R_{33}|=\Delta y_3/\Delta y_1$

ANNEXE 4

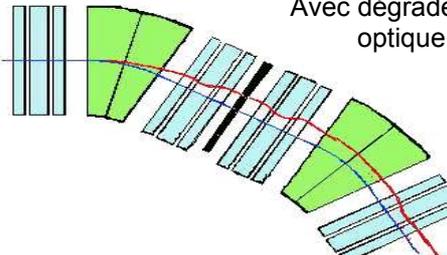
Le dégradeur achromatique d'un séparateur de fragments

Dans le cours, nous avons vu qu'un séparateur de fragment est un spectromètre magnétique à 2 étages, qui donne une combinaison achromatique (le coefficient de dispersion $(x|\delta)=R_{16}$ est nul).

 <p>Sans dégradeur : optique achromatique</p>	<p>Séparateur de fragment en 2 étages (A et B)</p> <p>2 trajectoires de $B\rho$ différentes sont représentées :</p> <p>$Z_0(x_0=0, \theta_0=0, y_0=0, \phi_0=0, \delta=0)$ $Z_1(x_0=0, \theta_0=0, y_0=0, \phi_0=0, \delta=0.02)$</p> <p>$R_{16}(A+B)=0$</p>
--	---

L'objectif du dégradeur est de séparer les différentes particules selon leur Z (afin de séparer les différents isobares)

Si la forme du dégradeur n'est pas ajustée, il dégrade la qualité optique des faisceaux. Deux particules de même type (A, Z et Q donné), mais de $B\rho$ différent, reconvergeront vers le même point, si la différence relative de $B\rho$ à l'entrée et à la sortie du dégradeur est conservée. Le dégradeur n'est donc pas uniforme en x , il doit être plus épais pour les particules de plus grand $B\rho$.

 <p>Avec dégradeur uniforme : optique chromatique</p>	<p>Un dégradeur uniforme viole la condition d'achromatisme :</p> <ul style="list-style-type: none"> - 2 particules identiques mais avec des $B\rho$ différents sont représentées. - Ce dégradeur baisse l'impulsion d'une particule donnée d'une quantité constante Δp_d
--	--

Un dégradeur avec une épaisseur uniforme rend l'optique chromatique :

Démonstration :

Considérons 2 particules avec $p=p_0$ et $p=p_1 + \Delta p$

Avant le dégradeur, la différence relative δA de $B\rho_0$ des 2 trajectoires est

$$\delta A = (p_1 - p_0) / p_0 = \Delta p / p_0$$

Dans le dégradeur uniforme, les 2 particules de même type perdront la même quantité Δp_d

$$\text{Après le dégradeur } \delta B = [p_0 + \Delta p - \Delta p_d - (p_0 - \Delta p_d)] / [p_0 - \Delta p_d]$$

$$\delta B = [\Delta p] / [p_0 - \Delta p_d] \quad \delta A \neq \delta B$$

La matrice de Transport $R(B)$ est telle que la trajectoire Z_1 ne sera refocalisée après l'étage B que si $\delta = \delta A$.

-L'optique est achromatique sans le dégradeur, quand ($\Delta p_d = 0$ et $\delta A = \delta B$)

-L'optique ne sera donc pas achromatique avec le dégradeur, où $\delta A \neq \delta B$

La solution est de modifier la forme du dégradeur de façon que les particules de haute énergie perdent un plus d'énergie que les particules de basse énergie. Il suffit que l'épaisseur T du dégradeur soit une fonction de X .

La solution pour avoir ($\delta A = \delta B$) et donc une optique achromatique est d'utiliser un dégradeur avec une épaisseur variable $T = T(x)$:

$$\Rightarrow \Delta p_d = \text{fonction de } x$$

Dans le dégradeur non uniforme, les 2 particules de même type perdront une quantité d'impulsion en fonction de la position d'arrivée x_A après l'étage A. $\Delta p_d = \Delta p_d(x_A)$

$$\begin{aligned} \text{Après le dégradeur} \quad \delta B &= [p_0 + \Delta p - \Delta p_d(x) - (p_0 + \Delta p_d(x=0))] / [p_0 - \Delta p_d(x=0)] \\ &= [-\Delta p - \Delta p_d(x) + \Delta p_d(x=0)] / [p_0 - \Delta p_d(x=0)] \end{aligned}$$

Comment obtenir $\delta A = \delta B$???

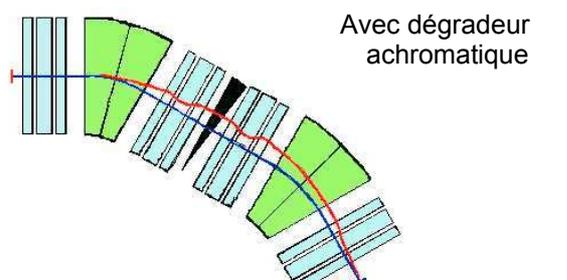
Astuce : la position d'arrivée sur le dégradeur dépend de l'impulsion p ($B_p = p/q$) et de la dispersion de l'étage A. En effet : $\Delta p/p_0 = x_A / R_{16}(A)$, en injectant cette relation dans la formule précédente et en posant ($\delta A = \delta B$), on obtient

$$\Delta p_d(x) \neq \Delta p_d(x=0) \times [1 + x / R_{16}(A)]$$

Donc l'épaisseur T du dégradeur doit être du genre :

$$T \neq K \times [1 + x / R_{16}(A)]$$

Ce type de dégradeur à épaisseur variable est appelé dégradeur achromatique, car il conserve les conditions d'achromatisme.

 <p>Avec dégradeur achromatique</p>	<p>avec un dégradeur dont l'épaisseur variable est $T = K [1 + x / R_{16}(A)]$</p> <p>l'optique est achromatique, car la différence relative de B_p à l'entrée et la sortie reste la même avant et après le dégradeur.</p> <p>$R_{16}(A+B) = 0$</p>
---	--

ANNEXE 5

Les états de charge d'un ion après la traversée d'une cible solide

Lors de la traversée d'une cible solide mince, les collisions de l'ion incident avec les atomes du solide induisent des réactions de pertes et de captures électroniques qui changent l'état de charge de l'ion incident. A la sortie de la cible, cet ion a une probabilité $P(q)$ de se trouver ionisé dans les différents états de charge $q = Z, Z-1, Z-2, \dots, 0$

Les épaisseurs d'équilibres

A mesure que l'on augmente l'épaisseur de la cible les probabilités de retrouver l'ion dans tel ou tel état de charge évoluent.

A partir d'une certaine épaisseur, appelée l'épaisseur d'équilibre, les distributions n'évoluent plus beaucoup (tant que l'énergie de sortie du faisceau n'est pas affectée).

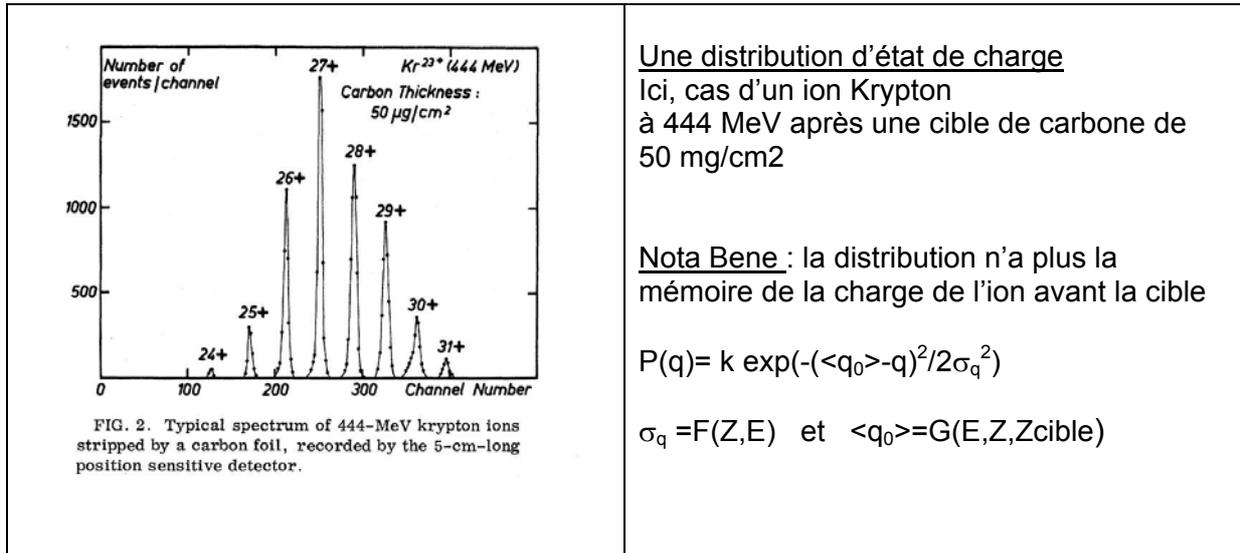
L'état de charge moyen $\langle q_0 \rangle$

Soit $f(q)$ la probabilité pour un ion d'être dans l'état de charge q à la sortie de la cible

L'état de charge moyen, $\langle q_0 \rangle$ est défini par $\langle q_0 \rangle = \sum P(q) q$

L'état de charge moyen est fonction du Z de l'ion, de son énergie à la sortie de la feuille, et du matériau de la cible.

La distribution est assez bien représentée par une gaussienne $P(q)$ dont la largeur σ_q est fonction du Z de l'ion incident : $P(q) = k \exp(-(\langle q_0 \rangle - q)^2 / 2\sigma_q^2)$



Une distribution d'état de charge
Ici, cas d'un ion Krypton à 444 MeV après une cible de carbone de 50 mg/cm²

Nota Bene : la distribution n'a plus la mémoire de la charge de l'ion avant la cible

$$P(q) = k \exp(-(\langle q_0 \rangle - q)^2 / 2\sigma_q^2)$$

$$\sigma_q = F(Z, E) \text{ et } \langle q_0 \rangle = G(E, Z, Z_{\text{cible}})$$

Les formules utilisées

De nombreuses formules empiriques sont utilisées (Formule de Baron, Shima, Betz, le code ATIMA...). Le Code Lise++ possède plusieurs paramétrisations qu'il est possible de comparer.

Les feuilles d'éplucheurs en carbone

Pour obtenir après une réaction nucléaire dans une cible, les états de charge les plus élevés et une distribution la plus étroite possible, on place en général une feuille de matière avec un Z le plus faible possible. Le carbone ($Z=6$) est souvent un bon compromis, car il a un Z faible et il possède une très bonne résistance thermique. Par ailleurs, il est relativement facile à fabriquer sous forme de feuille de 30 à 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

ANNEXE 6

Le filtre de Wien : un filtre de vitesse

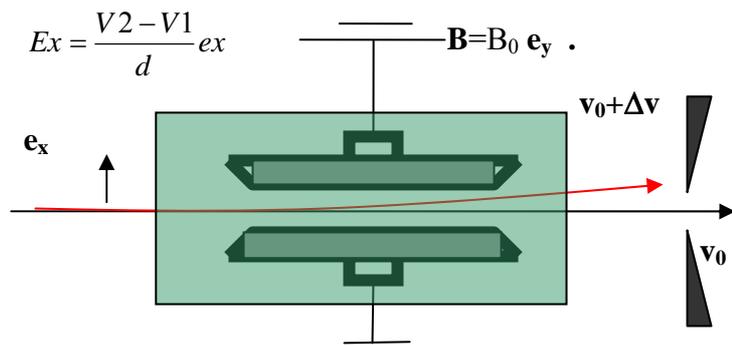
Il existe un équipement électromagnétique qui permet de sélectionner des ions en vitesse mais indépendamment de leur rapport M/q , il s'agit du filtre de Wien.

Le filtre fonctionne en superposant un champ magnétique perpendiculaire à un champ électrique. En effet, un faisceau de particule circulant perpendiculairement aux 2 champs E et B , et ayant une vitesse $v = v_0 = (E/B)$ ne subira aucune force :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

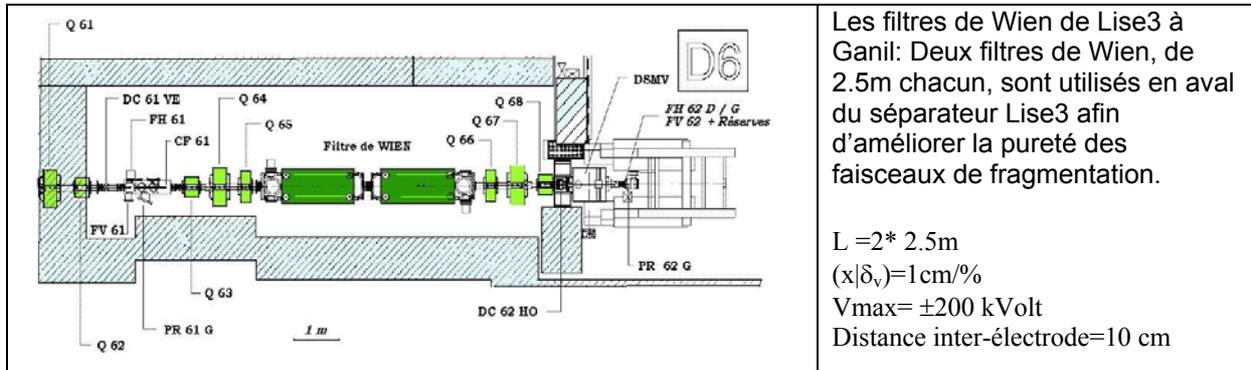
$$= q(|\mathbf{E}| - v|\mathbf{B}|) \mathbf{e}_x$$

$$\text{si } |\mathbf{v}| = \frac{E}{B} \quad \mathbf{F} = 0$$



Le filtre de Wien n'a cependant pas la qualité de sélection des dipôles magnétiques, les résolutions atteintes en vitesse sont de quelques %, permettent une rejection des particules non désirées. De plus, il est en général assez compliqué à construire (très haute tension, à insérer dans l'espace réduit de l'entrefer d'un dipôle).

Les filtres de Wien sont utiles notamment dans les expériences de type fusion évaporation pour éliminer le faisceau (en cinématique directe, il y a une grosse différence de vitesse entre le faisceau et les produits d'intérêt). Il est plus difficile à utiliser à haute énergie car il faut des champs électriques très forts.



Pour un ion de référence (M_0, q_0, v_0), les champs électriques et magnétiques choisis, lui assure une trajectoire en ligne droite ($\rho_0 = \infty$) :

$$\frac{1}{\rho_0} = \frac{|E|}{E \rho_0} - \frac{|B|}{B \rho_0} = 0 \Leftrightarrow \frac{|E|}{|B|} = v_0$$

La trajectoire d'un ion quelconque (M, q, v) aura un rayon de courbure ρ dans le filtre de Wien :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{|E|}{E \rho_0} - \frac{|B|}{B \rho_0}$$

La dispersion en vitesse d'un filtre de Wien de longueur L_{Wien} est donnée par la formule suivante :

$$R_{16} = (x|\delta_v) = \frac{E \rho_0}{E_{Wien}} \left[1 - \cos \left(\frac{E_{Wien}}{\gamma_0 E \rho_0} L_{Wien} \right) \right] \approx \frac{E_{Wien}}{2 E \rho_0} L_{Wien}^2 \quad (\gamma_0 \neq 1)$$

On remarque que l'effet du filtre dépend de la rigidité électrique $E\rho$ des ions d'intérêt et du champ électrique du filtre.

Il est possible également de combiner des dipôles magnétiques et électriques, pour obtenir un séparateur en vitesse (voir le séparateur SHIP@GSI [19-20]) .

ÉTAPE 2 : Quelles sont les propriétés et ions d'intérêt ^{252}No ?

la vitesse et l'énergie du noyau composé après fusion (Utilisons la conservation de la quantité de mouvement (mécanique classique car $\gamma-1 < 10^{-3}$)

$$P_{\text{projectile}} = P_{\text{NoyauComposé}} \Rightarrow V_{\text{NC}} = A_{\text{projectile}} / A_{\text{NC}} V_{0\text{Ca}} = 0.552 \text{ cm/ns}$$

Calculer l'état de charge moyen avec le code de simulation Lise++

-Etat de charge moyen $\langle q_0 \rangle = 44+$ (centre de la distribution d'état de charge)

Calculer le taux de production dans la cible:

-Le Nb de noyaux produits de ^{252}No dans la cible est donné par : $dN = I_0 n \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$

Où n est le nombre de particules cibles par unité de surface sur le passage du faisceau. Le nombre de noyau de Nobelium produit est :

$$dN = I_0 \times n \times ds \times \sigma \approx 1.1 \text{ particule/s}$$

$$dN = I_0 \text{ (pps)} \times \text{Riotope} \times \text{Navogadro} / A \times \rho \text{ ds (mg/cm}^2\text{)} \times \sigma \text{ cm}^2$$
$$= 1 \times 10^{12} \times 1 \times 6.10^{23} / 208 \times (10^{-3} \times 0.5) \times (10^{-24} \times 10^{-9} \times 220)$$

Étudier la distribution angulaire

La distribution angulaire des produits d'évaporation dépend du straggling angulaire dans la cible (voir LISE++) et du nombre de particules évaporées (faire une simulation monte carlo)

$$\sigma\theta = \sigma\phi = \pm 20 \text{ mrd}$$

65% de produit sont inclus dans $\pm \sigma\theta$, et 95% dans $\pm 2\sigma\theta$

65% de produit sont inclus dans $\pm \sigma\phi$,

La transmission angulaire de SHIP sera donc de l'ordre $T \# (30 \text{ mrad} / 2\sigma\theta) * (30 / 2\sigma\phi)$
 $T \# 50\%$

ÉTAPE 3: Evaluer les polluants potentiels

- Quels sont les polluants et leur différence de vitesse avec les ions de ^{252}No ?
- La dispersion en vitesse de SHIP est-elle suffisante ?

Polluant n°1 : état(s) de charge du faisceau

- Calculer la distribution d'état de charge du ^{48}Ca après la cible et calculer les rigidités associées. Dans ce cas, ce calcul est inutile, puisque SHIP sélectionne en vitesse il y a une très grande différence relative en vitesse (#500%)

Polluants n°2 : recul des noyaux cibles Pb par diffusion élastique à 0°

Pour le calcul, de l'intensité de ces ions, la section efficace de diffusion élastique est donnée par la formule de Rutherford, ou plus simplement $(\sigma \# \pi R^2 = \pi (r_0 A^{1/3})^2 \# 150 \text{ fm}^2 = 1.5 \times 10^{-24} \text{ barn})$
car $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$

on attend 10^7 pps de plomb émis à 0° .

Calcul l'énergie de recul K_{Pb} des noyaux Pb :

1) Conservation de l'énergie cinétique $K_{0\text{Ca}} = K_{\text{Ca}} + K_{\text{Pb}}$

2) Conservation de la quantité de mouvement $\mathbf{P}_{0\text{Ca}} = \mathbf{P}_{\text{Ca}} + \mathbf{P}_{\text{Pb}}$ (projetons sur 2 axes)

$$2a) (2m_{\text{Ca}} K_{0\text{Ca}})^{1/2} = (2m_{\text{Ca}} K_{\text{Ca}})^{1/2} \cos(\theta) + (2m_{\text{Pb}} K_{\text{Pb}})^{1/2} \cos(\phi)$$

$$2b) 0 = (2m_{\text{Ca}} K_{1'})^{1/2} \sin(\theta) + (2m_{\text{Pb}} K_{2'})^{1/2} \sin(\phi)$$

$$\phi = 0^\circ \text{ et } \theta = 180^\circ$$

En utilisant [1 et 2a] on trouve une équation du second degré en $(K_{\text{Pb}})^{1/2}$
et la différence de vitesse entre ces noyaux de Pb et ceux de Nobelium est obtenue.

Quelle la position de ces noyaux dans le plan dispersif du séparateur, sachant que la dispersion est de $(x/\delta_v) = 0.2 \text{ cm} / \%$. Sachant que la faisceau d'intérêt au plan focal dispersif est de $\pm 10 \text{ mm}$, peut-on arrêter les noyaux de plomb avec une fente, sans arrêter aussi les noyaux de Nobelium ?