



HAL
open science

Mesures des propriétés statiques des noyaux : utilisation des pièges ioniques

D. Lunney

► **To cite this version:**

D. Lunney. Mesures des propriétés statiques des noyaux : utilisation des pièges ioniques. École thématique. Ecole Joliot Curie "Noyau, champ et cortège", Maubuisson, (France), du 13-18 septembre 1999 : 18ème session, 1999. cel-00653893

HAL Id: cel-00653893

<https://cel.hal.science/cel-00653893>

Submitted on 20 Dec 2011

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

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

Mesures des propriétés statiques des noyaux : utilisation des pièges ioniques

David Lunney

CSNSM-CNRS, Bat. 108, Université de Paris Sud
F-91405 Orsay, France (lunney@csnsm.in2p3.fr)

Résumé : La compréhension complète du noyau repose en partie sur l'étude des noyaux exotiques et des modèles nucléaires. Pour étudier un noyau exotique, nous avons besoin de plus qu'une simple confirmation de son existence et la mesure de sa durée de vie : la mesure de sa masse et donc, son énergie de liaison, est une contrainte forte sur les modèles nucléaires. Une mesure de masse est en fait, une mesure de haute précision. Comme la précision ne vient qu'avec une durée de mesure suffisamment longue, les pièges nous offrent un maximum d'exactitude de mesure. La première partie décrira le fonctionnement et la physique de toutes sortes de pièges à ions magnétiques et électriques, ainsi que les techniques associées pour le refroidissement des ions piégés. La deuxième partie couvrira brièvement l'intéressant panorama de la physique mise en jeu avec les ions piégés, avant de se concentrer sur les mesures de masse et de la manipulation des faisceaux d'ions radioactifs.

Abstract: Complete understanding of the nucleus relies strongly on exotic nuclides and nuclear models. The study of exotic nuclides must go beyond mere confirmations of their fleeting existence and measurement of the duration: prediction of the binding energy is a true trial-by-fire of a pretending nuclear model. Measurement of the mass requires extremely high precision and since this can come only with measurement duration, it is ion traps that offer the ultimate possibilities for measurement accuracy. These notes describe the physics and operation of various sorts of traps as well as the closely associated techniques for cooling before summarizing the exciting panorama of physics investigated with traps, concentrating on mass measurements and the manipulation of radioactive ion beams.

*Il y a deux voies, celle de l'électrique et celle de la magnétique
et il y a une grande différence entre ces deux voies.*

adapté du *Didache*; 1^{er} siècle

I. Introduction : Pourquoi piéger un ion?

Pour faire un portrait réaliste, il faut que le peintre ait son sujet assis tranquillement devant lui pendant un délai suffisant. Pour le portrait peut-être le plus connu au monde, La Joconde, Da Vinci a mis quatre ans pour le perfectionner. Ce principe, que plus longtemps un système est observé plus l'incertitude sur son énergie diminue, a été exprimé mathématiquement par Heisenberg : $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$. Pour déterminer les propriétés caractéristiques d'un système avec beaucoup de précision, il faut donc mesurer sur une longue période de temps. Ceci nécessite de ramener notre système au repos dans le cas où il a une vitesse de déplacement. Il est aussi souhaitable que le système sous observation ne soit pas affecté par son environnement; qu'il soit donc isolé. De plus, le fait de n'avoir qu'un seul système permet d'éviter des interactions qui pourraient influencer son comportement.

Un piège à ions nous offre toutes ces possibilités : un seul ion, dans l'espace, au repos, pendant une période longue. Dans une telle situation, nous pouvons déterminer les propriétés fondamentales de la particule avec beaucoup de précision, observer les réponses aux excitations, mesurer les taux des réactions, la préparer dans un état bien défini, attendre et caractériser une transformation (e.g. une décroissance) ou bien, transporter autre part cette particule!

La Figure 1 nous montre des portraits de deux sujets. A gauche, la Joconde et à droite, Astrid, un ion isolé pendant plusieurs jours dans un piège électrique. Astrid est stimulé par un faisceau laser et on la voit grâce à sa fluorescence souriante. Ce rêve là, "un ion au repos flottant dans l'espace libre" a été réalisé par Hans Dehmelt [De88]. Cet exploit lui a permis de gagner le prix Nobel en 1989, partagé avec Wolfgang Paul, l'inventeur du piège [De90,Pa90].

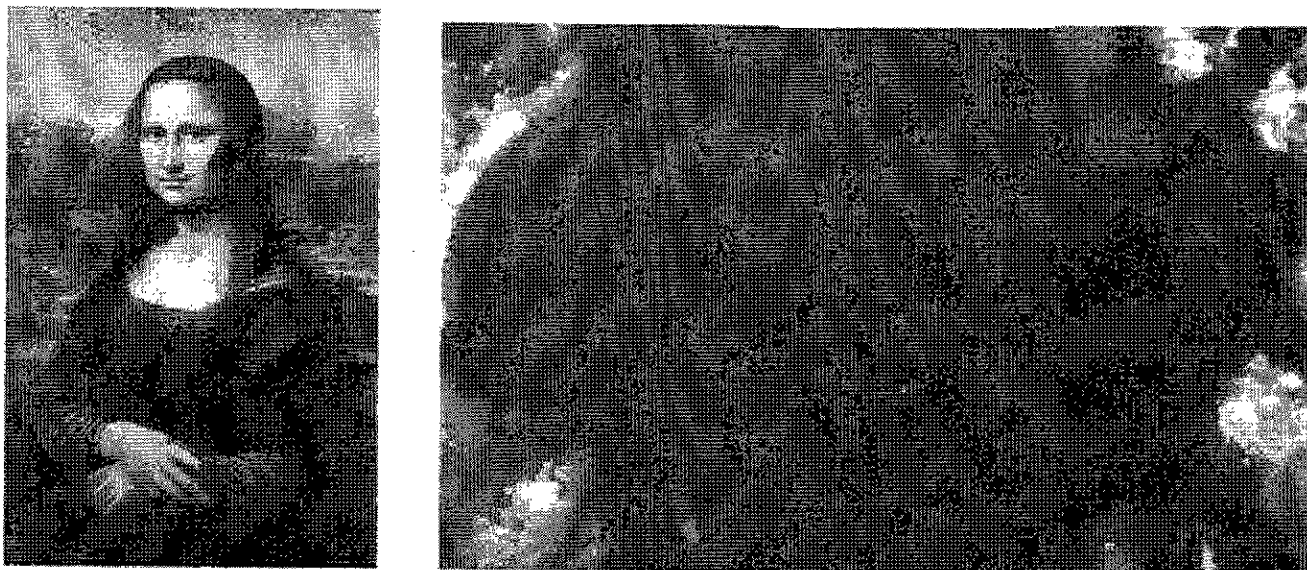


Figure 1 : (à gauche) La Joconde, une Florentine observée par Leonardo da Vinci pendant quatre ans afin de réaliser son portrait. (à droite) Astrid, un ion solitaire dans un piège de Paul, observé suffisamment longtemps par Hans Dehmelt pour le prendre en photo [De88]. Le portrait d'Astrid a valu le prix Nobel pour Dehmelt. Malheureusement il n'y a pas de prix Nobel pour la peinture!

II. Comment piéger un ion?

Nous avons toujours besoin d'une force de rappel pour effectuer un confinement. Dans la nature, on peut citer plusieurs exemples (figure 2) : les planètes dans le système solaire, confinées dans leurs orbites par l'interaction gravitationnelle, les animaux dans un zoo, confinés par une force mécanique, les êtres humains, confinés par des forces parfois étonnantes fortes d'émotion. Dans cette partie nous parlerons des ions où la force électromagnétique est utilisée pour les confiner.

II. A. Généralités sur le fonctionnement des pièges

Tout d'abord, introduisons des pièges très simples : le piège électrostatique dit piège de Kingdon et la bouteille magnétique (figure 3). Le piège de Kingdon confine dans le plan radial avec un simple champ entre un cylindre autour d'un fil au centre [Ch93]. La bouteille magnétique confine dans le plan radial avec un champ perpendiculaire au mouvement de l'ion et dans le plan axial par l'effet du miroir magnétique dans les régions où les lignes de champ sont plus serrées [Ja75]. Notez que dans ces deux cas, il faut que les ions aient une vitesse non-nulle pour que le piège fonctionne. De plus, il est difficile de contrôler très précisément le mouvement dans ce type de piège.

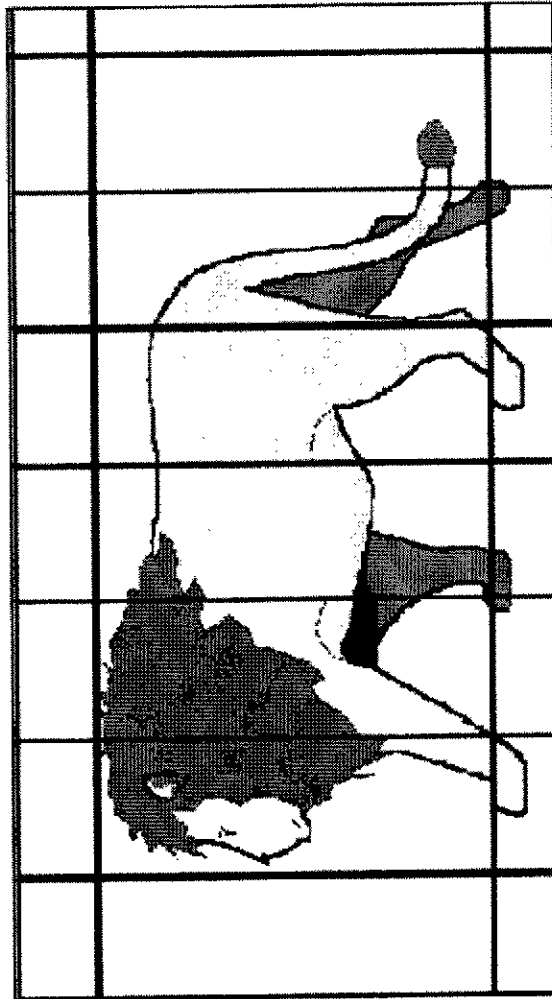
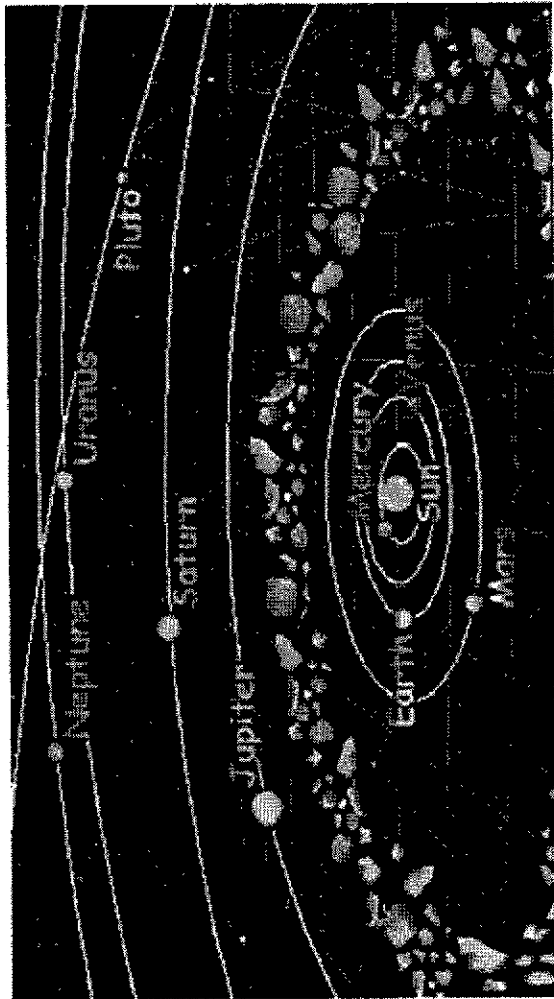


Figure 2 : Des formes variées de pièges : (en haut à gauche) l'interaction gravitationnelle piège les planètes dans des orbites autour du soleil; (en bas à gauche) la force mécanique confine des animaux dans des cages; (à droite) la force d'émotion peut engendrer un type de piège (méfiance).



Figure 3 : Pièges statiques : (à gauche) la bouteille magnétique (à droite) le piège électrostatique de Kingdon.

II. B. Le piège de Penning (magnétique)

C'est Dehmelt qui a baptisé ce piège "Penning" pour honorer l'homme qui a évoqué ce principe (et qui a réalisé la fameuse jauge qui porte aussi son nom) [Pe36]. Le piège de Penning combine un champ magnétique homogène pour confiner dans le plan radial avec un champ électrique quadripolaire pour fournir un puits de potentiel dans le plan axial (voir figure 5a).

Avant développer le mouvement d'ions piégés, il faut regarder la forme du potentiel quadripolaire ϕ soumise à l'équation de Laplace (voir [MH91, Da76] pour le développement détaillé):

$$\phi = \phi_0(ax^2 + by^2 + cz^2) \quad \text{Laplace } (\nabla^2\phi = 0) \Rightarrow a + b + c = 0$$

$$\text{take } a = b = \alpha \text{ and } c = -2\alpha \text{ where } \alpha = \frac{\phi_0}{2z_0^2}$$

$$\text{et la forme analytique en coordonnées cylindriques devient : } \phi(r, z) = \frac{\alpha}{2}(r^2 - 2z^2) \quad (1)$$

$$\text{avec les équipotentiels qui suivent les hyperboles : } \frac{r^2}{r_0^2} - \frac{z^2}{z_0^2} = \pm 1 \quad (2)$$

La forme classique des électrodes d'un piège quadripolaire est donc celle d'un hyperboloïde (voir figure 4). Comme une hyperbole est en principe infinie, la réalisation mécanique est forcément compromise car des électrodes infinies ne sont pas réalisables et d'autant plus si on veut introduire des ions par des trous [Lu91]. On peut résoudre ce problème en rajoutant des électrodes de correction et en faisant ce genre d'opération, on se rend compte que finalement, il est possible de créer un champ quadripolaire avec toute sorte de combinaisons de formes d'électrodes y compris un piège totalement cylindrique [Ra97].

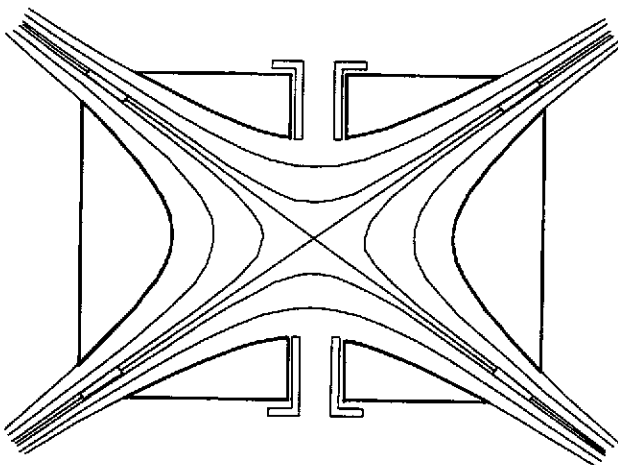


Figure 4 : Forme des électrodes pour un piège quadripolaire classique (coupe transversale). En haut et en bas, les chapeaux sont séparés par la distance $2z_0$ et le rayon de l'anneau est r_0 . Les équipotentiels sont décrits par l'équation (2). Les électrodes de compensation servent à corriger la troncation des hyperboloïdes (et aussi des trous).

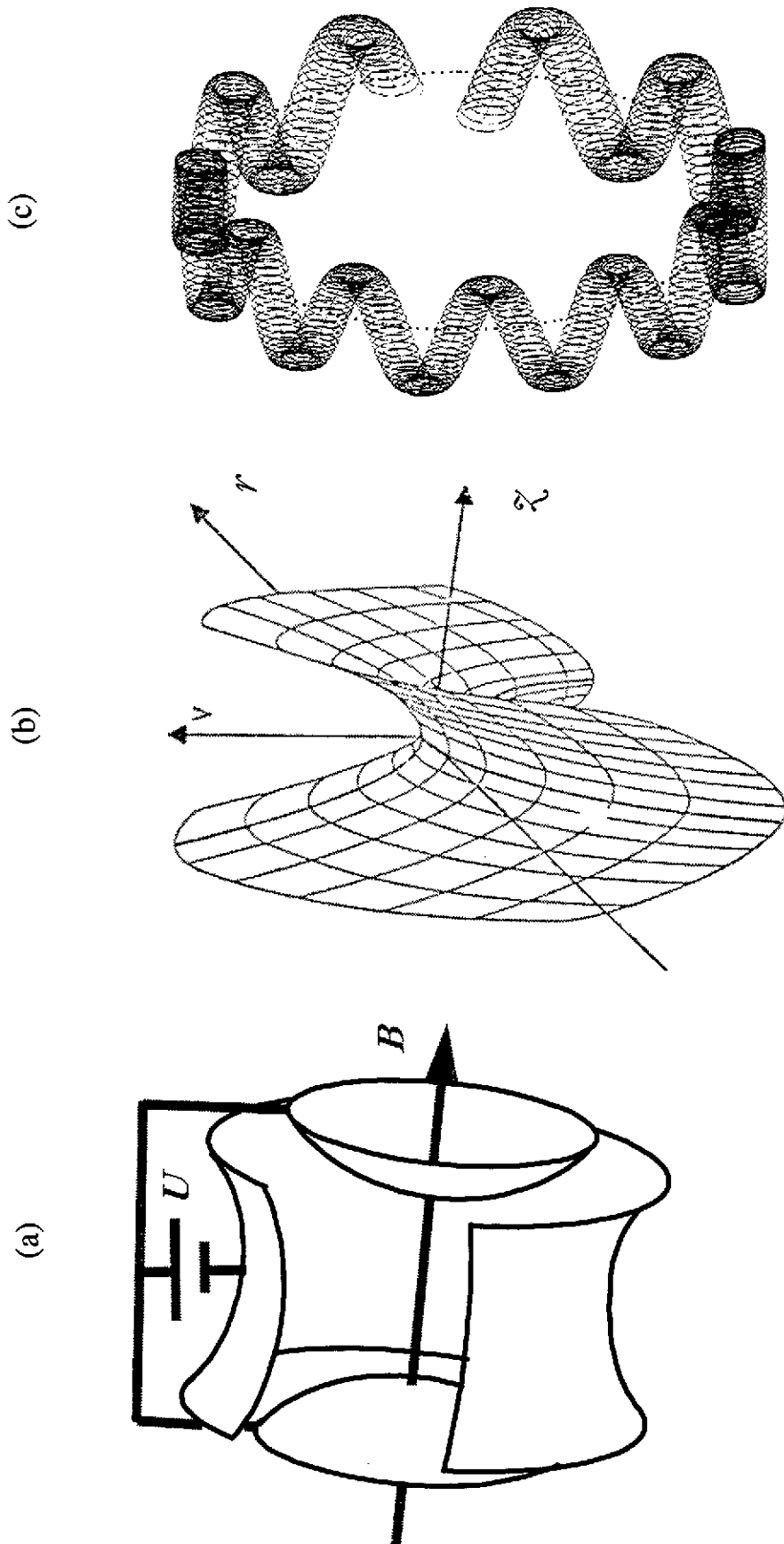


Figure 5 : (a) piège de Penning qui consiste en un anneau et deux chapeaux avec un champ magnétique orienté sur l'axe z (b) la tension appliquée entre l'anneau et les chapeaux crée un potentiel (quadrupolaire) en forme de selle qui donne lieu (c) à un mouvement simple harmonique dans le plan axial et à deux modes propres de mouvement circulaire dans le plan radial.

Le potentiel du champ quadripolaire est donc en forme de selle (voir figure 5b). Il en résulte que le champ, ayant des composantes indépendantes, est focalisant (pour une tension négative sur l'anneau et un ion positif) dans le plan axial et défocalisant dans le plan radial. Ce fait est aussi évident en dérivant les composantes du champ électrique du potentiel donné par l'équation (1) :

$$E_r = -\alpha r \quad E_z = 2\alpha z \quad (3)$$

L'effet de combiner un champ quadripolaire (électrique) et un champ magnétique a deux conséquences sur le mouvement : (1) à cause du champ radial défocalisant, la fréquence cyclotron naturelle $\omega_c = qB/m$ est réduite et (2) un mouvement dit magnétron résulte de la composante $E \times B$. Ce mouvement est en fait instable et l'énergie associée est presque totalement potentielle, contrairement au mouvement cyclotron qui lui est cinétique. Le mouvement des ions dans un piège de Penning est donc une superposition de trois modes : (1) la fréquence axiale dans le puits de potentiel entre les deux chapeaux, ω_z ; (2) la fréquence cyclotron réduite, ω_+ ; et (3) la fréquence magnétron ω_- (figure 5c). Rappelons qu'en calculant les fréquences, ω_z ne dépend pas de la valeur du champ magnétique et que dans un champ quadripolaire parfait, $\omega_c = \omega_+ + \omega_-$. Les fréquences sont calculées avec les relations suivantes :

$$\omega_z = \sqrt{\frac{q}{m} \frac{U}{z^2}} \quad \omega_{\pm} = \frac{\omega_c}{2} \pm \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{4}}$$

$$\omega_c = \frac{q}{m} B \quad \Rightarrow \quad B^2 > 2 \frac{m U}{q z^2}$$

Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur des paramètres d'opération et des fréquences résultantes, voir tableau 1. L'avantage du champ quadripolaire se trouve dans la possibilité de décrire et de contrôler avec grande précision le mouvement des ions piégés à l'intérieur. Les électrodes nous fournissent également des outils pour contrôler la dynamique des ions (expliqué plus tard). Un développement très complet de la théorie du piège de Penning a été réalisé par Brown et Gabrielse [BG86].

q	m	B (T)	f_+ (MHz)	f_z (MHz)	f_- (MHz)
1	1	1	15.0	0.70	0.015
1	1	5	75.0	0.70	0.003
1	100	5	0.75	0.07	0.003
10	100	5	7.50	0.21	0.003

Tableau 1: Pour une tension $U = 5$ V et une séparation de chapeaux $2z_0 = 10$ mm le champ B et les trois fréquences des modes propres sont présentées pour la charge q et la masse m donnée.

II. C. Le piège de Paul (électrique)

Le piège de Paul élimine le besoin d'un champ magnétique en utilisant (avec exactement la même structure d'électrode) un champ quadripolaire électrique alternatif appliqué entre l'anneau et les chapeaux (figure 6 à gauche). Ceci assure le confinement dans les deux plans d'une façon alternative en formant un puits de pseudo-potential de profondeur D (figure 6 à droite).

Le mouvement des ions dans le piège de Paul est décrit par les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
 m\ddot{z} = eE_z &\Rightarrow \frac{d^2z}{dt^2} - \frac{e}{mz_0^2} (U + V \cos \Omega t) = 0 \\
 &\quad \swarrow \text{applied potential} \\
 &\Rightarrow \frac{d^2z}{d\xi^2} - (a_z + 2q_z \cos 2\xi) = 0 \quad (4)
 \end{aligned}$$

avec le changement de variables : $a_z = 2\eta U$ $q_z = \eta V$ $\eta = \frac{2e}{m} \frac{1}{z_0^2 \Omega^2}$ $\xi = \frac{1}{2} \Omega t$

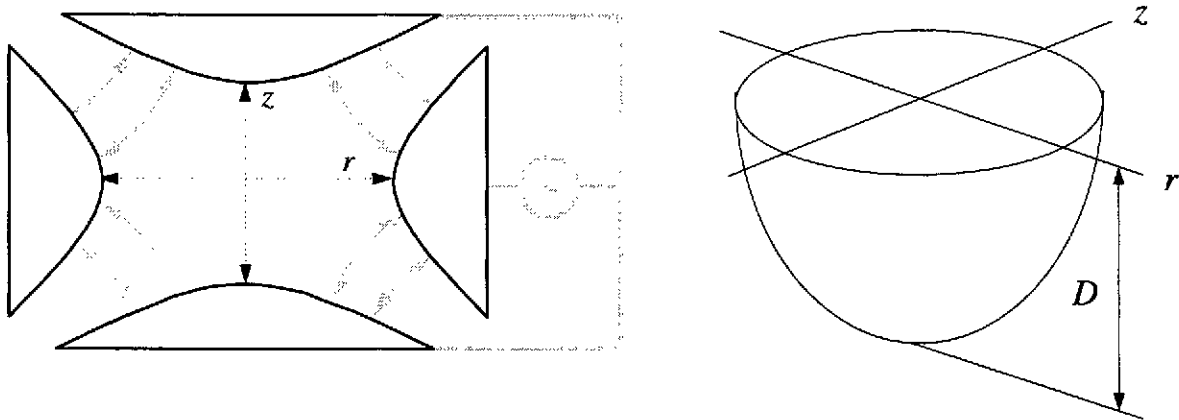


Figure 6 : (à gauche) Diagramme schématique du piège de Paul. Une tension alternative est appliquée entre l'anneau (dans le plan radial) et les chapeaux (plan axial). Les lignes de champs sont indiquées. (à droite) La tension appliquée forme un puits de pseudo-potential de profondeur D au centre. Les ions piégés oscillent dans ce puits dans les deux directions.

L'équation (4) est l'équation de Mathieu dans sa forme canonique qui s'exprime avec les paramètres a et q . Ces deux paramètres de Mathieu sont définis par les paramètres de fonctionnement du piège (taille du piège, tension appliquée et fréquence) et de l'ion (charge et masse). La solution générale pour l'équation de Mathieu prend la forme :

$$z \propto e^{i\beta\xi} + e^{-i\beta\xi} \quad \text{where: } \beta = \sqrt{a + \frac{1}{2}q^2}$$

L'intersection des solutions dans les deux dimensions forme, dans le plan a en fonction de q , une zone de fonctionnement du piège où les trajectoires sont stables (voir figure 7). Pour un ion avec une charge et une masse donnée, il faut choisir une taille de piège et la tension et sa fréquence à appliquer tels que les paramètres a et q tombent dans une zone qui est stable dans les deux dimensions. On peut ainsi calculer la gamme de paramètres pour avoir un maximum de résolution en masse. Les détails de ces calculs sont exposés dans [MH91, Da76].

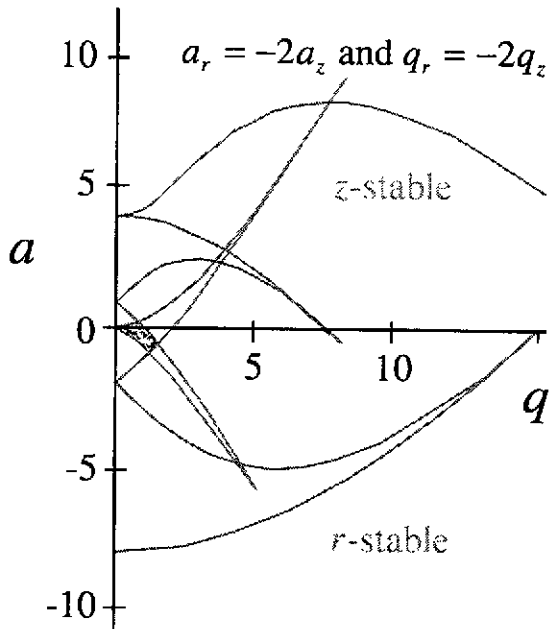


Figure 7 : Diagramme de stabilité de Mathieu pour le mouvement d'un ion dans le piège de Paul. Ce diagramme est formé par l'intersection des solutions stables de l'équation de Mathieu exprimées par les paramètres a et q dans les deux dimensions (zone ombrée, près d'origine). Pour s'assurer d'une trajectoire stable, il faut choisir des paramètres de fonctionnement du piège pour faire en sorte que le point (a,q) calculé tombe dans une zone d'intersection.

Le mouvement des ions dans le piège de Paul est de nature quasi-sinusoidal (le macro-mouvement) à la fréquence ω plus ou moins modulée à la (radio)fréquence d'opération du piège Ω (le micro-mouvement) comme illustré sur la figure 8. La fréquence fondamentale est déterminée par les paramètres de Mathieu et représente (au premier ordre) l'oscillation simple harmonique à la fréquence ω dans le puits de pseudo-potentiel D (voir figure 6):

$$D(r, z) = \frac{1}{2} m (\omega_r r^2 + \omega_z z^2) \quad \text{where:} \quad \omega = \frac{1}{2} \beta \Omega$$

La trajectoire d'un ion dans un piège de Paul ressemble à une figure de Lissajous (figure 8). Le piège de Paul permet l'isolation d'un seul ion complètement au repos au centre où le champ est nul ce qui n'est pas possible avec un piège de Penning où l'ion tournera toujours. Par contre, là où un nuage d'ions dans le piège de Penning tournera de la même façon qu'un seul ion, dans un piège de Paul, les ions hors du centre sont soumis à un champ de plus en plus fort et subissent un phénomène appelé chauffage à radiofréquence qui mène à la perte d'ions due aux collisions.

La version en deux dimensions (qui a précédé le piège) est couramment utilisée en tant qu'analyseur de gaz résiduel. Les ions traversent une structure qui consiste en quatre tiges formant un champ quadripolaire dans le plan radial alors qu'il n'y a pas de champ le long de l'axe. Le fonctionnement est exactement le même avec un diagramme de stabilité déterminé par les paramètres d'opération. Ce système est autrement connu sous le nom de *filtre de masse*. On peut également faire un piège en appliquant une tension répulsive sur une électrode à l'entrée et à la sortie [MH91, Da76].

Un filtre de masse est classiquement quadripolaire (donc en forme de potentiel parabolique) mais rien n'empêche d'utiliser un champ d'ordre plus élevé par exemple un sextupole ou un octupole. La forme du puits de potentiel dans ce cas là devient de plus en plus plate au centre [Lu91]. Gerlich a poussé cette idée jusqu'à réaliser un guide d'ion avec 22 pôles! Le puits de cet instrument est quasiment carré ce qui permet d'avoir des parcours sans champ très longs et le rend bien adapté pour étudier des réactions chimiques [Ge95].

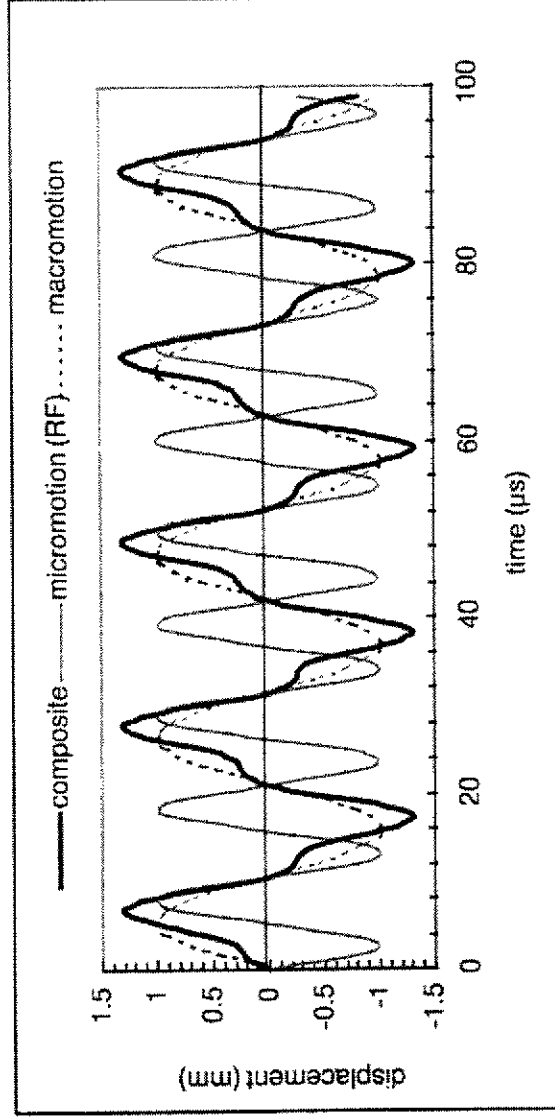
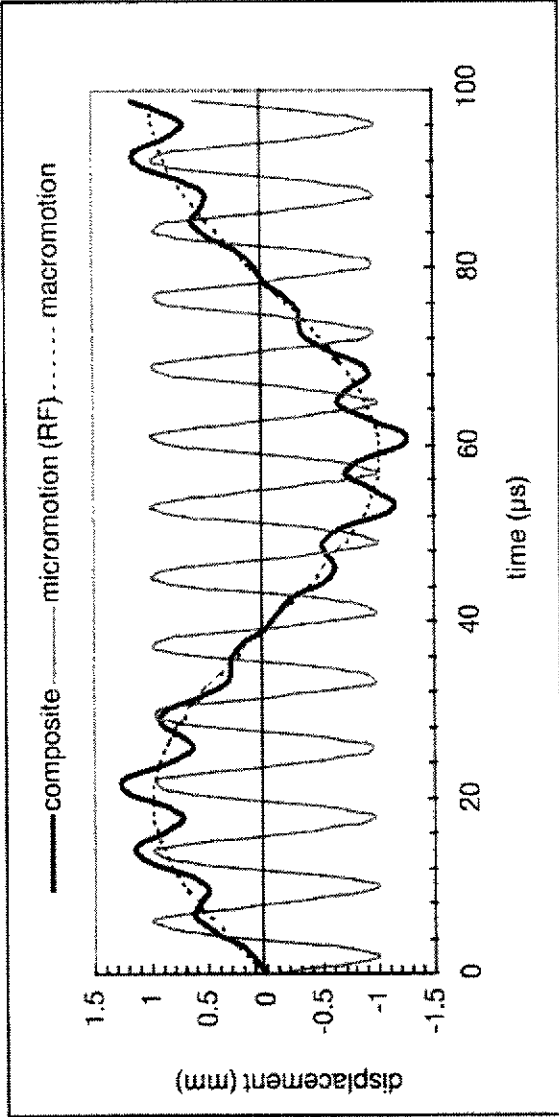
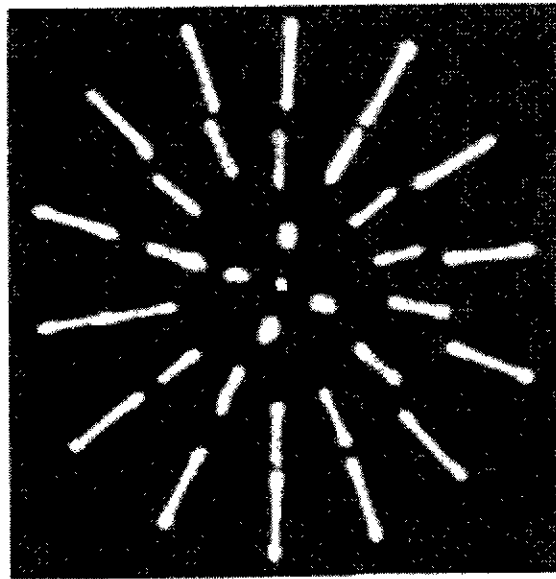
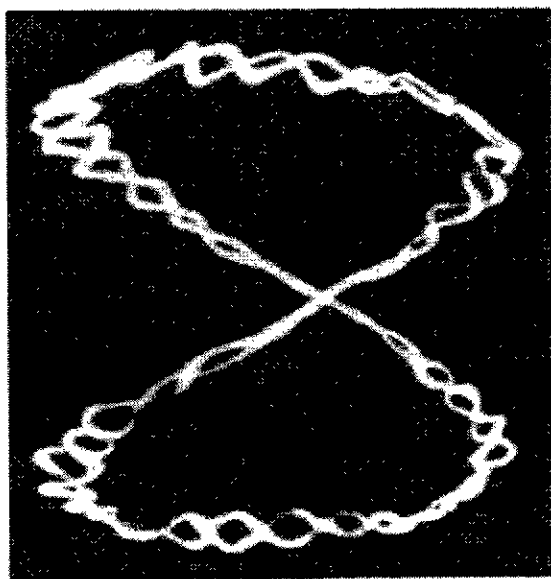


Figure 8 : (en haut à gauche) Trajectoire d'un ion dans un piège de Paul (de [W59]) et la même trajectoire en distance en fonction du temps (en haut à droite) qui montre le mouvement quasi-sinusoïde (macro-mouvement, en pointillé) légèrement modulé par la radiofréquence (micro-mouvement, en gris). (en bas à gauche) Un nuage d'ions refroidi avec un ion au repos au centre. (en bas à droite) Trajectoire d'un ion refroidi mais hors du centre qui suit à peu près l'excitation de la radiofréquence (en gris).

II. D. Le piège à faisceau à électrons

Il faut signaler un autre type de piège assez spécial qui fait lieu en même temps de source d'ions multi-chargés : l'EBIT (électron beam ion trap). Il consiste en un faisceau très intense d'électrons dont la densité de courant est augmentée par un champ magnétique. Ce faisceau fait à la fois force de rappel dans le plan radial et éplucheur d'électrons. Plus on augmente le temps de stockage dans le piège, plus l'état de charge est augmenté. Le confinement axial est assuré par des tensions répulsives de chaque côté du solénoïde. Une de ces tensions peut être mise à la masse pour extraire les ions. Dans ce cas, l'appareil devient un EBIS (electron beam ion *source*) [Ma95].

II. E. Le piège magnéto-optique à atomes

Enfin, pour les ions neutralisés, il existe également un piège atomique : le MOT (magneto-optical trap) [CP90]. Ce piège exploite l'interaction magnétique de l'atome avec un simple système de deux boucles de courant mais dépend impérativement de l'utilisation d'une batterie de faisceaux lasers pour effectuer une *mélasse optique*. Evidemment, pour être confinés, des atomes doivent impérativement avoir une énergie très faible. Ce refroidissement, effectué par laser (décrit plus loin), a été l'objet d'un prix Nobel en 1997 pour S. Chu, W. Phillips et C. Cohen-Tannoudji [CC98] et a permis la réalisation de l'état de la matière la plus froide qui existe : le condensat de Bose-Einstein [An95].

III. Refroidissement d'ions piégés

III. A. Généralités et survol des différentes techniques

Pour ceux qui ont déjà essayé de mettre un chat dans une cage, ils se sont sûrement rendu compte que la tâche est énormément facilitée par l'administration d'un calmant (autant pour la personne que pour le chat!). Les ions sont pareils : pour les confiner, il faut réduire leur vitesse. Le contraire est aussi vrai : pour refroidir des ions, il faut les confiner pour que le refroidissement ait le temps d'agir. Rappelons qu'un proton qui a seulement 1 eV d'énergie cinétique aura une vitesse de plus de 10 km/s! Si nous voulions réduire celle-ci à 10 mm/s il faudrait refroidir notre proton à 2 nK!

Pour illustrer le principe du refroidissement, prenons l'exemple d'un faisceau d'ions. Nous voulons travailler avec une source d'ions la plus brillante possible : un maximum d'intensité pour un minimum de taille, d'ouverture en angle, et de dispersion en énergie. Cela revient à dire qu'il faut effectuer un refroidissement de notre faisceau.

La figure 9 sert à illustrer ce concept. On peut caractériser un faisceau par une largeur de tache dx et une divergence angulaire $d\theta$. Ces quantités réunies donnent une figure en forme d'ellipse appelée diagramme d'espace de phase. L'aire de ce diagramme est connue comme étant l'émittance du faisceau (dans cet exemple, c'est l'émittance d'une des composantes transversales). On souhaite une émittance la plus faible possible. Une façon de réduire l'émittance est de mettre un collimateur pour réduire la taille et la divergence mais ceci n'est intéressant que si l'intensité du faisceau est suffisante (figure 9 en haut). Autrement, on peut utiliser l'optique électromagnétique pour focaliser le faisceau. Ceci réduit la taille du faisceau mais la divergence augmente en conséquence. Si le faisceau s'arrête là, il n'y pas de problème mais s'il faut le transporter plus loin ou le décélérer, cela devient difficile. Si on regarde le diagramme d'espace de phase, on constate qu'en fait, on n'a pas réduit l'émittance mais simplement changé son orientation (figure 9 en bas). Ceci est une conséquence du théorème de Liouville : l'aire de l'espace de phase est conservé lors des

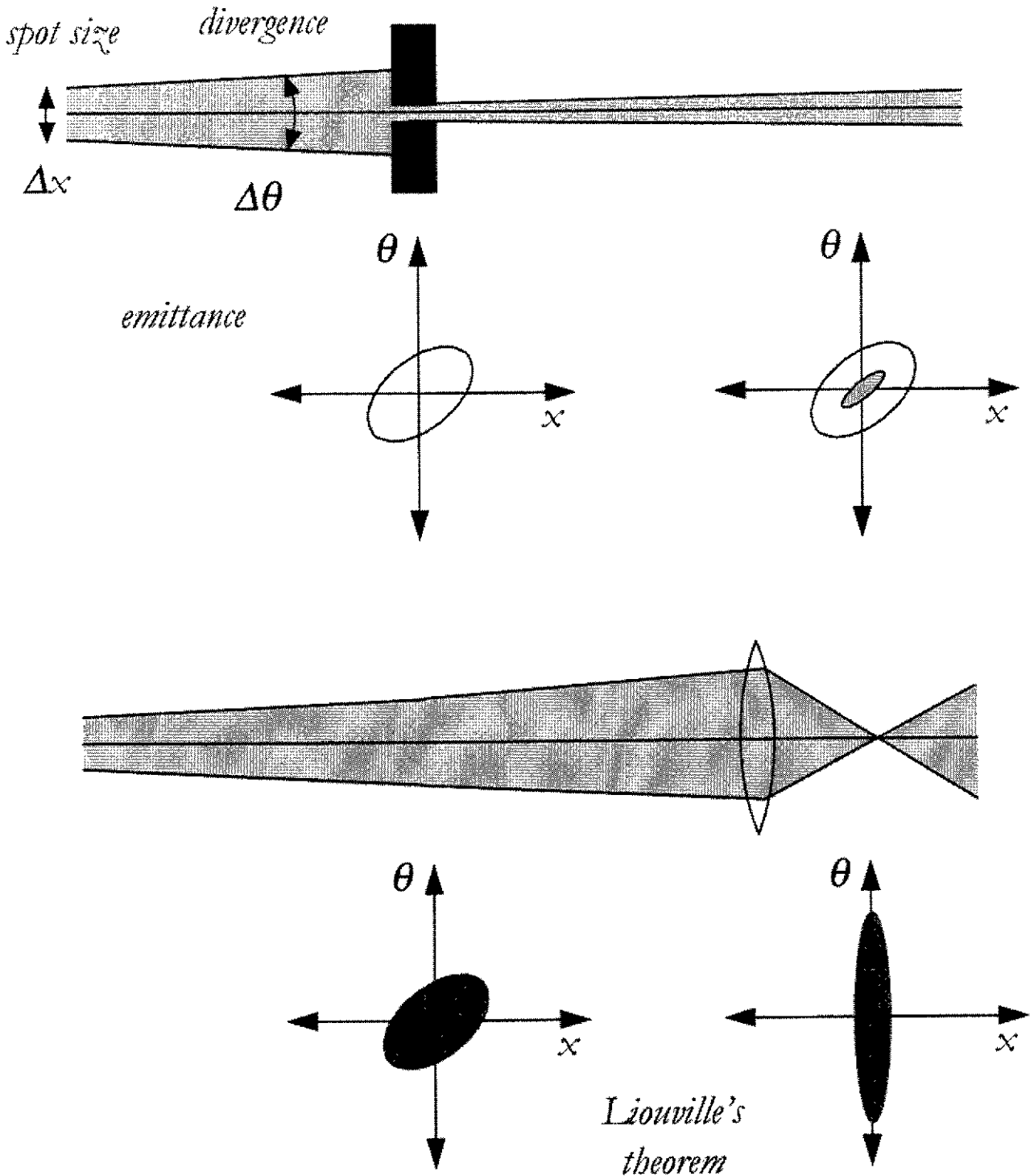


Figure 9 : (en haut) un faisceau, avec une largeur de tache dx et une divergence angulaire $d\theta$ est caractérisé par l'aire de son diagramme d'émittance elliptique. Si on veut diminuer cette émittance on peut mettre un collimateur mais on perd en intensité de faisceau. Si on utilise une lentille pour focaliser le faisceau (en bas) on obtient une tache petite mais une divergence très large résultant du théorème de Liouville. La seule façon de diminuer l'émittance en gardant la même intensité est de refroidir le faisceau.

transformations par champs non-dissipatifs. Pour refroidir, il nous faut donc une interaction dissipative (non-Liouvillienne). Plusieurs techniques ont été développées pour refroidir des faisceaux. Nous allons brièvement décrire ces différentes techniques :

Le refroidissement stochastique a été réalisée en 1983 par S. Van der Meer pour des faisceaux circulants dans un anneau de stockage. La méthode consiste à détecter le passage d'un ion auprès d'un capteur et d'envoyer un signal de correction pour remettre l'ion sur l'axe un demi-tour plus tard. Cette méthode demande évidemment plusieurs tours dans l'anneau pour réagir avec tous les ions. Elle a permis d'obtenir un taux de collisions suffisant entre deux faisceaux (un de protons et l'autre d'antiprotons) pour mettre en évidence la particule W qui unifie l'interaction faible et l'interaction électromagnétique. Cette découverte a donné le prix Nobel à C. Rubbia en 1984 et aussi à Van der Meer pour le refroidissement comme ceci a joué un rôle clef [VdM].

Le refroidissement par électrons est aussi couramment utilisée dans les anneaux de stockage. Il s'agit d'un refroidissement par interaction coulombienne avec des électrons. On injecte un faisceau d'électrons intense (jusqu'à 1 A) et on le confond avec le faisceau d'ions à la même vitesse (e.g. 30 MeV/A pour les ions et 16 keV pour les électrons) dans un champ magnétique (0.5 T) le long de l'axe des deux faisceaux. Les ions sont ramenés à la vitesse des électrons qui se refroidissent par rayonnement de radiation synchrotron dans le champ qui lui n'influence pas les ions [Da95]. Le dispositif de refroidissement d'un faisceau relativiste par électrons est conséquent comme le montre la figure 10. A une autre échelle, le refroidissement par électrons a été également exploité dans les pièges de Penning (pour les antiprotons en l'occurrence) où le champ offre la possibilité de rayonnement synchrotron aux électrons [Ga89].

Le refroidissement resistif est une autre technique exploitée dans les pièges car les électrodes offrent la possibilité d'évacuer la chaleur des ions avec un branchement sur un circuit dissipatif. Un tel circuit peut fonctionner à la température de l'hélium liquide pour atteindre une température très basse (4.2 K) mais en revanche le temps de refroidissement reste supérieur à la seconde [It95].

Le refroidissement par laser est aussi appliqué aux ions piégés, Astrid étant un exemple. Un ion, ayant absorbé un photon sur l'axe de propagation, le ré-émet avec un angle aléatoire. Il en résulte que la vitesse de l'ion diminue en moyenne à cause du recul de l'ion. Cette technique (illustrée par la figure 11) est indispensable pour faire la mélasse optique du MOT (décrit précédemment) et permet d'atteindre les températures les plus basses. Cependant, il faut signaler qu'elle n'est applicable qu'à un petit nombre d'espèces d'ions ayant la structure atomique exploitable [WI87].

Le refroidissement par évaporation n'est pas vraiment comparable aux autres car on ne conserve pas le nombre d'ions (on enlève les plus chauds du piège et on ne garde que la partie froide). Cela permet de diminuer de manière artificielle la largeur de la distribution Maxwellienne et donc, la température.

Le refroidissement "sympathique" exploite l'interaction Coulombienne avec une particule chargée déjà refroidi par ailleurs (le refroidissement à électrons étant un exemple).

III. B. Refroidissement par gaz tampon

Depuis longtemps, l'interaction entre un ion et un réservoir d'atomes d'un gaz léger, inerte et neutre, est utilisée pour effectuer une perte d'énergie dans l'ion. La technique est universelle et on a de plus constaté que plus on augmente la pression du gaz, plus le refroidissement est rapide. En physique nucléaire, on cherche à produire et manipuler les isotopes de très courte durée de vie. Il est évident que la technique de gaz tampon sera donc très bien adaptée à nos besoins.

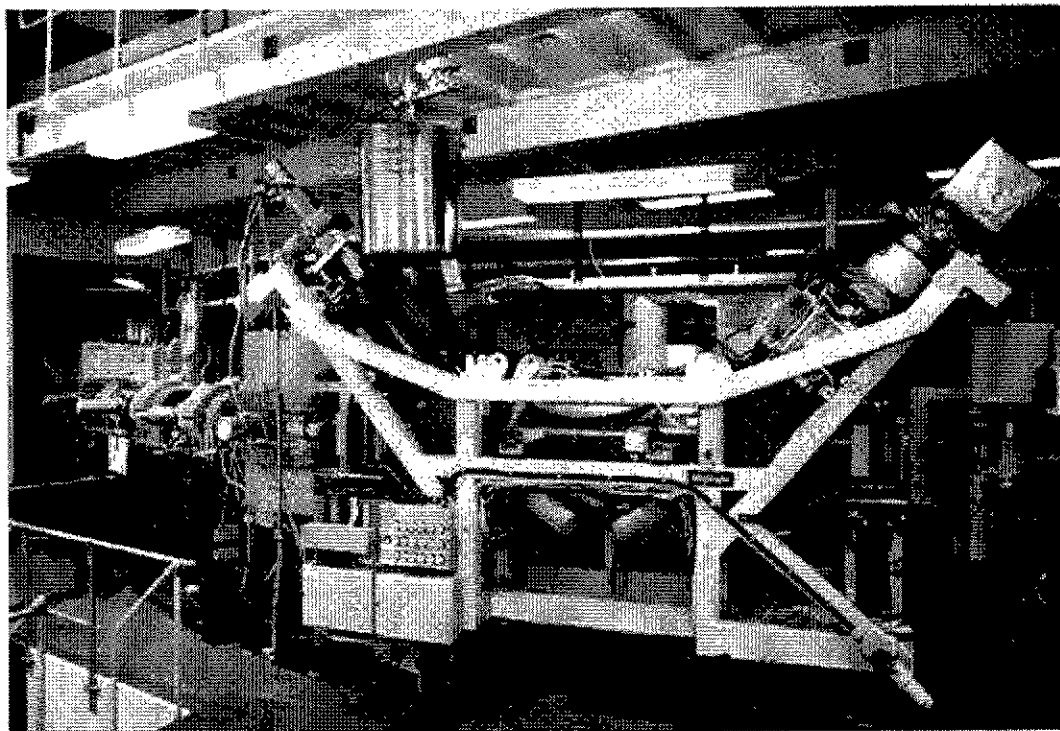


Figure 10 : Le refroidisseur à électrons sur CRYRING au MSI à Stockholm. La source d'électrons se trouve en haut à gauche et le collectionneur à droite. Les électrons sont focalisés par un aimant supra et ensuite déviés pour être confondus avec le faisceau d'ions qui arrive par la ligne à gauche.

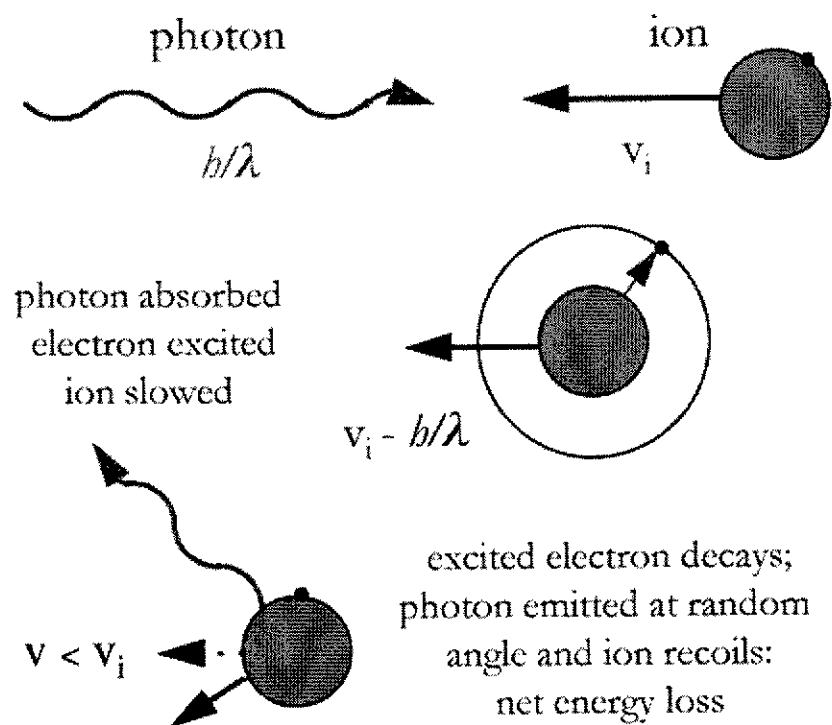


Figure 11 : Illustration schématique du refroidissement laser.

Dans la figure 12 (en haut) on illustre bien l'interrelation entre le refroidissement et le confinement avec l'interaction entre l'ion et l'atome de gaz : un faisceau injecté dans une cellule de gaz va finir par être thermalisé. Par contre, le faisceau sera également diffusé en même temps. Si après cette opération on veut récupérer un faisceau refroidi, il faut prévoir un confinement - donc, un piège - en même temps (figure 12 en bas).

Wuerker, Shelton and Langmuir nous ont montré tout cela en 1959 à l'aide d'un piège de Paul [WS59]. La figure 8 montre une cristallisation d'un nuage de particules en présence de gaz (de l'air en l'occurrence). De plus, on voit que les particules suivent les lignes de champ quadripolaires étant complètement amorties par les molécules de gaz. On a vu précédemment que le piège de Paul est apparu grâce à une extension d'un tel système à deux dimensions. Curieusement, la même évolution n'a pas été faite avec le refroidissement. Il a fallu attendre 1992 pour que la première tentative de refroidissement d'un faisceau à travers un quadripôle linéaire soit réalisée [DF92]. Ceci est illustré schématiquement sur la figure 12 (en bas à gauche).

Dans un piège de Penning le refroidissement par gaz tampon est plus délicat à cause du mouvement magnétron qui est instable. Comme montré sur la figure 13 (à gauche) les collisions vont faire en sorte que les ions aient un rayon de plus en plus grand. L'astuce pour éviter la perte d'ions qui tombent de la colline de potentiel lors des collisions est de coupler le mouvement ω_- au mouvement ω_+ qui lui, est lié et refroidissable. Cette transformation continue, assure le centrage d'ions (figure 13 à droite). Par ailleurs, cette technique de centrage a l'avantage d'être sélective en masse. Ce couplage est fait grâce à un champ quadripolaire dans le plan azimutal qu'on obtient en coupant l'anneau en quatre (expliqué en détail plus loin et surtout dans [Sa91]). Une tension est appliquée à la fréquence ω_c et le champ résultant induit une oscillation entre le mouvement magnétron et le mouvement cyclotron.

Regardons un peu la théorie concernant l'interaction des ions et des atomes. On se place dans l'hypothèse qu'il s'agit d'un amortissement du mouvement de l'ion. Le terme d'amortissement est déterminé par une quantité physique qui s'appelle la mobilité K . Les données de la mobilité existe dans une série de tables [Vi95] car finalement, elle est assez difficile à calculer:

$$K = \frac{3q}{8N} \left[\frac{\pi}{2m kT_{eff}} \frac{m+M}{M} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\Omega(T_{eff})} \quad \begin{array}{l} \text{two-temperature} \\ \text{mobility theory:} \\ \frac{3}{2} kT_{eff} = \frac{3}{2} kT + \frac{1}{2} M v_d^2 \end{array}$$

$$\Omega(T) = \frac{1}{2(kT)^3} \int_0^{\infty} Q(E) \cdot e^{-E/kT} E^2 dE \quad Q(E) = 2\pi \int_0^{\infty} (1 - \cos\theta) b db$$

$$\theta(b, E) = \pi - 2b \int_{r_{min}}^{\infty} \left(1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{V(r)}{E} \right) \frac{dr}{r^2} \quad V(r) = \frac{B}{r^n} - \frac{C_6}{r^6} - \frac{C_4}{r^4}$$

Déjà, dans la formule de la mobilité, on constate une température "effective," sinistre signe de la phénoménologie. Ensuite une intégrale de collision $\Omega(T_{eff})$ qui elle, nécessite trois intégrales sur l'énergie, la distance et le paramètre d'impact. Mais pour illustrer la physique mise en jeu, il faut regarder la form(u)le du potentiel ion-atome $V(r)$ qui a pour variables n , B , C_6 et C_4 . Pour reproduire les données expérimentales, il faut ajuster ces paramètres qui correspondent à une interaction : de très courte portée (n et B où n vaut typiquement 12) autrement connue comme "sphères dures"; une interaction (attractive) de polarisabilité de l'ordre quadripolaire (C_6) et dipolaire (C_4) [Vi75]. Comme cela, on imagine que les ions ne font pas un parcours libre entre chaque choc élastique mais qu'ils subissent plutôt l'effet de plusieurs atomes de plus longue portée à la fois et laissent un sillage d'atomes faiblement perturbés, illustré sur la figure 14.

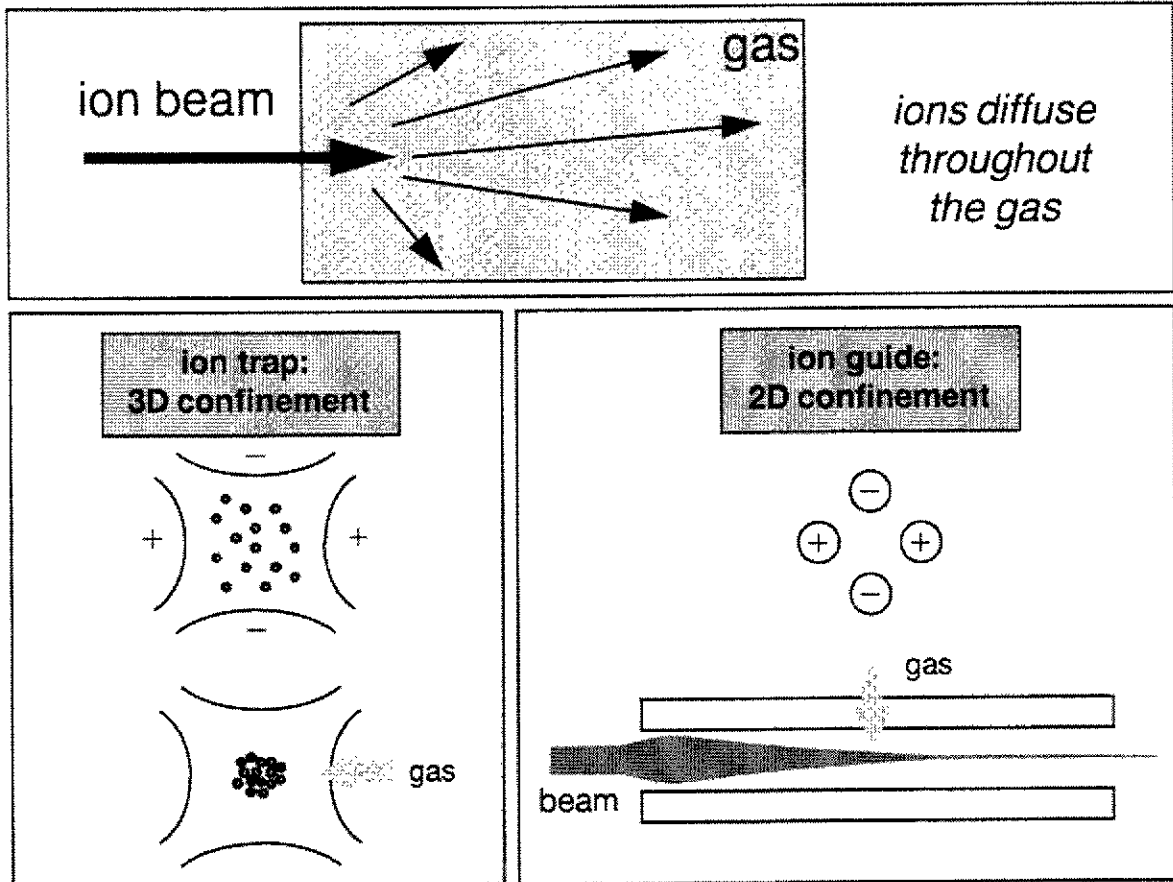


Figure 12 : Diagramme schématique qui illustre le besoin d'un confinement à cause de l'effet de la diffusion d'un faisceau d'ions injecté dans une cellule de gaz.

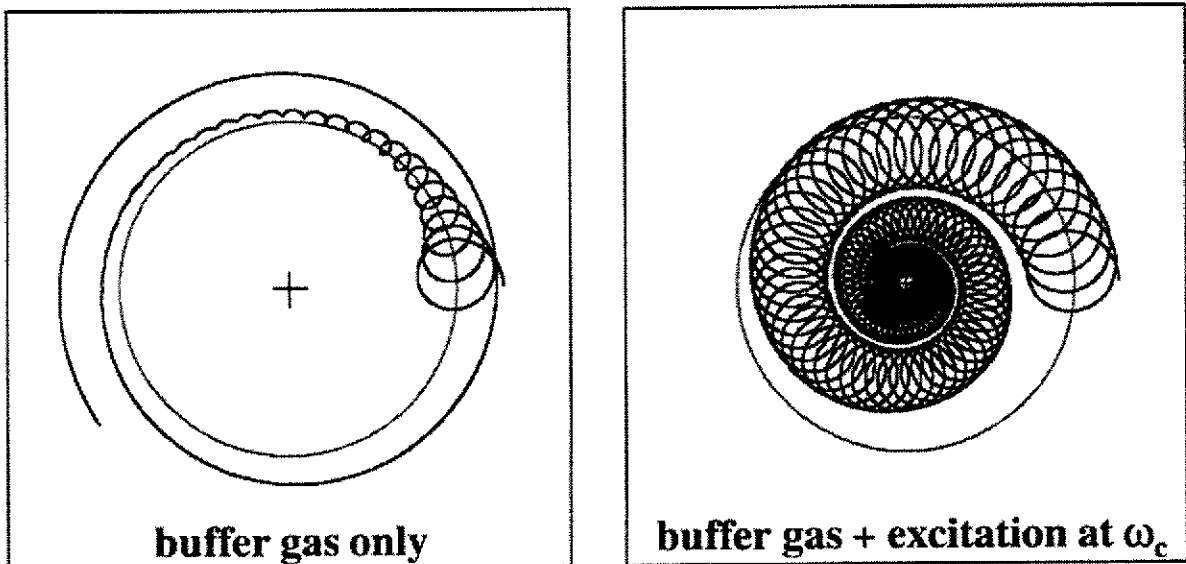


Figure 13 : (à gauche) Trajectoire instable d'un ion dans un piège de Penning en présence du gaz due à la composante du champ quadripolaire défocalisant. (à droite) Si on couple les deux modes propres de mouvement radial, l'énergie du mouvement magnétron est continuellement transformée en mouvement cyclotron qui voit son rayon diminué par les collisions avec le gaz. Plus le rayon est petit, plus l'ion est refroidi.

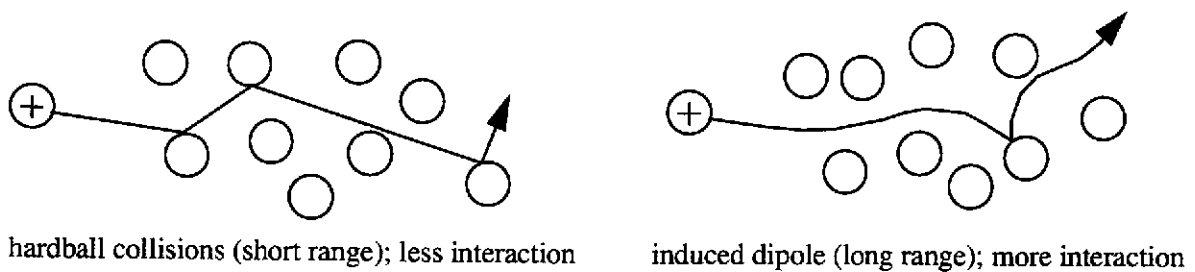


Figure 14 : Illustration de la différence entre des collisions ion-atome sphères-dures (à gauche) où il y a un choc rude mais moins fréquent; et Idée du dipôle induit (à droite) où l'ion sent l'interaction de plusieurs atomes à la fois.

Pour justifier cette image, il existe des mesures de temps de refroidissement dans un piège de Paul qui montre que les ions sont refroidis plus vite que si on prenait simplement les collisions types sphères dures [LM99]. En fait, la mobilité n'augmente pas quand la température diminue mais reste plutôt constante.

Cette théorie de la mobilité et de l'interaction atome-ion a été résumée par Viehland *et al.* [Vi75] en 1975. Elle est dérivée de la théorie cinétique et de la solution de la vénérable équation de Boltzmann. Mais il ne faut pas croire que ce sujet soit inintéressant à cause de son grand âge - deux articles publiés récemment dans la revue *Physical Review Letters* [De99,Sc99] montrent que le sujet est non seulement difficile mais toujours d'actualité.

IV. Survol de la physique faite avec des ions piégés

La gamme de physique faite avec les pièges ioniques est énorme : de la physique quantique avec les ions refroidis à quelques μK , à la physique atomique et l'étude des réactions chimiques à quelques eV et aussi à la physique des particules. Nous allons essayer d'échantillonner cette gamme pour donner une appréciation de la versatilité des pièges et les atouts qu'ils peuvent amener à plein de domaines.

Nous commencerons notre survol avec le rêve de Hans Dehmelt - d'isoler un seul électron dans l'espace (figure 15). Dehmelt se demandait si Dirac avait raison en supposant que l'électron était une particule sans structure. Par l'observation d'un seul électron pendant plusieurs mois dans un piège de Penning, il a mesuré la magnétisation - le facteur gyromagnétique g qui d'après Dirac, doit être exactement égale à 2. En faisant sa mesure avec une précision phénoménale, Dehmelt ne trouva pas exactement 2 et prétendra que le modèle standard n'était pas suffisant et que des quarks sont composés des sub-quarks etc., etc. Pourquoi pas?! (Ce travail continue à l'heure actuelle avec des ions lourds hydrogenoides pour vérifier le facteur g de l'électron *lié* [HI]).

Regardons la contribution de son co-lauréat, Wolfgang Paul (figure 15). Principalement, Paul cherchait à développer un spectromètre de masse simple, versatile et performant. Le fait que le filtre de masse se trouve à la base de tout équipement du vide (en tant qu'analyseur du gaz résiduel et de détecteur de fuites) et que le piège de Paul ait le record de pouvoir de résolution pour l'analyse des bio-molécules (70 millions), montre que l'invention de Wolfgang Paul a eu un impact considérable sur la société. Les filtres de masses sont devenus un équipement standard à bord des sondes spatiales. Une bonne partie des appareils d'analyses d'échantillons, notamment de sang ou d'urine, fonctionne avec des spectromètres quadripolaires.

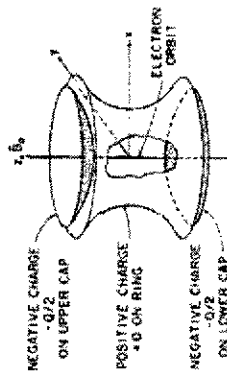
Physica Scripta Vol. T59, 87-92, 1995

“That I May Know the Inmost Force that Binds the World and Guides its Course”

Hans Dehmelt

Department of Physics, FM-15, University of Washington, Seattle, WA 98195, U.S.A.

Abstract : This talk touches upon the following subjects: Goethe's *Faust*, the magic of Democritus' "ατομικόν", ... seeing an atom with my eyes, bringing an electron to rest, ... and the cosmon, the simplest thing that ever was.



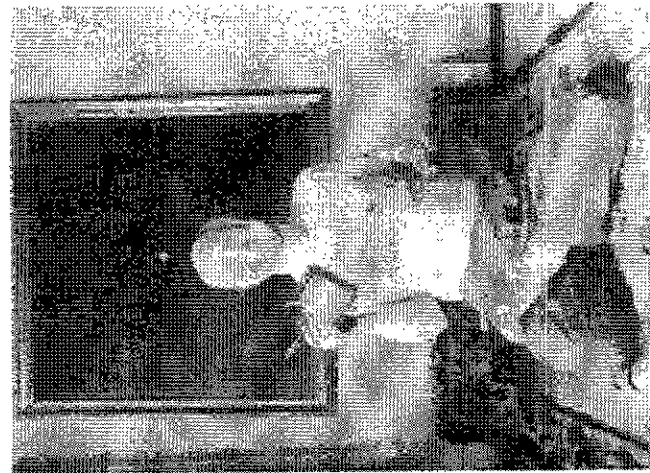
Dirac : $R_{elec} = 0$

$$\Rightarrow g = 2 \frac{\mu m}{I q} = 2.0$$

Dehmelt :

$$g - 2 < 10^{-12}$$

$$\Rightarrow R_{elec} > 0 ?!$$

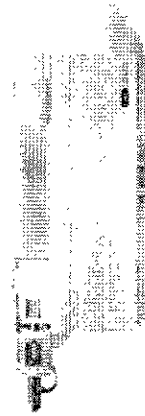


Wolfgang Paul
Bonn University
(1913 - 1993)



enhanced sensitivity
selectivity

LC/MS/MS system



THE API 3000 LC/MS/MS SYSTEM

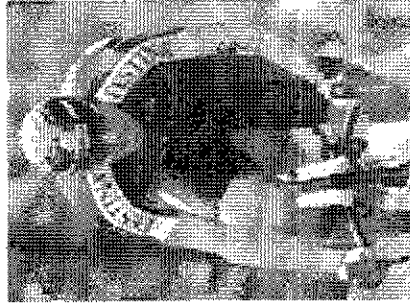


Figure 15 : Deux lauréats du prix Nobel de physique en 1989 : (à gauche) Hans Dehmelt, qui a un coté très philosophique, a développé le piège de Penning afin de mesurer le facteur g de l'électron avec suffisamment de précision pour mettre en cause l'hypothèse de Dirac que l'électron est une particule pointue. (à droite) Wolfgang Paul a inventé le piège et le filtre de masse qui est à l'heure actuelle, l'élément de base dans l'analyse chimique de toute sorte d'échantillon!

Ces aspects de la spectrométrie de masse ont été beaucoup développés par des chimistes (voir March et Hughes [MH89]). On arrive à faire des mesures d'excellente sensibilité (des femto-grammes) avec une très haute résolution mais il faut rappeler qu'il ne s'agit que d'une identification en masse et non pas d'une mesure absolue. Dans le même domaine (la chimie), il y a des mesures de taux de réactions faites dans les pièges de Paul [Ve92] et dans le piège à 22-pôles [Ge95]. Il y a aussi deux thèses de l'université de Provence qui traitent de ce sujet [Re93,Ro98].

Nous n'avons pas regardé la technique *FT-ICR* (Fourier Transform - Ion Cyclotron Resonance) mais elle ressemble à un piège de Penning cubique dans lequel nous excitons l'ensemble des ions introduits en identifiant les ions par leur composante dans la transformée de Fourier du signal induit sur les électrodes [MG95]. Dunn a fait un inventaire des études des réactions dans les pièges de Penning, *ICR* et Kingdon [Du95].

Dehmelt a aussi eu son mot à dire avec le piège de Paul notamment en regardant Astrid et en proposant la technique de refroidissement des ions par laser avec Dave Wineland qui a réalisé l'expérience au *NIST* [WI87]. Les sauts quantiques n'ont enfin été vus qu'en 1986 alors qu'on y croyait depuis longtemps.

Le refroidissement laser dans les pièges de Paul a permis la formation des agrégats Coulombiens et d'une variété riche de structures cristallines pour étudier des transitions de phase [Wa95] et des systèmes mesoscopiques : entre microscopique et macroscopique. L'équipe de Walter à Garching a même étudié des "rosaires" d'ions dans une combinaison piège-anneau de stockage (figure 16) qui forment des hélices quand on augmente le nombre d'ions [Bi92].

Le refroidissement laser dans les pièges de Penning permet une plus grande densité (par l'absence de chauffage à radiofréquence) où on peut créer des nuages en couches et ainsi des plasmas [BT95,BW90]. Quand on pense à la physique des plasmas, on imagine généralement des plasmas à haute température, comme par exemple dans les tors magnétiques appelés Tokamaks où on cherche plutôt à chauffer les ions qu'à les refroidir! Pourtant, les plasmas ne sont pas réservés aux Tokamaks - au moins pour les plasmas dits *non-neutres* (chargés) - qui sont couramment étudiés dans les pièges de Penning où on peut très facilement les contrôler [ON99].

Les années 1980 ont vu une renaissance de la spectroscopie laser grâce aux pièges. A part l'accès aux données nucléaires par la structure hyperfine (voir cours de F. Le Blanc dans ce volume), beaucoup des travaux sur la structure atomique - durée de vie des niveaux, mélange de la structure fine, "quenching" des niveaux métastables, etc. - ont été effectués. Voir articles de revue de Werth [We95] et de Church [Ch95] pour des ions multichargés dans les pièges de Penning, Paul et Kingdon.

L'appareil standard pour ce genre d'études, montré sur la figure 17, est un piège avec un chapeau formé d'une grille pour voir la fluorescence atomique et un anneau avec un trou pour passer un ou plusieurs faisceaux lasers. Généralement les ions s'évaporent d'un filament et sont ionisés directement dans le piège par un canon à électrons.

Toutes ces données atomiques sont indispensables pour une application très bien adaptée aux pièges : l'horloge atomique. La fluorescence d'un ion au repos dans l'espace a un excellent potentiel pour améliorer les étalons du temps. Cela présente des perspectives très intéressantes pour augmenter les débits dans les voies de communication, la radioastronomie et aussi la navigation. L'idée est d'utiliser le signal de fluorescence pour asservir le laser et ensuite de diviser cette fréquence pour avoir une horloge (figure 17). Il y a seulement quelques candidats avec la structure atomique requise : Ca, Sr, Yb et In dans le domaine optique [Th93] et Be, Cd, Yb, Ba and Hg dans le domaine des micro-ondes [Fi97]. (Voir aussi une thèse de l'université de Provence sur ce sujet [Kn95].)

Une variation du piège de Paul - le piège linéaire - a été développé pour augmenter le rapport signal sur bruit en mettant plusieurs "horloges" stationnaires sur une ligne [Be98]. Ce piège

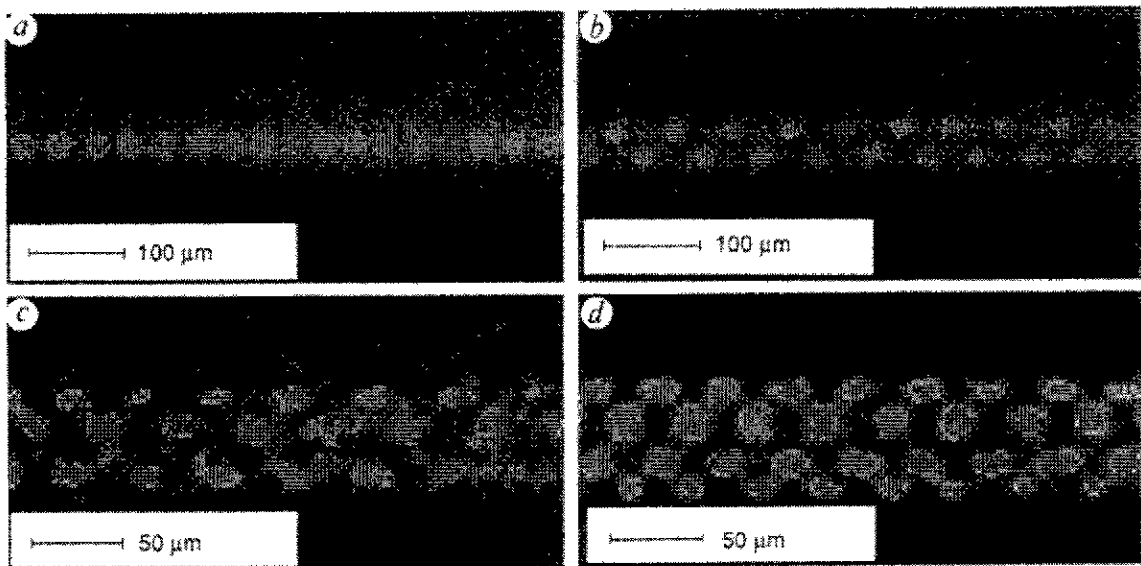


Figure 16 : (a) Rosaire d'ions dans un petit anneau de stockage formé par un piège de Paul linéaire courbé. Les ions sont refroidis par un laser et l'image est photographiée grâce à la fluorescence des ions. Quand on augmente le nombre d'ions dans le piège (b-d), le collier est transformé en hélice. Image prise de [Bi92].

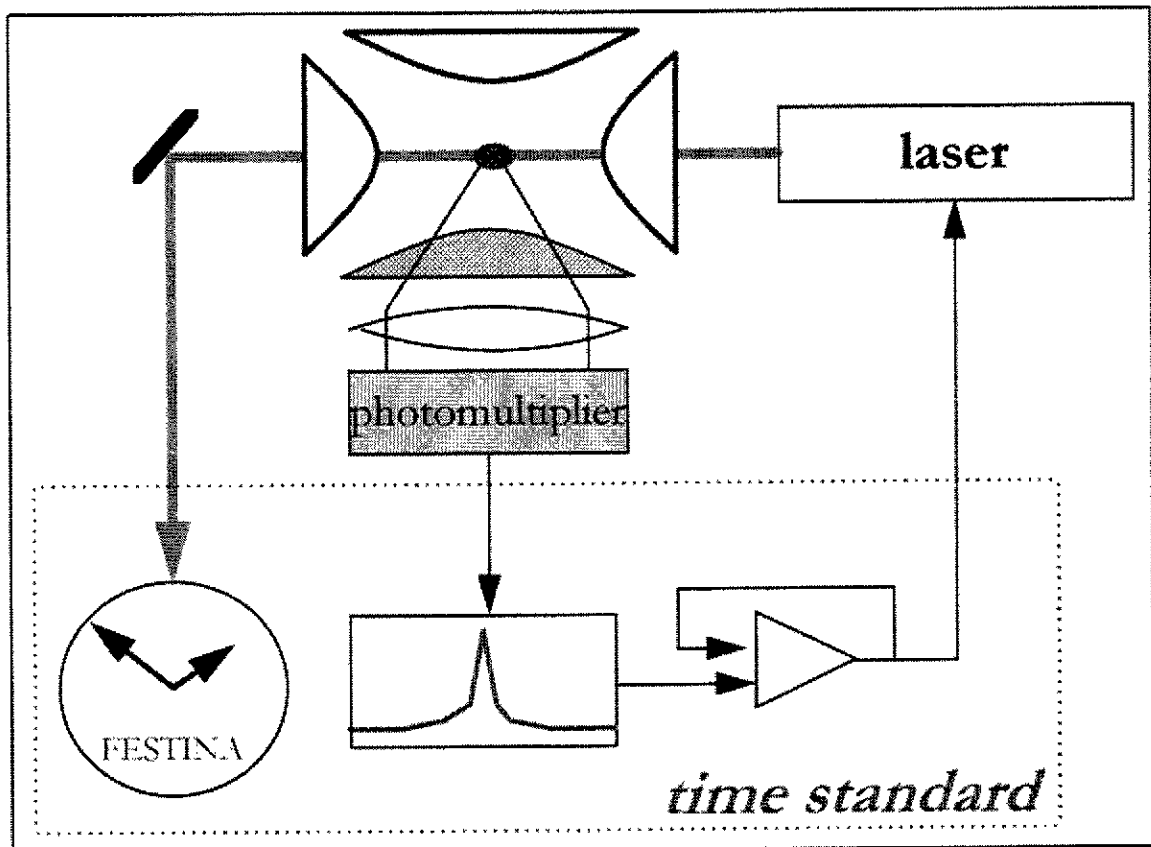


Figure 17 : Illustration de la spectroscopie laser sur des ions piégés. Un faisceau laser est envoyé sur le nuage d'ions et la fluorescence est détectée par un photomultiplicateur monté à angle droit du laser (pour éviter l'effet Doppler). Pour récolter plus de lumière, un des chapeaux est formé d'une grille. Si la fluorescence est utilisée en boucle asservie, le laser devient un étalon de fréquence qui peut être divisé ensuite pour faire une horloge.

ressemble à un filtre de masse avec une tension de confinement appliquée sur les deux cotés. Les ions sont piégés sur une ligne comme montré en haute de la figure 16. Ce système a tenu le record de stabilité relative en fréquence : 3×10^{-13} au NIST mais la concurrence offerte par les pièges atomiques est quand même très rude : nouveau record de 4×10^{-14} publié récemment par une équipe à l'observatoire de Paris l'ENS [Sa99] avec une fontaine d'atomes de césium ultra-froids.

Ce même type de piège linéaire donne maintenant la possibilité de faire la fameuse expérience du chat de Schroedinger : l'enchevêtrement des états quantiques. L'application se trouve dans l'ordinateur quantique avec le stockage de beaucoup d'information en parallèle [Mo96].

V. L'application des pièges en spectrométrie de masse

Comme abordé déjà pour le cas de la chimie, la spectrométrie de masse a pour but l'analyse et l'identification en masse des composants d'un échantillon alors qu'en physique, il s'agit d'une mesure de masse : une détermination de la valeur absolue de cette quantité. Comme on n'est pas capable de déterminer les valeurs du champ magnétique avec suffisamment de précision, on fait des mesures différentielles entre la masse inconnue et une masse très bien connue.

Le piège de Penning est particulièrement bien adapté à la mesure de masse grâce aux champs magnétiques créés par des bobines supraconductrices qui donnent des champs très forts et très homogènes. En fait, le piège de Penning a le record de précision pour des mesures de masse à quelques 10^{-11} d'incertitude relative. Les équipes du MIT [Di95] et de l'université de Washington [Dy95] interrogent leurs ions piégés grâce au mouvement axial qui induit un signal sur un chapeau sur lequel est branché un circuit électrique. Comme ce circuit est hautement résistif et gardé à basse température, le mouvement axial est refroidi. Les autres mouvements sont également refroidis en utilisant un couplage induit avec le mouvement axial (similaire au couplage déjà expliqué pour refroidir avec un gaz tampon). Pour déterminer la masse, les trois fréquences sont mesurées. Il faut noter que les ions sont créés à l'intérieur du piège par une fuite de gaz ou échauffement d'un four et ensuite bombardés par un faisceau d'électrons.

Il existe un spectromètre de piège de Penning à Stockholm qui s'appelle SMILETRAP. Ce spectromètre est essentiellement une copie d'ISOLTRAP (décrit en détail plus loin) mais il a pour but de mesurer les ions multi-chargés (même épluchés). De plus ces ions sont créés à l'extérieur du piège. Cette équipe a atteint une précision de 10^{-9} et cherche maintenant à amener des contraintes sur les corrections relativistes pour la théorie de QED [SMI].

Un autre spectromètre de Penning d'ultra-précision a été réalisé par l'université de Harvard au CERN pour mesurer la masse de l'antiproton. Une comparaison précise avec celle du proton est un test de l'invariance de *CPT* (charge-parité-temps). Ce spectromètre est unique en son genre car il est capable de capter les antiprotons, qui arrivent avec une énergie supérieure à 10 MeV, et de les refroidir jusqu'à 10 meV - soit un facteur d'un milliard ! La technique de refroidissement par électrons est utilisée pour isoler un seul antiproton qui lui est interrogé non seulement grâce à son mouvement axial comme dans les autres pièges mais aussi grâce à son mouvement cyclotron grâce à l'anneau segmenté et branché sur un deuxième circuit à basse température. Comme les antiprotons ne sont pas disponibles en continue, ils sont envoyés dans des orbites plus lointaines pour ne pas perturber les mesures de calibration faites avec les ions H^- (utilisés au lieu des protons pour ne pas être obligé de changer la polarité des tensions de piégeage). La précision de la dernière mesure est inférieure à 10^{-10} avec une résolution qui dépasse 10^9 [Ga99] !

Deux expériences sont en préparation pour utiliser des pièges pour produire l'antihydrogène : *ATRAP* [Ga97] and *ATHENA* [Ho96]. Ceci est assez difficile compte tenu du fait qu'il faut non

seulement piéger d'abord les positrons (charge positives) et les antiprotons (charges négatives) mais ensuite piéger le produit qui lui est neutre !

Comme les antiparticules ne sont disponibles que dans très peu d'endroits dans le monde et surtout que l'environnement où ils sont produits n'est pas compatible avec les mesures d'ultra-précision, Gabrielse s'est posé la question s'il était possible de les transporter ailleurs. Pour répondre à cette question, il a transporté un escadron de 50,000 électrons de la côte ouest à la côte est des Etats-Unis soit 5000 km (voir figure 18) pendant quatre jours à bord d'un camion, sans recours à l'électricité [Ts93] !

V. A. Les mesures de masse des noyaux exotiques

V. A. 1. Motivations

Rappelons que la masse est une propriété statique du noyaux très importante pour des questions de structure nucléaire : la fermeture de couches, sous couches, la déformation, l'appariement et la taille des halos [AME]. On voit l'intérêt des masses pour la structure nucléaire sur la figure 19 qui montre l'énergie de séparation de deux neutrons S_{2n} en fonction de N . Généralement, S_{2n} décroît avec N d'une façon linéaire mais l'exception à cette règle nous montre les manifestations de la structure par exemple à $N = 50$ où S_{2n} chute à cause de la fermeture de couche: les neutrons rajoutés à une couche fermée sont moins liés. Pour les noyaux de Rb, Sr, Y, Zr et Nb à $N = 60$, on voit l'effet de la déformation apparaître. Un dernier exemple se trouve avec les noyaux à "halo" où la taille du halo dépend de S_{2n} (pour un halo à deux neutrons) ou de S_n (pour un halo à un seul neutron). En plus, un noyau à halo aura forcément un S_n très faible - d'où l'intérêt de connaître la masse avant d'essayer d'autres mesures.

La masse est aussi une donnée nucléaire d'importance capitale pour les modèles de la nucléosynthèse. A ce propos, regardons la question de l'origine des éléments. On pense qu'elle a lieu dans les supernovae (la mort des étoiles massives) par le processus de capture rapide des neutrons (le processus- r) [AT99]. La combustion hydrostatique stellaire commence avec la fusion de l'hydrogène et s'arrête au fer, l'élément le plus lié. Pour produire les éléments plus lourd, la fusion a besoin d'énergie pour la réaction. Lors de l'effondrement du coeur de l'étoile et l'explosion qui en résulte, ces noyaux de fer se trouvent dans une soupe de neutrons et ils se gavent jusqu'à l'indigestion où ils subissent une décroissance β^- . Ainsi, cet écoulement nucléaire se propage jusqu'à la barrière de fission où le processus de capture peut continuer avec les produits de fission si la densité de neutrons est toujours suffisante (voir figure 20). Le chemin parcouru par un processus- r va dépendre parmi d'autres conditions astrophysiques, de cette densité de neutrons et de la température de l'environnement. Pour déterminer ce chemin, et donc expliquer l'abondance des éléments observés nous avons besoin de plusieurs propriétés nucléaires pour pratiquement tous les noyaux riches en neutrons jusqu'à la dripline ! Les quantités qui sont directement déterminées par la masse sont les suivantes : S_n pour calculer les taux de capture radiative des neutrons aussi bien que les taux de photo-dissociation pour un noyau et un neutron, Q_β pour calculer les durées de vie, et la barrière de fission B_f . [GA96]

Vous pouvez constater sur la figure 20 qu'on ne connaît aucune des masses dans la zone où se passe le processus- r (on ne peut même pas produire la plupart des isotopes!). Nous sommes donc obligé de faire appel aux modèles théoriques. Si on compare entre plusieurs modèles, on voit qu'on est dans une situation difficile car aucun modèle n'est en accord (figure 21). De plus, il y a peu de modèles suffisamment basés sur la physique microscopique pour être capable de fournir toutes les données annexes requises. C'est un cercle vicieux : il va donc falloir encore mesurer les masses les plus lointaines possibles de la stabilité et le plus précisément possible pour contraindre les modèles [Lu98].

Portable trap carries particles 5000 kilometers

G.H. Tseng and G. Gabrielse

Department of Physics, Harvard University, Cambridge MA 02138, USA

Abstract : Electrons suspended in a Penning trap were transported more than 5000 km, all the way across the continental United States. The magnetic field was provided by a persistent superconducting solenoid at 4.7 T which was not connected to any source of power during travel. The electric field was produced using ordinary 9 V batteries. A good vacuum ... was maintained withing the trap by keeping it at 4 K.

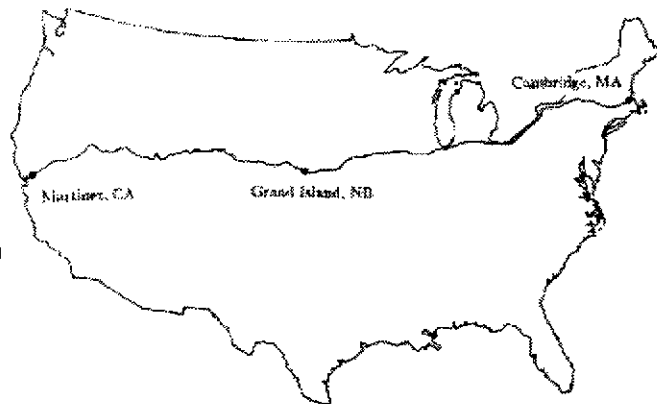


Figure 18 : Couverture de la publication de Tseng et Gabrielse [Ts93] et première la figure qui montre le chemin pris à travers les Etats-Unis pour transporter un nuage d'électrons dans un piège de Penning - sans recours à l'électricité pendant le voyage.

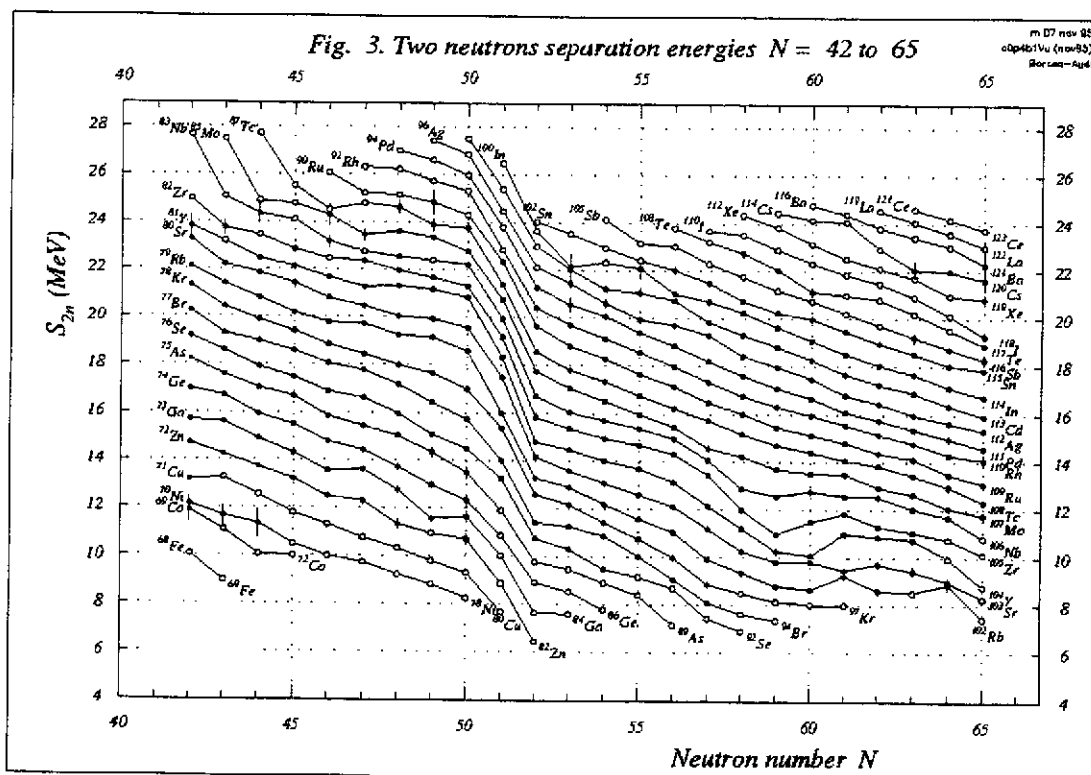


Figure 19 : La surface de masse formée par l'énergie de séparation de deux neutrons S_{2n} versus N . On voit une rupture à $N = 50$ due à un effet de couche, un effet de sous-couche à $N = 56$ et une zone de déformation à $60 < N < 65$.

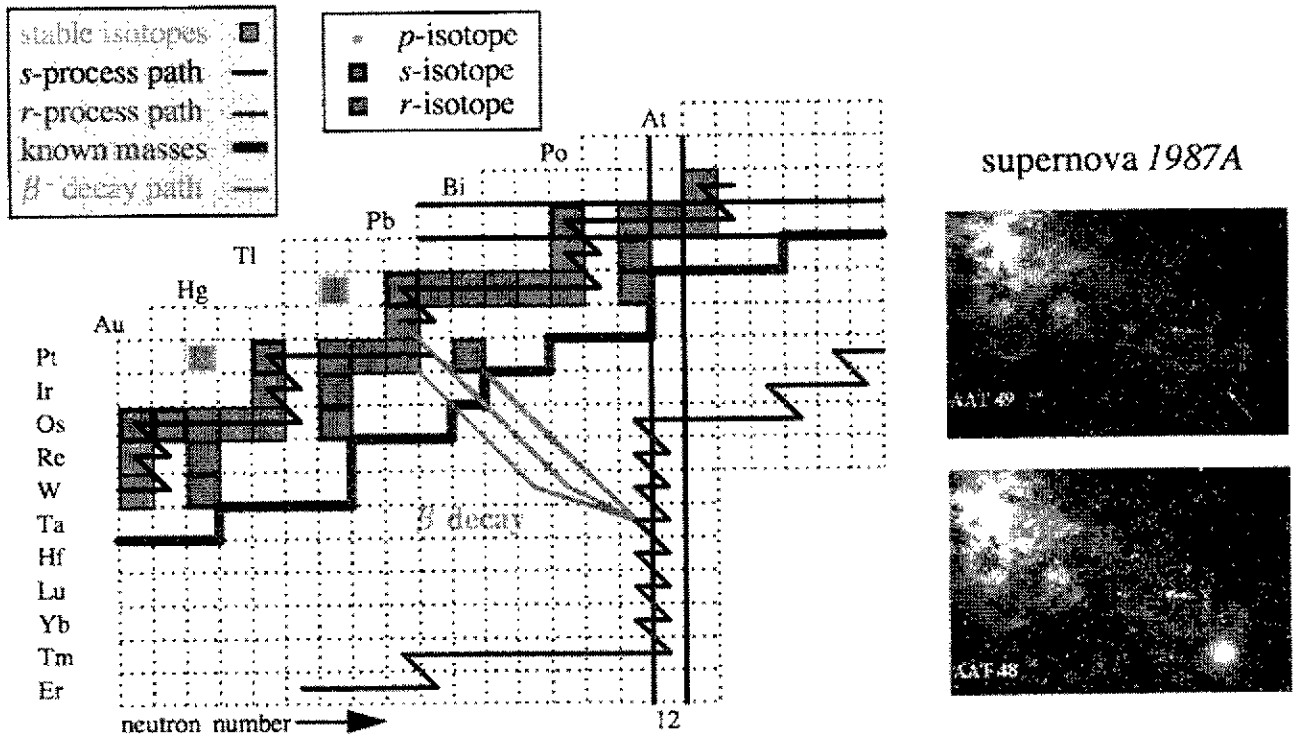


Figure 20 : (à droite) le nuage Magellan avant et après la supernova 1987A qui est un site possible pour le processus- r (capture rapide des neutrons) que l'on pense être le mécanisme de nucléosynthèse de nos éléments lourds. (à gauche) la région des noyaux lourds qui montre des isotopes stables (en gris), le chemin du processus- s (capture lente des neutrons), la ligne des masses dont la valeur est mesurée et bien au-delà en N , un chemin possible du processus- r . Ce processus, qui consiste en plusieurs captures de neutrons suivi par une décroissance β^- , a lieu pendant quelques secondes (comparé aux milliers d'années pour le processus- s). Les noyaux exotiques produits par ce processus vont décroître vers les isotopes stables comme montré par les lignes diagonales.

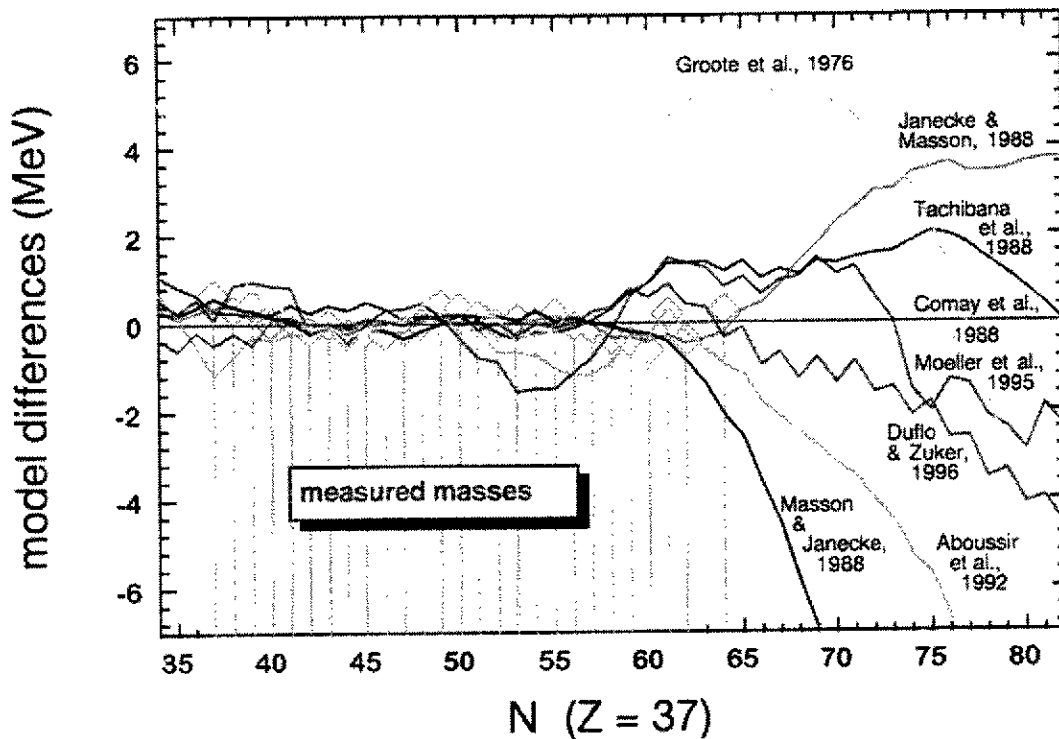


Figure 21 : Différences de valeurs de masses prédites par plusieurs modèles. Comme ces modèles ont leurs paramètres ajustés par les masses déjà connues, l'accord est très bon là où il y a des mesures mais très divergent au-delà.

V. A. 2. Les mesures de masse des noyaux exotiques avec ISOLTRAP

Pour mesurer les masses des noyaux radioactifs on ne peut pas se contenter de faire les mêmes types de mesure qu'avec des isotopes stables car il y a une chose contre laquelle on ne peut pas lutter : le temps. Un noyau exotique décroît avec une période très courte. Il faut donc faire des mesures aussi rapidement que possible. A l'heure actuelle, l'expérience ISOLTRAP est la seule qui dispose d'un piège de Penning pour mesurer les masses des noyaux radioactifs [Bo96]. De plus, il faut être capable de mesurer une grande gamme de masse pendant une période de prise de données, typiquement quelques jours, et les circuits refroidis de haute qualité, utilisés pour les isotopes stables, n'ont pas une largeur de bande assez grande.

ISOLTRAP, en-ligne auprès du séparateur isotopique *ISOLDE* au *CERN* [ISO] depuis 1989, consiste maintenant en trois pièges (voir figure 22). Le premier, un piège de Paul (très récemment remplacé par un piège linéaire), sert à ralentir, refroidir et ramasser le faisceau radioactif (voir section suivante). Le deuxième est un piège de Penning qui sert à nettoyer le faisceau isobariquement à l'aide de la technique décrite précédemment avec le couplage magnétron - cyclotron en présence du gaz tampon. Après sélection d'un isobare, ces ions sont centrés et envoyés dans le troisième piège (de Penning) de haute précision pour en déterminer la masse.

Le piège de nettoyage a une géométrie cylindrique pour faciliter le transfert d'ions. Sa longueur permet le transfert à plus haute énergie et aussi de remplir le piège impulsion par impulsion. Seulement la partie centrale est "harmonique," c'est à dire parfaitement quadripolaire pour effectuer le refroidissement sélectif en masse. Le pouvoir de résolution de ce piège est de 10^5 , ce qui est suffisant pour enlever quasiment toute contamination isobarique. Le piège peut même délivrer un ion noyé dans plus de 10^4 ions contaminants.

Le piège de précision a des électrodes hyperboliques et aussi des électrodes de compensation. L'anneau est aussi coupé en quatre secteurs pour effectuer le même couplage de mouvement entre magnétron et cyclotron. Ceci est fait pour réaliser la mesure de la fréquence cyclotron pure et donc, la masse par la relation $\omega_c = qB/m$.

Le principe de la mesure est de convertir toute énergie magnétron (à ω_-) en énergie cyclotron (à ω_+) et ceci est réalisé - comme pour le refroidissement - en appliquant la fréquence cyclotron pure (ω_c) dans le plan azimutal. Cette conversion est illustrée par la figure 23. Rappelons que si l'excitation était réalisée avec un champ dipolaire, on ne ferait pas une transformation entre les deux modes propres mais seulement une excitation du mouvement magnétron comme conséquence d'enlever les ions du piège (ce qui est parfois effectué pour le nettoyage des contaminants).

La détection de la conversion est faite par temps de vol après l'éjection de l'ion du piège. La méthode est rendue très sensible par le transfert d'énergie radiale en énergie axiale grâce à l'interaction dipolaire entre l'ion et le champ de fuite de l'aimant (voir figure 24 à gauche). Le pic de résonance est donné par la diminution de temps de vol quand la fréquence d'excitation est égale à la fréquence cyclotron (figure 24 à droite). En fait, le pic a des "sidebands" du au fait que l'excitation est appliquée pendant une période courte et la transformée de Fourier d'une telle impulsion n'est pas une raie mais la fonction mathématique *sinus cardinal*. Il y a aussi des effets non-linéaires dus à la conversion [Ko95].

La durée pendant laquelle on fait cette conversion dépend de l'amplitude de la tension appliquée mais expérimentalement on trouve qu'il ne faut pas dépasser quelques mV sinon on voit apparaître des distorsions dans la forme du spectre. La largeur de la résonance a été déterminée comme étant inversement proportionnelle à cette durée. Elle est de 1 s pour avoir un pouvoir de résolution de 10^6 . Ce pouvoir de résolution permet de distinguer chaque état isomérique. C'était la première technique en spectrométrie de masse qui a permis cela [Bo92]. La résolution a été poussée jusqu'à 10 millions (figure 24 droite) pour trier des isomères de Hg.

The triple trap mass spectrometer **ISOLTRAP**

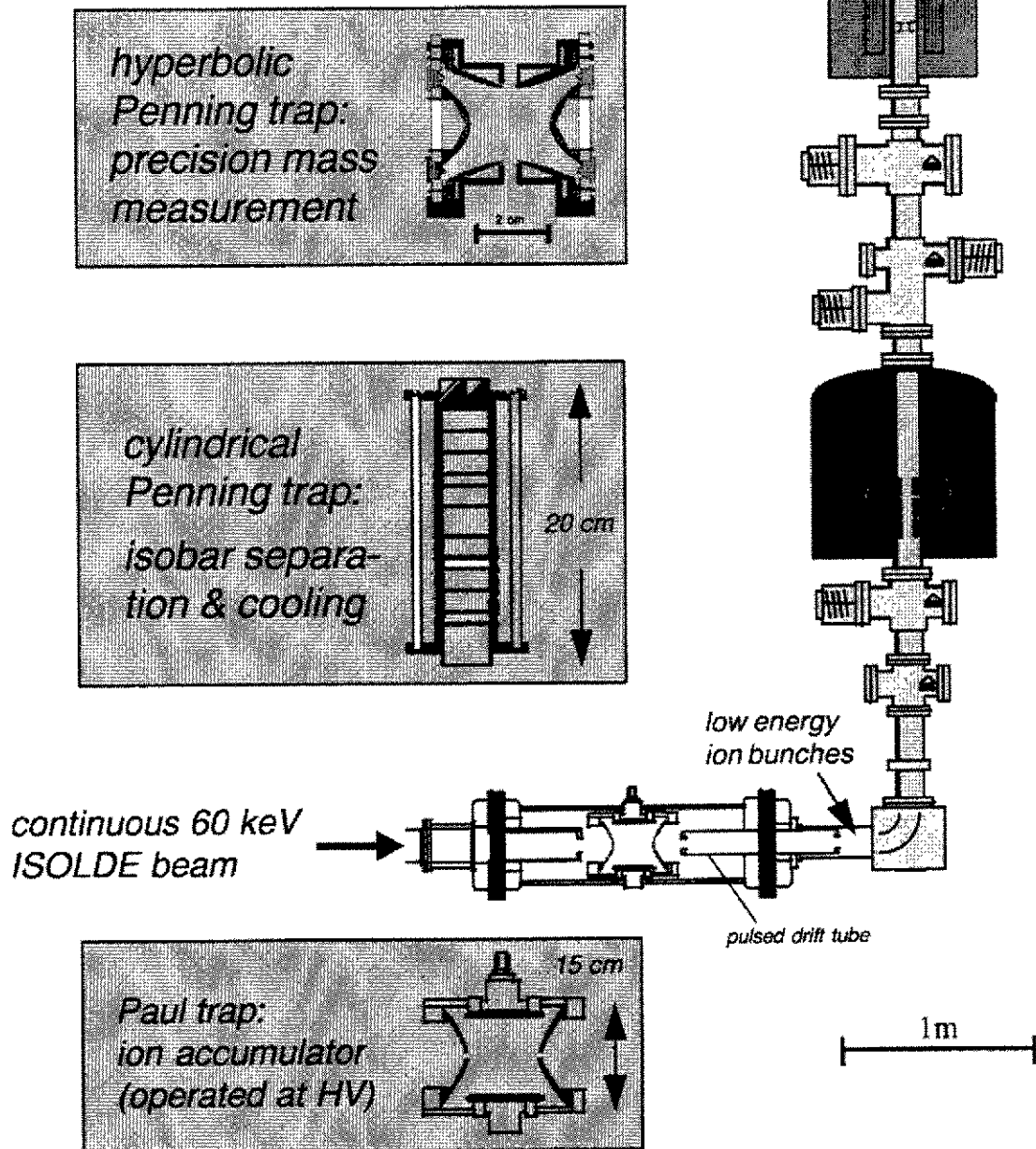


Figure 22 : ISOLTRAP [Bo96], auprès du séparateur isotopique *ISOLDE* au *CERN* [ISO]. Ce spectromètre à haute précision consiste en trois pièges : (en bas) un piège de Paul pour ralentir, refroidir et ramasser le faisceau radioactif (au milieu) un piège de Penning pour nettoyer le faisceau isobariquement à l'aide d'une technique qui couple des mouvements magnétron et cyclotron en présence du gaz tampon [Sa91] et (en haut) un piège de Penning de haute précision qui détermine la masse (même celle des isomères).

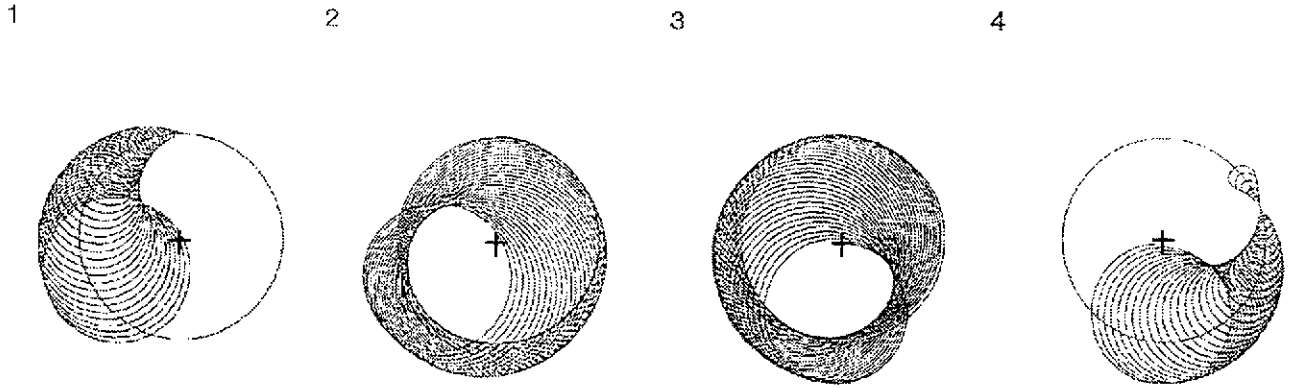


Figure 23 : Trajectoire d'un ion dans un piège de Penning dans le plan azimutal en appliquant la fréquence cyclotron pure ω_c . (1) l'ion commence avec un mouvement magnétron ω_- pur sur le cercle avec une croix au centre et l'amplitude du mouvement cyclotron réduit croît progressivement jusqu'au point (2) où l'amplitude de ce mouvement ω_+ pur est sur le même cercle. Ensuite (3) le mouvement ω_+ est reconverti en ω_- et éventuellement redevient un mouvement ω_- pur (4).

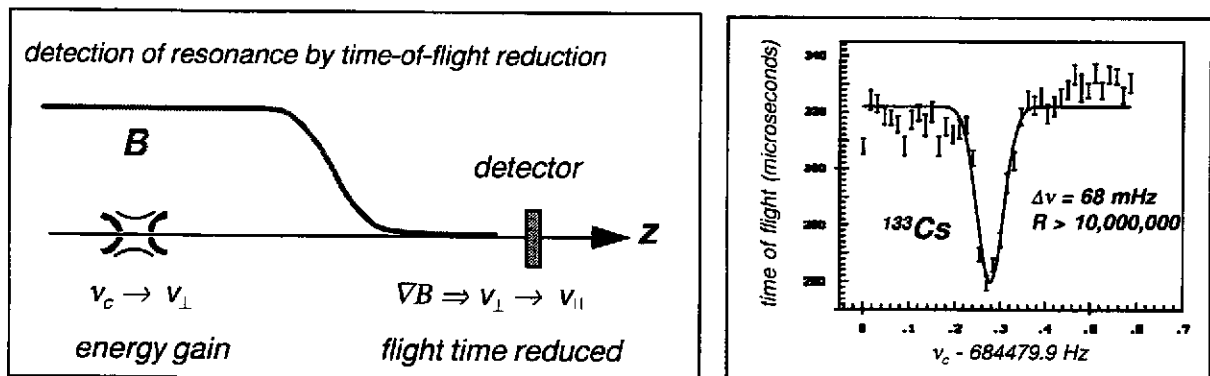


Figure 24 : Détection de la fréquence cyclotron ν_c par temps de vol après l'éjection de l'ion du piège et transformation de la vitesse transversale en vitesse parallèle grâce à l'interaction dipolaire entre l'ion et le champ de fuite de l'aimant $B(z)$ (à gauche). Le pic de résonance est donné par la diminution de temps de vol quand la fréquence d'excitation est égale à la fréquence cyclotron (à droite).

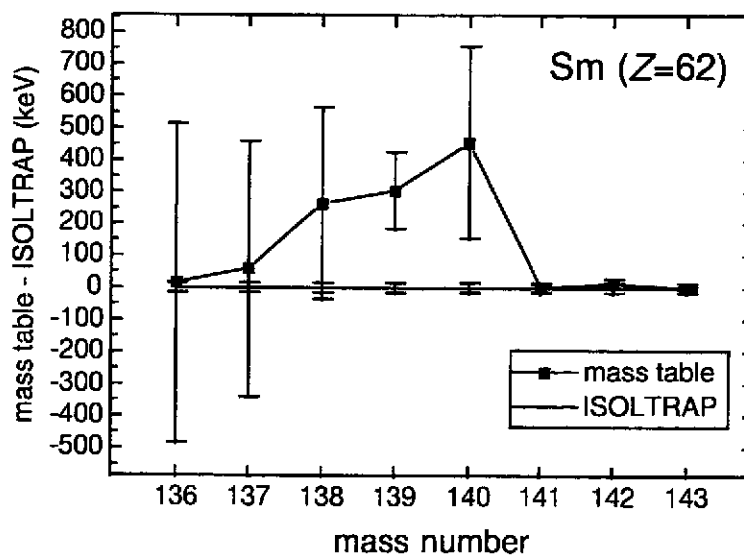


Figure 25 : Valeurs des masses des isotopes exotiques de Sm mesurées par ISOLTRAP soustraites des valeurs dans la table des masses [AME]. La barre d'erreur des mesures avec le piège correspond à une précision de l'ordre de 10^{-7} (données prises de [Be97]).

Plus que 120 noyaux ont été mesurés jusqu'à présent avec ISOLTRAP et les données sont d'une excellente qualité. Une précision de 10^{-7} est atteinte systématiquement (voir figure 25) [Be97]. La technique est universelle avec accès aux isotopes de durée de vie supérieure à des centaines de millisecondes. Un deuxième clone d'ISOLTRAP (le premier était SMILETRAP), le CPT (Canadian Penning Trap), est en cours de test pour des mesures de masse des noyaux exotiques produits à Argonne National Laboratory [Sa96].

V. B. Rayon de charge et moments nucléaires

La structure hyperfine d'un niveau atomique est une conséquence de l'interaction entre le spin de l'électron et celui du noyau. Mesurée par spectroscopie optique, elle donne accès au moment quadripolaire et au moment magnétique ainsi qu'à la variation du rayon de charge si on mesure son déplacement isotopique en fonction du nombre de neutrons (voir cours de F. Le Blanc).

Nous avons déjà vu le schéma de base pour faire de la spectroscopie dans un piège. L'avantage du piège est la réduction de la largeur des raies due à l'effet Doppler. Pour un seul ion dans un piège de Paul, le mouvement est nul et les transitions satisfont le critère de Dicke où l'amplitude du mouvement de l'ion est inférieure à la longueur d'onde de la transition. Nous avons une raie centrale fine et non-déplacée entre les composantes ("sidebands") modulées par la fréquence du mouvement de l'ion [We95]. Cependant, il n'est pas toujours possible de faire de la spectroscopie détaillée sur un ion seul à cause des pertes dues au pompage optique d'états métastables. Pour les ions avec une structure atomique simple, on peut dépeupler ces niveaux avec un autre laser mais là où ils sont trop nombreux, on utilise un gaz tampon pour effectuer le dépeuplement par collisions (*quenching*). Pour avoir un rapport signal sur bruit suffisant, il faut un nuage de plusieurs ions qui vont se trouver en dehors du centre du piège où le champ n'est pas nul. Le problème est à nouveau l'effet Doppler qui élargit les raies qui sont moyennées sur un cycle de radiofréquence du micro-mouvement. Une façon d'éviter l'élargissement est d'utiliser une technique stroboscopique synchronisée avec la radiofréquence pour faire de la spectroscopie toujours à la même phase [Ri92]. Moins exploité que la spectroscopie laser colinéaire par exemple, la spectroscopie dans les pièges à ions offre des résultats d'une qualité supérieure (voir cours de F. Le Blanc).

Dans les pièges de Penning, la spectroscopie atomique n'est pas réalisée à cause du champ magnétique qui déplace les raies par effet Zeeman. Par contre, l'effet Zeeman est très intéressant pour la physique nucléaire car on peut l'exploiter pour faire des mesures du facteur gyromagnétique nucléaire (g) [We95]. Celui-ci nous donne la possibilité de déterminer l'anomalie hyperfine due à la magnétisation nucléaire, connu comme l'effet Bohr-Weiskopf (voir cours de F. Le Blanc).

Dans les EBIT nous avons accès aux transitions des rayons-X pour un ion garni d'un seul électron. La comparaison des données avec la théorie atomique QED est au point où les corrections relativistes sont du même ordre de grandeur que l'effet Bohr-Weiskopf [Ma95].

Finalement, les pièges à atomes ont été raccordés aux accélérateurs pour permettre l'étude des atomes radioactifs. Comme les atomes sont généralement plus froids que les ions piégés, les mesures ultra-précises des transitions permettent une bonne étude de l'effet Bohr-Weiskopf [Gr99].

V. C. L'interaction faible

Grâce à la décroissance β , le noyau offre un laboratoire pour l'étude de l'interaction faible qui est décrite dans le modèle standard en termes d'interactions vectorielles et axiales mais pas en termes d'interactions scalaires ni tensorielles. On peut définir un coefficient a - qui représente la corrélation beta-neutrino lors d'une décroissance de type *Fermi* (qui impliquerait une interaction scalaire) ou de

type *Gamow-Teller* (pour l'interaction tensorielle) [By95]. Plusieurs observables nous donnent des informations sur a : des mesures de masse entre le noyau qui décroît et le noyau fils; la demi-vie de la décroissance; la forme du spectre des particules β émises; et la cinématique de la décroissance. En ce qui concerne les pièges, il y a trois applications : les mesures de masse [Sa97] déjà abordées; la durée de vie du neutron [By95] où un piège de Penning est utilisé pour capter des protons lors de la décroissance des neutrons qui passent au travers; et les mesures de la cinétique. Ces dernières sont réalisées dans les pièges à atomes mais aussi sont les sujets de deux propositions récentes avec un spectromètre d'énergie (pour le recul) à ISOLDE [Se99] et à SPIRAL avec un piège de Paul transparent entouré par un système de détection [Le98] illustré sur la figure 26.

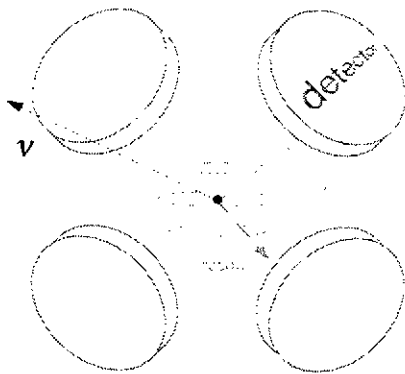


Figure 26 : diagramme schématique pour mesurer la cinétique d'une décroissance β afin d'amener des contraintes sur le modèle standard. Un piège de Paul transparent est entouré par un système de détection de particules ayant une grande couverture en angle.

VI. Manipulation des faisceaux radioactifs avec des pièges

Comme les faisceaux radioactifs sont généralement très faibles en intensité, il est intéressant de concentrer tous les noyaux du faisceau dans une fenêtre en temps très courte pour améliorer le rapport signal sur bruit (la détection est particulièrement sensible au bruit radioactif). Pour effectuer cette opération, il est impératif que le faisceau soit refroidi. (Note : il faut faire la distinction entre un faisceau "pulsé" qui est coupé et un faisceau "ramassé" (ou comprimé) qui lui n'est pas perdant en nombre des particules.) Cette idée est illustrée par la figure 27.

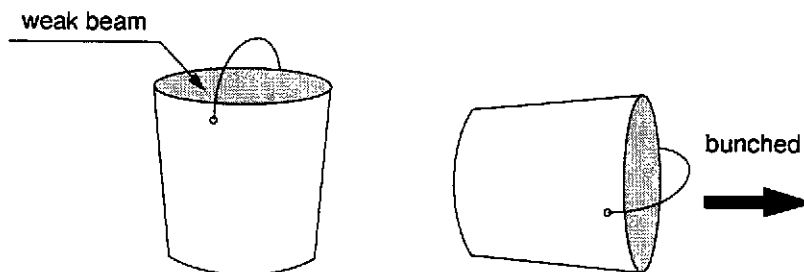


Figure 27 : Illustration (évidemment schématique!) d'une accumulation d'un faisceau faible pour produire un "bunch" plus concentré pour le même nombre d'ions collectés.

Le piège de Paul a été longtemps étudié en tant que "buncher" [ML95] avant d'être enfin réalisé et exploité pour faire des mesures de masse avec ISOLTRAP [Sc98]. Le désavantage d'un piège de Paul est qu'avant de trouver le puits de potentiel au centre, les ions traversent une région de

champ à radiofréquence intense. Ceci rend l'injection (et aussi l'éjection) très délicate comme elle dépend de la phase de la radiofréquence. Les impulsions sont très pointues en temps mais très élargies en énergie cinétique (conséquence du théorème de Liouville).

Finalement, nous avons abandonné le piège en 3D pour un piège en 2D pour faciliter l'injection et l'extraction (voir figure 12). Ce piège linéaire est aussi rempli de gaz, et les électrodes sont segmentées pour créer un champ axial faible et guider les ions dans un puits de potentiel entre les derniers segments [LM99,Bo98]. Ce système (voir photo figure 28) a été très récemment exploité pour mesurer la masse de ^{182}Hg .

Les pièges de Penning ont l'avantage d'être statiques. Par contre il existe un gradient de champ à l'entrée qui rend l'injection délicate. REXTRAP fait parti de l'accélérateur secondaire REX-ISOLDE [Ha97], en cours de développement pour accélérer les faisceaux d'ISOLDE jusqu'à la barrière Coulombienne (voir figure 29). REXTRAP fait un "bunching" du faisceau et un tri isobarique (de la même manière qu'ISOLTRAP) avant d'envoyer les impulsions à REX-EBIS. Après un séjour dans l'EBIS, où les ions voient leur état de charge augmenté, les ions sont à nouveau triés (pour sélectionner le bon état de charge) et envoyés dans un accélérateur linéaire. REXTRAP est porté à une haute tension pour décélérer le faisceau radioactif d'ISOLDE qui est focalisé de sorte que les ions suivent les lignes de champ afin d'éviter l'effet du miroir magnétique. Le piège fait presque un mètre de long et il fonctionne à très haute pression de gaz tampon afin de refroidir les ions le plus rapidement possible. Ensuite, l'ensemble est trié en masse pour se débarrasser des isobares (en utilisant la technique sélective en masse décrite avant) et les envoyer dans une impulsion bien définie à REX-EBIS. REXTRAP est conçu pour avoir une efficacité de quasiment 100%.

VII. Sommaire

Tout d'abord, nous avons vu l'intérêt de confiner des particules au repos dans un petit volume d'espace pendant une durée longue. Ensuite nous avons décrit les différentes façons de réaliser ce confinement. Les pièges qui sont à l'heure actuel devenus "standards" ont été décrits ainsi que les détails des mouvements d'ions à l'intérieur. Les différentes techniques de refroidissement des particules ont été exposées en insistant sur le fait que les deux objectifs - le piégeage et le refroidissement - sont finalement inséparable. Le refroidissement par gaz tampon, très rapide, a été souligné comme étant la méthode de choix pour travailler avec les ions radioactifs.

Un survol de la physique faite avec les différents pièges a montré un vaste panorama d'applications intéressantes - aussi bien en physique appliquée à la vie quotidienne qu'en physique la plus fondamentale. Plus précisément, les rôles des pièges en physique nucléaire ont été exposés et nous avons vu la contribution énorme des pièges de Penning en spectrométrie de masse et l'importance de ces mesures pour la nucléosynthèse. Enfin, nous avons vu que le piège joue également un rôle dans la manipulation des faisceaux - surtout les faisceaux radioactifs. C'est autour de ce thème que nous avons monté le réseau Européen de recherche EXOTRAPs [EXO] qui englobe donc les travaux d'ISOLTRAP et de REXTRAP entre autres (voir figure 30). Les pièges eux-mêmes sont également le sujet d'un autre réseau nommé EUROTRAPs [EUR]. Ces deux réseaux, dans lesquels votre participation serait la bienvenue, montrent une véritable communauté de chercheurs "trappistes".

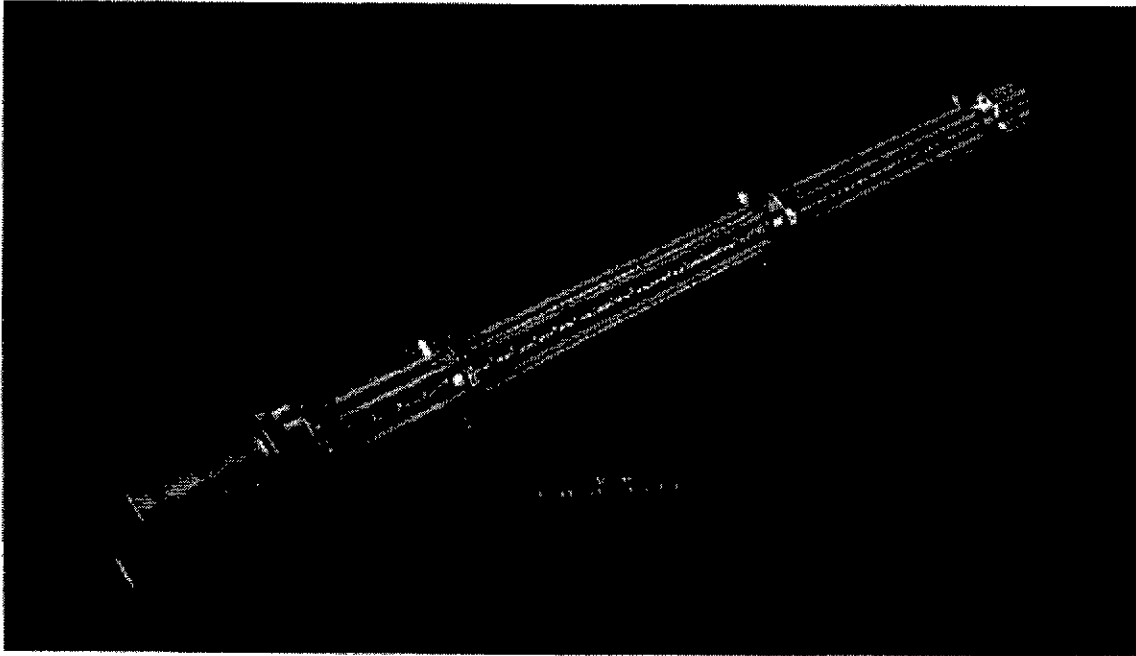


Figure 28 : Photo du refroidisseur actuellement utilisé par l'expérience ISOLTRAP [Bo98]. L'électrode d'entrée sert à focaliser le faisceau sur l'axe du guide quadripolaire formé par quatre tiges segmentées. Ce système est porté à haute tension et rempli de gaz tampon pour effectuer le refroidissement du faisceau.

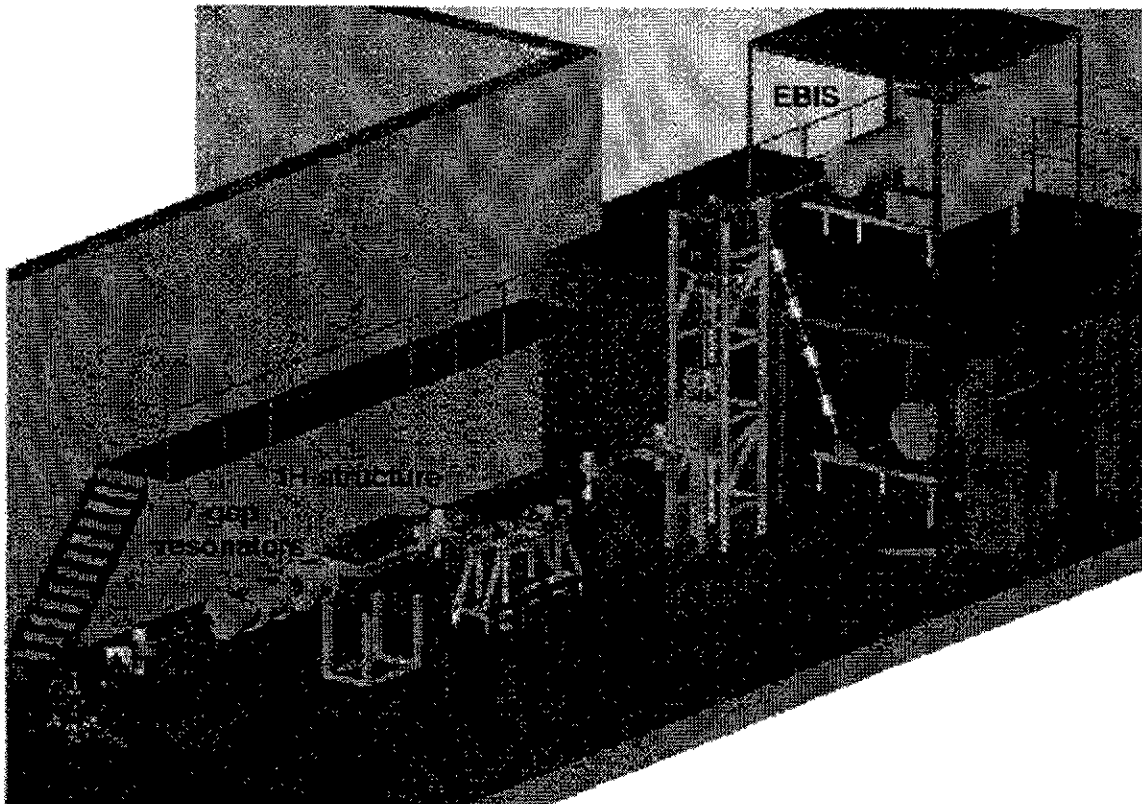


Figure 29 : Diagramme schématique d'accélérateur secondaire REX-ISOLDE [Ha97] au CERN. Le faisceau des noyaux exotique est injecté dans le piège de Penning REXTRAP, porté à haute tension (pour ralentir les ions). Le piège est rempli de gaz tampon pour à la fois refroidir les ions, les trier en masse (par la technique de couplage des mouvements décrite dans le texte) et le mettre en impulsions (bunches). Ces impulsions sont ensuite réaccélérées et transportées au deuxième étage où se trouve REX-EBIS qui effectuera un épiluchage d'électrons. Puis, les ions sont injectés dans le séparateur d'états de charge et l'état choisi est post-accélééré jusqu'à 2 MeV pour faire une réaction dans un détecteur - le MINIBALL. Les premiers faisceaux de REX sont prévus pour la fin de l'an 2000.

European (TMR-LSE) Network : *Trapping Exotic Nuclei (EXOTRAPs)*

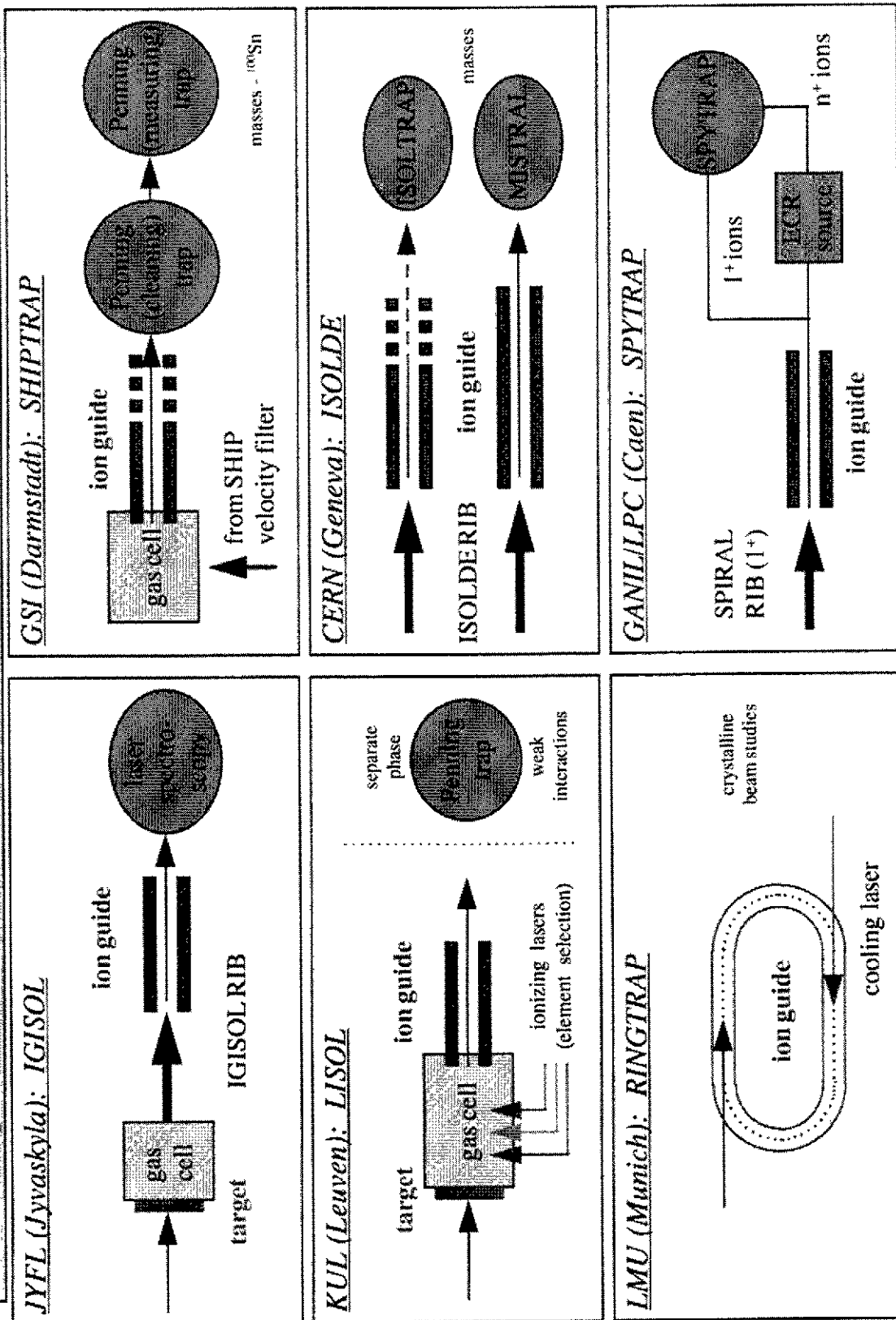


Figure 30 : Diagramme schématique du réseau Européen EXOTRAPs [EXO] qui regroupe des équipes de toutes des installations à grande échelle de la physique nucléaire en Europe sous le thème de piégeage et refroidissement d'ions radioactifs.

POST-SCRIPTUM

Peu de temps après la fin de l'école Joliot-Curie 1999, le noyau doublement magique ^{48}Ni (28 protons et 20 neutrons) a été produit à GANIL pour la première fois. Alors que ce résultat répond à la question importante de l'existence ou non de ce nucléide, il ne représente qu'un début. En fait, avec ces quelques événements précieux, l'équipe cherche à avoir une estimation de la masse de ce nucléide. Même avec une faible précision, c'est la masse qui apportera une contrainte, au moins grossière, à la grande gamme des modèles. C'est également important de faire une mesure précise ainsi que d'aller le plus loin possible. Peut-être, on pourrait ainsi redéfinir notre *Didache* donné au début du cours :

*Il y a deux voies : celle de la très courte durée et celle de la très haute précision
et il y a une grande différence entre ces deux voies...
... mais elles sont complémentaires !*

REFERENCES

- [AME] G. Audi and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys. A* 565 (1993) 1
- [An95] M.H. Anderson *et al.*, *Science* 269 (1995) 198
- [AT99] M. Arnould and K. Takahashi, *Rep. Prog. Phys.* (1999) in print
- [Be97] D. Beck *et al.*, *Hyperfine Interactions* 108 (1997) 219
- [Be98] D.J. Berkeland *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 2089
- [BG86] L.S. Brown and G. Gabrielse, *Rev. Mod. Phys.* 58 (1986) 233
- [Bi92] G. Birkl, S. Kassner and H. Walter, *Nature* 357 (1992) 310
- [Bo92] G. Bollen *et al.*, *Phys. Rev. C* 46 (1992) R2140
- [Bo96] G. Bollen *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* 368 (1996) 675
- [Bo98] G. Bollen *et al.*, *AIP Conference Proceedings* CP 457 (1999) 965
- [BT95] J.J. Bollinger *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 352
- [BW90] J.J. Bollinger and D.J. Wineland, *Scientific American*, January (1990) p. 124
- [By95] J. Byrne, *Physica Scripta* T59 (1995) 311
- [Ch93] D.A. Church, *Physics Reports* 228 (1993) 254
- [Ch95] D.A. Church, *Physica Scripta* T59 (1995) 216
- [CP90] C. Cohen-Tannoudji and W.D. Phillips, *Physics Today*, October (1990) p.33
- [CC98] S. Chu, C.N. Cohen-Tannoudji and W.D. Phillips *Rev. Mod. Phys.* (1998) 685
- [Da76] P.H. Dawson (editor), *Quadrupole mass spectrometry and its applications* (Elsevier, Amsterdam, 1976)
- [Da95] H. Danared, *Physica Scripta* T59 (1995) 121
- [De88] H. Dehmelt, *Physica Scripta* T22 (1988) 102
- [De95] H. Dehmelt, *Physica Scripta* T59 (1995) 87
- [De90] H. Dehmelt, *Rev. Mod. Phys.* 62 (1990) 525
- [De99] A. Derevianko *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 3589
- [DF92] D.J. Douglas and J.B. French, *J. Am. Soc. Mass Spectrom.* 3 (1992) 398
- [Di95] F. DiFilippo *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 144
- [Du95] G.H. Dunn, *Physica Scripta* T59 (1995) 249
- [Dy95] R.S. Van Dyck Jr. *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 134
- [EUR] *EUROTRAPS* - trapping charged particles (<http://www.gsi.de/~eurotraps>)
- [EXO] *EXOTRAPS* - trapping and cooling radioactive nuclei (<http://www.jyfl.fi/~armani/exotrap>)
- [Fi97] P.T.H. Fisk, *Rep. Prog. Phys.* 60 (1997) 761
- [Ga89] G. Gabrielse *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 1360
- [Ga97] G. Gabrielse *et al.*, *ATRAP* proposal (see <http://hussle.harvard.edu/~atrap>)
- [Ga99] G. Gabrielse *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 3198
- [Ge95] D. Gerlich, *Physica Scripta* T59 (1995) 256
- [GA96] S. Goriely and M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 312 (1996) 327
- [GR99] J.S. Grossman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 935
- [Ha97] D. Habs *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. B* 126 (1997) 218 (see also <http://isolde.cern.ch/>)
- [HI98] *HITRAP* proposal, GSI, 1998 (see <http://www-aix.gsi.de/~exotrap/hitrap.htm>)
- [Ho96] M. Holzschneider *et al.*, *ATHENA* proposal (see <http://www.cern.ch/athena>)
- [ISO] B. Jonson, H. Ravn and G. Walter, *Nuclear Physics News* 3 (1993) 5
(see also <http://isolde.cern.ch>)
- [It95] W. Itano *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 106
- [Ja75] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1975) p. 590
- [Kn95] M. Knoop, thèse (F. Vedel, directeur), Université de Provence, Marseille, 1995
- [Ko95] M. Koenig *et al.*, *Int. J. Mass Spectrom. Ion Proc.* 142 (1995) 95

- [Le98] C. Le Brun *et al.*, SPIRAL proposal, LPC-Caen (1998)
- [Lu91] M.D. Lunney and R.B. Moore, *IEEE Trans. Magnetics* 27 (1991) 4174
- [Lu98] D. Lunney, in *Nuclei in the Cosmos V*, edited by N. Prantzos and S. Harissopoulos, (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1998) p. 296
- [LM99] M.D. Lunney and R.B. Moore, *Int. J. Mass Spectrom.* 190 (1999) 153
- [Ma95] R.E. Marrs *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 183
- [MG95] A.G. Marshall and S. Guan, *Physica Scripta* T59 (1995) 155
- [Marrs] R. Marrs, *Physics Today*, October (1994) p. 27
- [MH89] R. March and R. Hughes, *Quadrupole Storage Mass Spectrometry* (Wiley, New York, '89)
- [ML95] R.B. Moore and M.D. Lunney, *Practical Aspects of Ion Trap Mass Spectrometry, Vol. II*, edited by R.E. March and J.F.J. Todd, (CRC Press, Boca Raton, 1995) p. 263
- [Mo96] C. Monroe *et al.*, *Science* 272 (1996) 1131
- [Mo92] R.B. Moore *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods B* 70 (1992) 482
- [ON99] T.M. O'Neil, *Physics Today*, February (1999) p. 24
- [Pa90] W. Paul, *Rev. Mod. Phys.* 62 (1990) 531
- [Pe36] F. M. Penning, *Physica* 3 (1936) 873
- [Ra97] H. Raimbault-Hartmann *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods B* 126 (1997) 378
- [Ri92] J. Rink *et al.*, *Z. Physik A* 342 (1992) 487
- [Re93] I. Rebatel, thèse (F. Vedel, directeur), Université de Provence, Marseille, 1993
- [Ro98] J. Rocher, thèse (F. Vedel, directeur), Université de Provence, Marseille, 1998
- [Sa91] G. Savard *et al.*, *Physics Letters A* 158 (1991) 247
- [Sa97] G. Savard, *Nucl. Phys. A* 626 (1997) 353c
- [Sa99] G. Santarelli *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 4619
- [Sc98] S. Schwarz, doctoral thesis, Johannes Guetenberg Universitaet, Mainz, 1998
- [Sc99] D.R. Schultz, M.R. Strayer and J.C. Wells, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 3976
- [Se99] N. Severijns *et al.*, CERN/ISC/P111 (1999)
- [SMI] C. Carlberg *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 196
- [Th93] R.C. Thompson, *Adv. Atom. Molec. Opt. Phys.* 31 (1993) 63
- [Ts93] C.H. Tseng and G. Gabrielse, *Hyperfine Interactions* 76 (1993) 381
- [VdM] S. Van der Meer, *Rev. Mod. Phys.* 57 (1985) 689
- [Ve92] F. Vedel and M. Vedel, *J. Mod. Optics* 39 (1992) 431
- [Vi75] L.A. Viehland *et al.*, *At. Data Nucl. Data Tables* 16 (1975) 495
- [Vi95] L.A. Viehland and E.A. Mason, *At. Data Nucl. Data Tables* 60 (1995) 37 & refs. therein
- [Wa95] H. Walter *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 360
- [We95] G. Werth, *Physica Scripta* T59 (1995) 206
- [WI87] D.J. Wineland and W.M. Itano, *Physics Today*, June (1987) p.34
- [WS59] R.F. Wuerker, H. Shelton, R.V. Langmuir, *J. Appl. Phys.* 30 (1959) 342

Proceedings of the Nobel Symposium on "Trapped Charged Particles and Related Fundamental Physics" Lysekil, Sweden, August 19-26, 1994, I. Bergstrom, C. Carlberg and R. Schuch (editors), *Physica Scripta* T59 (1995)

"Trapped Charged Particles and Fundamental Physics," Asilomar, California, August 31-September 4, 1998, D.H.E. Dubin and D. Schneider (editors), *American Institute of Physics Conference Proceedings* CP 457 (1999)

Proceedings from the Workshop "Beam Cooling and Related Topics," Montreux, Switzerland, 4-8 October 1993, J. Bossler (editor), CERN report 94-03