HAL open science

Physique fondamentale avec des neutrons ultra-froids

K.V. Protasov

To cite this version:

K.V. Protasov. Physique fondamentale avec des neutrons ultra-froids. École thématique. Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Maubuisson, 18-23 Septembre 2006, 2007. cel-00139966

HAL Id: cel-00139966

https://cel.hal.science/cel-00139966

Submitted on 4 Apr 2007

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.

Physique fondamentale avec des neutrons ultra froids

K. Protasov

Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie
CNRS-IN2P3, Université Joseph Fourier, INPG,
Grenoble

Résumé :
On présente une courte introduction à la physique des neutrons ultra froids (UCN – Ultra Cold Neutrons), dans laquelle on évoquera la découverte de ceux-ci, leurs propriétés les plus importantes ainsi que leur utilisation dans trois expériences de la physique fondamentale : la mesure de la durée de vie du neutron, la mesure de son moment électrique dipolaire et l'étude des états quantiques du neutron dans le champ gravitationnel terrestre.

Abstract :
A short introduction to the physics of Ultra Cold Neutrons (UCN) is given. It covers different aspects from their discovery, their major properties as well as their using in the three experiments of fundamental physics: measurements of the neutron life time and of its electric dipole moment and studies of neutrons quantum states in the Earth's gravitational field.

1. Neutrons ultra froids (UCN)

On utilise le terme « neutrons ultra froids » pour désigner une partie du spectre de neutrons qui ont des énergies extrêmement faibles (de l'ordre de 10^{-7} eV à laquelle on peut associer une température de l'ordre de quelques mK d'où le nom de ces neutrons) et qui peuvent être réfléchis par des surfaces de nombreux matériaux. Leur observation expérimentale date d'approximativement une quarantaine d'années, et la physique liée aux UCN a déjà pu apporter des résultats particulièrement intéressants. Elle vit aujourd'hui sa deuxième jeunesse, en particulier grâce à la construction et à la planification de nouvelles sources de neutrons (y compris celles de UCN) un peu partout dans le monde.
Dans ces cours, nous discuterons brièvement la physique des UCN et ses applications. La présentation plus systématique de la physique des UCN peut être trouvée dans les livres [1.1, 1.2].

1.1. Introduction historique

La propriété fondamentale des UCN – se réfléchir à la surface des matériaux – paraît étonnante, surtout que le neutron lui-même a été découvert grâce à sa capacité à pénétrer de très épaisses couches de matière. C'est pourquoi le stockage des neutrons dans un volume paraissait alors impossible. Cependant, en 1959 Ya.B. Zeldovich a proposé une affirmation inverse [1.3]. Probablement, l'idée que les neutrons peuvent être stockés existait même avant, mais il n'y avait aucune étude expérimentale ni estimation théorique.

Ya.B. Zeldovich a utilisé le fait expérimental que les neutrons qui se propagent le long de la matière subissent une réflexion totale si la composante de la vitesse perpendiculaire à la surface n'excède pas une certaine valeur limite $v_{\lim}$. Alors, il a conclu que tout neutron de vitesse totale inférieure à cette valeur-là doit être réfléchi par la matière. Ces neutrons peuvent être stockés dans un volume.
Il a fallu attendre presque dix ans pour qu'en 1968 le groupe de F.L. Shapiro à JINR (Dubna) fasse la première expérience qui a permis détecter ces UCN [1.4]. Il faut mentionner que cette expérience était largement motivée par l'idée d'utiliser les UCC pour la recherche du moment dipolaire électrique du neutron.
Le schéma de principe de cette première expérience avec les UCN est présenté sur la figure 1.1. Comme source de neutrons, on utilisait le réacteur pulsé IBR de 6 kW de puissance. Les neutrons sortant du réacteur étaient ralentis dans la paraffine, dans laquelle était plongé une partie de guide de neutrons (un tube en cuivre très courbé) par lequel les neutrons étaient déviés dans la salle expérimentale, où ils étaient enfin détectés. Ce tube doit être sous vide, sinon les neutrons sont chauffés par l'interaction avec l'air, et quittent le guide. Le principe de fonctionnement du détecteur était simple : un des deux détecteurs (11 et 12) était fermé par un petit rideau (13) impénétrable pour les UCN mais transparent pour les neutrons plus rapides (il faut dire que le fond des neutrons plus rapides était très important tandis que le taux de comptages des UCN restait très faible – 1 tous les 100 s – à cause de leur flux particulièrement petit). Avec la différence des comptages de deux détecteurs, ce système a permis de voir pour la première fois des neutrons ultra froids.

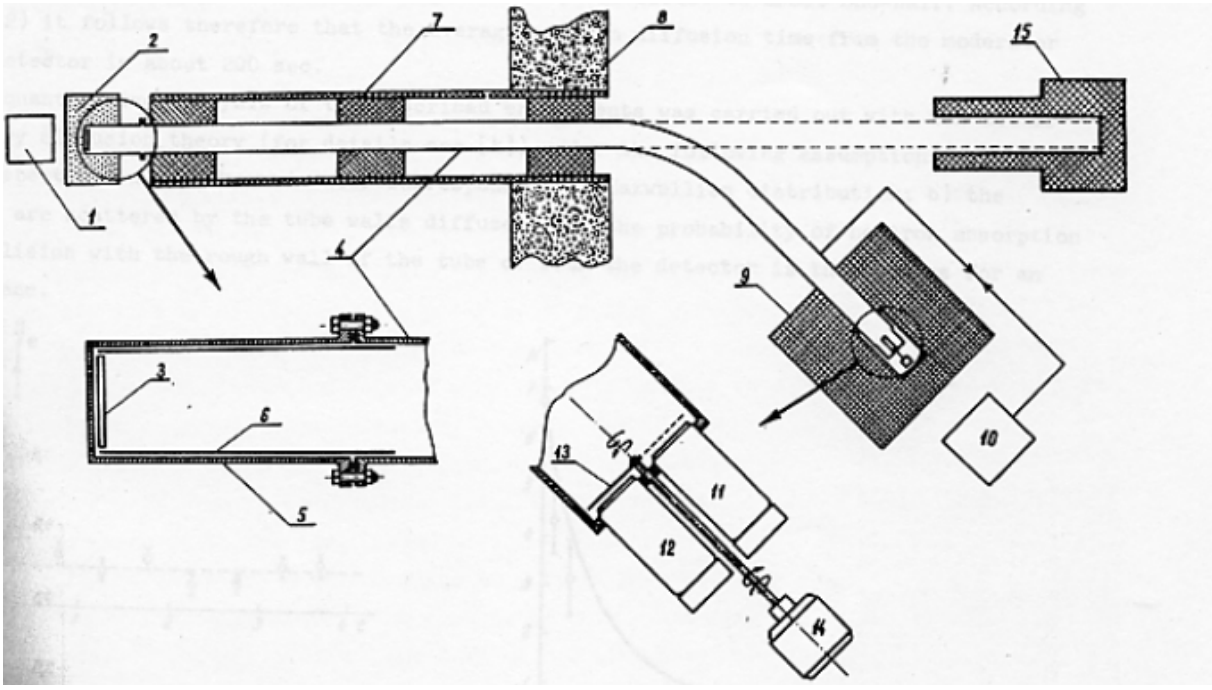

Fig. 1.1. Le schéma de principe de l'expérience. 1 – réacteur ; 2 et 3 – modérateur (2 – paraffine, 3 – une couche fine de polyéthylène) ; 4 – tube en cuivre ; 5 – tube en aluminium ; 6 – tube de cuivre fin; 7, 9 – blindage ; 8 – mur en béton de réacteur de 2 m d'épaisseur ; 10 – guide courbé ; 11, 12 – détecteurs, 13, 14 – l'interrupteur pour les détecteurs et son mécanisme ; 15 – point d'arrêt du faisceau direct.

Il faut dire que la première expérience a échoué pour une raison technique simple : le vide dans le guide n'était pas suffisant, et il y avait deux raison possible pour cela. La première est la mauvaise étanchéité du guide (et comme conséquence l'air qui pénètre là-dedans) et la deuxième est les produits de la décomposition sous l'effet de radiation forte de la source

même des UCN (les expérimentateurs avaient l'impression que les neutrons rapides arrachent les protons au polyéthylène et ceci produit l'hydrogène – un poison mortel pour les UCN). L'envie de continuer cette expérience butait sur la nécessité de fermeture provisoire du réacteur pour sa reconstruction. Lors de la réunion de la direction de JINR, le directeur du laboratoire I.M. Frank (académicien, prix Nobel pour l'explication théorique du rayonnement de Cerenkov) a exprimé un doute sur la nécessité de retard de la mise en reconstruction du réacteur. Il préférerait prendre le temps de comprendre d'abord l'origine du phénomène. En effet, si la raison du mauvais vide était la décomposition du polyéthylène, il aurait probablement fallu changer la conception de l'expérience. La seule solution était de vérifier et prouver aux membres de la direction que le mauvais vide n'était pas lié aux problèmes du modérateur. F.L. Shapiro est sorti de la salle de réunion pour demander à A.V. Strelkov de vérifier (en une demi-heure !) cette hypothèse. La course contre la montre engagée par Alexandre Strelkov est une histoire épique. Il commence par sauter sur un vélo pour se rendre au réacteur, trouve une balance très précise, pèse deux fioles, une vide et une remplie du gaz du guide de neutrons, il s'aperçoit alors qu'il s'agit bien d'air. Finalement, il revient en hate près de la salle de réunion, et glisse sous la porte (la secrétaire ne lui permettait pas d'y rentrer) une feuille avec un seul mot écrit en majuscules : « ВОЗДУХ » (air). Les expériences ont été poursuivies et ont abouti à la découverte des UCN.
Cette anecdote historique racontée par V.K. Ignatovich dans [1.5] n'est pas sans rappeler une autre histoire dramatique plus récente de fermeture LEP au moment du « début de la découverte » du boson de Higgs. Espérons que le LHC nous dira si cette décision était la bonne…
Ce concours de circonstances a permis la publication de ce travail [1.4] juste deux mois avant la publication de Albert Steyerl [1.6] dans laquelle il a mentionné l'observation des neutrons dont le spectre se rapproche des UCN.

1.2. Propriétés des UCN

Les neutrons auxquels nous allons nous intéresser sont des neutrons avec des très faibles vitesses – de l'ordre de 10 m/s. La longueur d'onde de De Broglie de ces neutrons est de l'ordre de 1000 $\mathring{A}$, et quand un neutron interagit avec la matière, il ne voit pas un atome isolé mais plutôt un (très grand) ensemble d'atomes. Cette interaction peut être décrite par un potentiel, dit potentiel de Fermi.
Si nous supposons que le milieu est constitué d'atomes d'un seul élément chimique, alors le potentiel de Fermi U peut être écrit sous la forme :

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m} b_{\text{coh}} N . \tag{1.1}$$

Dans cette expression, b_{coh} est la longueur de diffusion cohérente (une caractéristique microscopique de l'interaction des neutrons avec les noyaux de la matière) ; N la concentration des atomes, m la masse du neutron.
Le signe du potentiel ne dépend que du signe de b_{coh} : les matériaux dont la longueur de diffusion est positive, c'est-à-dire avec un potentiel de Fermi positif, vont pouvoir réfléchir les UCN.
Le phénomène de cette réflexion est très simple. Le mouvement d'un neutron dans la direction z perpendiculaire à la surface à $z = 0$ peut être décrit par l'équation de Schrödinger :

$$\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(z)}{d^2 z} + (E - V(z))\psi(z) = 0 \tag{1.2}$$

avec un potentiel

$$V(z)=\begin{cases}0, & z<0\\ U, & z>0\end{cases}. \tag{1.3}$$

Si l'énergie cinétique du neutron est inférieure à $U>0$, alors le neutron sera réfléchi par la matière quelque soit l'angle de sa quantité du mouvement par rapport à la surface. On peut reformuler cette condition de non pénétrabilité en terme de la vitesse limite :

$$v_{\lim}=\sqrt{2mU}\,. \tag{1.4}$$

Tous les neutrons dont la vitesse est inférieure à cette valeur seront réfléchis. Dans le tableau 1, nous avons donné quelques valeurs de vitesses limites pour les matériaux souvent utilisées dans cette physique.

Il faut dire que pour la plupart des matériaux que nous discutons, on peut négliger le processus de diffusion inélastique (dû à l'excitation des phonons) et l'absorption (dû aux réactions nucléaires que le neutron peut provoquer dans les noyaux atomiques). Soulignons que l'interaction des UCN avec la surface des matériaux est ainsi considérée comme diffusion purement élastique, c'est-à-dire que ces neutrons ne sont pas du tout « chauffés » par la surface, qui peut avoir une température beaucoup plus grande que celle qui est associée aux UCN (quelques mK).

Tableau 1. Les vitesses limites pour quelques matériaux.

Matériel	b_{coh}, fm	Densité, g/cm^3	$v_{\lim}$, m/s
D_2 (liquide)	13	0,15	3,82
D_2O	18,8	1,1	5,57
C (graphite)	6,65	2,25	6,11
C (diamant)	6,65	3,52	7,65
Al_2O_3	24,2	3,7	5,13
SiO_2	15,8	2,3	4,26
Acier	8,6	8,03	6,0

Il faut mentionner deux particularités des UCN. La première est le fait que leur nombre dans un réacteur est extrêmement faible. Par exemple, pour un spectre maxwellien $n(v)$ (neutrons thermalisés) correspondant à la température ambiante de $T=300$ K, les neutrons de vitesse inférieure à la vitesse limite du cuivre $v_{\lim}(\text{Cu})=5,67$ m/s ne représentent qu'une partie infime du nombre total des neutrons :

$$\eta=\frac{\int_0^{v_{\lim}} n(v)dv}{\int_0^{\infty} n(v)dv}\simeq\frac{1}{8}\left(\frac{mv_{\lim}^2}{kT}\right)^2\sim 10^{-11}. \tag{1.5}$$

Le deuxième problème des UCN connu de très longue date, presque depuis leur découverte, est le phénomène que l'on appelle la perte anormale des UCN : les UCN disparaissent des pièges matériels plus rapidement qu'ils ne devraient si l'on ne tient compte que de leur durée de vie. Autrement dit, il existe un mécanisme de perte supplémentaire. Jusqu'aujourd'hui, ce phénomène n'a toujours pas trouvé d'explication, malgré d'intenses efforts répétés. C'est un problème majeur, que nous ne pouvons pas traiter ici au-delà de cette remarque, forcés par l'absence de solution. Notons simplement que la recherche de cette solution n'est pas abandonnée, et des pistes très prometteuses existent.

1.3. Production des UCN

Vu la fraction particulièrement faible des UCN dans un réacteur, il vient naturellement à l'esprit l'idée qu'il faut enrichir cette partie du spectre. La façon le plus naturelle et assez efficace est de refroidir le modérateur (ou plutôt une partie du modérateur). En guise d'illustration, sur la figure 1.2, nous comparons deux spectres maxwelliens correspondant à deux températures différentes, et nous voyons que le nombre de neutrons de basse énergie augmente sensiblement avec la diminution de la température (on a fait une coupure à 500 m/s pour l'illustrer l'idée, alors que, bien sûr, les UCN proprement dit ont des vitesses presque dix fois plus faibles et ne sont même pas visible sur une telle figure). Cette idée est mise en place par l'introduction d'un volume de deutérium liquide (par exemple à 25K) pas très loin du cœur du réacteur. Les neutrons sortent ensuite par un guide. Les nouveaux projets prévoient même l'utilisation d'un glaçon de deutérium solide (qui aura une température encore plus basse – 10 K) mais la réalisation de ces projets nécessitera la solution de nombreux problèmes technologiques (il faut savoir maintenir cette très basse température près du cœur du réacteur, il faut que la durée de vie d'une telle source soit suffisamment grande, il faut garantir sa fiabilité mécanique dans un flux des neutrons extrêmement intense, etc.)

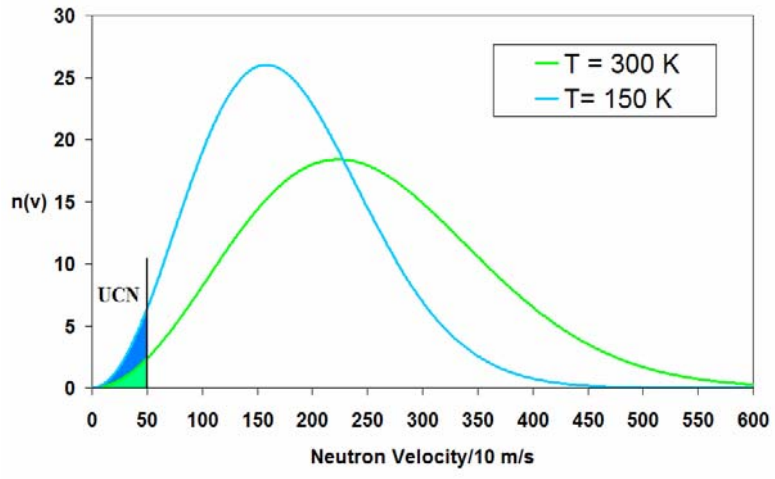

Fig. 1.2. Deux spectres maxwelliens correspondant à deux température différentes : le refroidissement induit une augmentation sensible de nombre des neutrons de basse énergie

Le refroidissement n'est pas le seul processus permettant diminuer les vitesses des neutrons. Les UCN ont des vitesses suffisamment basses pour que l'on puisse envisager et utiliser des solutions mécaniques relativement simples : on fait sortir des neutrons du réacteur vers le haut pour qu'ils perdent d'avantage d'énergie dans le champ pesanteur (par exemple, quand un neutron d'une vitesse de 15 m/s monte de 10 m, il a à la fin une vitesse de 5 m/s) ; Une autre solution est l'utilisation d'une turbine qui tourne dans le sens de mouvement des neutrons : les neutrons rebondissent sur les pales de la turbine et perdent ainsi une partie de leur vitesse. Toutes ces approches sont utilisées dans le réacteur à haut flux de neutrons qui fonctionne à l'Institut Laue Langevin de Grenoble et qui possède toujours la plus grande densité des UCN au monde. Le schéma de l'installation est présenté sur la figure 1.3.

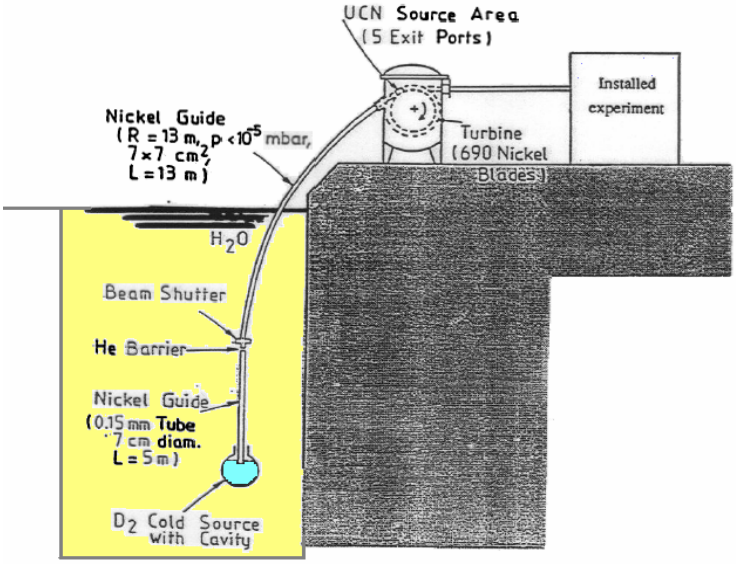

Fig. 1.3. Le schéma de principe du guide PF1B à l'ILL.

La source de deutérium liquide se trouve à approximativement 0,7 m du cœur du réacteur. Les neutrons sont extraits vers le haut par un guide légèrement courbé, ils sont ralentis par la turbine qui les « distribue » aux différentes expériences.

Mentionnons ici une autre idée particulièrement élégante qui utilise les propriétés particulières de l'hélium superfluide, qui a été proposée par R. Golub et M. Pandlebury [1.7]. Sur la figure 1.4 nous avons présenté les lois de dispersion (la dépendance de l'énergie E de la quantité de mouvement Q) pour une particule libre non relativiste de masse m ($E = Q^2/2m$) et pour l'hélium superfluide (une courbe qui est linéaire pour les faibles Q et qui possède un minimum pour les grands Q). Sans discuter l'origine de cette dépendance particulière, on peut voir que ces deux fonctions se croisent en un point particulier. Ceci veut dire qu'un neutron avec une quantité de mouvement de $0,7\,\mathring{A}^{-1}$ peut transmettre son énergie au liquide superfluide (il crée une excitation d'un phonon) en perdant ainsi sa vitesse. Ce processus ne sera efficace que pour les neutrons de cette énergie (initiale) particulière, mais comme les expériences ont montré, ce processus s'avère suffisamment efficace pour obtenir une augmentation sensible de la densité des UCN. Le seul problème (et pas le moindre) est que ces neutrons restent dans l'hélium superfluide. Il faut donc soit faire une expérience in situ (par exemple, ils existent deux projets de mesure du moment dipolaire du neutron dans l'hélium superfluide – CryoEDM), soit apprendre à les extraire de ce liquide (une procédure réaliste existe, mais n'a pas encore été démontré expérimentalement, au moins, au moment de l'écriture de ces cours).

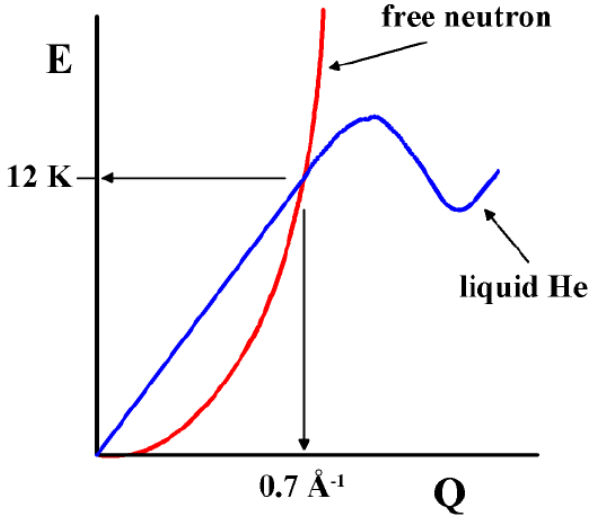

Fig. 1.4. Les lois de dispersion d'une particule non relativiste et de l'hélium superfluide.

Le développement des accélérateurs a donné lieu à une nouvelle génération des sources de neutrons – les sources de spallation. Ce sont des sources pulsées et sont ainsi bien adaptées aux expériences qui ne nécessitent pas de flux continu (c'est également le cas des réacteurs pulsés qui ont généralement les flux de neutrons très important dans le pic mais la moyenne dans le temps reste plus faible que celle des réacteurs à flux constant).
Au titre d'exemple ne citerons ici qu'une nouvelle source de neutrons ultra-froids appelée SUNS (Spallation Ultra-cold Neutrons Source) [1.8] basée sur le processus de spallation qui est en cours de construction au laboratoire PSI (Paul Scherer Institut) à Villigen en Suisse. Les neutrons seront produits par spallation à l'aide d'un faisceau intense de protons ($I_p \geq 2$ mA, $T_p \geq 590$ MeV) dirigé sur une cible de plomb. Après création, les neutrons seront tout d'abord thermalisés dans un volume d'eau lourde d'environ 4 m^3 à température ambiante, puis convertis en neutrons ultra-froids UCN par passage au travers d'un modérateur en deutérium solide maintenu à basse température (~6 K). Le faisceau, opéré en mode pulsé, sera envoyé sur la cible pendant 8 s avec un cycle utile de 1 %. Ce temps devrait être suffisamment long pour pouvoir remplir le volume de stockage de 2 m^3, tout en permettant le maintien du volume de SD_2 à basse température malgré l'importante quantité de chaleur déposée dans la cible (puissance du faisceau ~1 MW).
Des simulations Monte-Carlo ont montré qu'avec cette source, une densité de l'ordre de $3 \cdot 10^3$ UCN/cm^3 peut être fournie aux expériences. Cela représente un gain d'environ 2 ordres de grandeur par rapport à la source la plus dense actuellement disponible auprès du réacteur de l'ILL à Grenoble. Il était prévu que cette source serait opérationnelle au début de 2006.

Sur la figure 1.5 (due à Mike Pundlebury), on voit évolution historique des installations avec le nombre croissant de densité des UCN. Il faut noter que les centres qui disposaient d'une densité non négligeable d'UCN n'étaient pas très nombreux (la plupart de ces installations sont des réacteurs nucléaires). Actuellement, la situation est en train d'évoluer très rapidement avec l'ouverture (ou projection) des différentes sources de spallation : SUNS au PSI en Suisse, LANSCE à Los-Alamos, SNS à Oak Ridge (Etats-Unis), JPark à Osaka au Japon etc. La création de ces nouvelles sources, il faut le dire, est largement motivée par des problèmes de la physique de la matière condensée (et, en particulier, par le développement très rapide des nanosciences et des nanotechnologies) qui sont les plus grands « consommateurs » de

neutrons. Cependant, tous les centres scientifiques préfèrent avoir un programme scientifique large qui couvre assez souvent les problèmes de la physique des UCN.
Notons, pour l'anecdote, qu'au moment où cette figure a été préparée, on croyait pouvoir obtenir les densités des UCN beaucoup plus importantes pour 2006. Ce n'est toujours pas le cas mais le retard par rapport à ces prévisions ne devrait pas être trop grand : la source au PSI devrait être mise en marche dans environ un an (au début de 2008), et les projets des nouvelles sources froides à l'ILL rentrent dans la phase de réalisation.

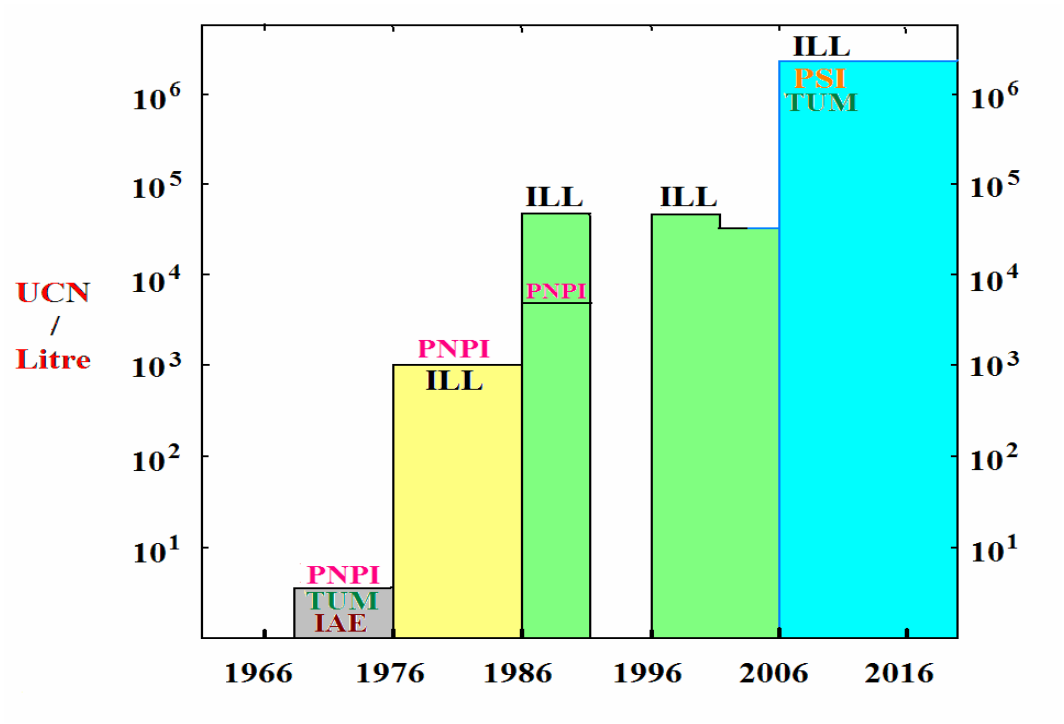

Fig. 1.5. Evolution de la densité des UCN : PNPI – StPetrsburg Nuclear Physics Institut (Gatchina, Russie) ; TUM – Technical University of Munich (Allemagne) ; IAE – Kurchatov Institut of Atomic Energy (Moscou, Russie) ; PSI – Paul Scherrer Institut (Villigen, Suisse).

2. UCN comme outil dans les problèmes de la physique fondamentale

En guise d'illustration de la beauté et de la puissance des UCN dans la solution des problèmes de physique, nous avons choisi trois expériences. Tout d'abord, la recherche du moment dipolaire électrique du neutron. Cette expérience a joué un rôle déterminant dans les recherches des neutrons ultra froids : on les a cherchés pour mesurer ce moment dipolaire. Aujourd'hui, ce sont les UCN qui donnent toute sa puissance à cette mesure. Comme l'a judicieusement remarqué Bob Golub : "It is fair to say that the neutron EDM has ruled out more theories (put forward to explain K^0 decay) than any experiment in the history of physics".

La deuxième expérience dont nous allons discuter ici est la détermination de la durée de vie du neutron, où encore une fois les UCN s'avèrent être l'outil le plus puissant pour trouver le résultat.

Enfin, la dernière expérience liée à la recherche et l'étude des états quantiques du neutron dans le champ gravitationnel n'est réalisable aujourd'hui qu'avec les UCN. Elle fait un pas de plus (qui ne sont pas très nombreux) dans l'étude expérimentale de la mécanique quantique dans les systèmes avec un champ gravitationnel et, pour l'instant, on n'est même pas capable de dire quelles seront les conséquences de cette expérience.

2.1. Moment électrique dipolaire du neutron

Comme nous l'avons déjà dit au début de notre cours, la recherche des UCN a été motivée par la recherche du moment dipolaire du neutron (EDM – electric dipole moment). Supposons que neutron dispose d'un moment dipolaire électrique et ainsi peut être écrit comme produit d'une charge par une distance qui sépare la charge positive de la charge négative :

$$\overrightarrow{d_n} = e \cdot \vec{r} = d_n \hat{\vec{s}} . \qquad (2.1)$$

Mais vu que la seule direction privilégiée que l'on peut associer au neutron est celle de son spin, ce vecteur doit être proportionnel au spin. Le coefficient de proportionnalité d_n, s'il est non nul, implique la violation de la parité P. On peut le voir facilement à partir de la relation (2.1) si l'on remarque que l'opération de la parité P, par définition, renverse le vecteur $\vec{r} \to -\vec{r}$ et, par contre, l'opérateur du spin ne change pas de signe : $\hat{\vec{s}} \to \hat{\vec{s}}$. Ainsi, d_n est un pseudo scalaire, c'est-à-dire qu'il n'est pas conservé dans l'opération du renversement de l'espace. En effet, une valeur non nulle de l'EDM implique non seulement la violation de la parité P mais aussi celle de T, ce qui est équivalent à la violation de CP si l'on admet la conservation de CPT.

Aujourd'hui, la motivation de cette expérience est d'observer une nouvelle source de violation de CP au-delà du Modèle Standard. La violation de CP n'a été observée jusqu'à présent que dans le cas de la désintégration des mésons K^0 et plus récemment dans celui des mésons B. On suspecte en particulier l'existence de telles sources dans le secteur baryonique : c'est une des conditions nécessaires suggérées par Sakharov [2.1] pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière observée dans notre Univers.

L'avantage principal de cette observable physique est que le Modèle Standard donne une valeur extrêmement faible pour le moment dipolaire du neutron (de l'ordre de $10^{-32} \div 10^{-34}\ e \cdot \mathrm{cm}$) et ainsi facilite la recherche de la nouvelle physique : tout résultat non nul supérieur à cette valeur serait le signe d'une physique au-delà du Modèle Standard.

Depuis la première mesure de Ramsey [2.2] à la fin des années cinquante, la limite supérieure a été diminuée de 6 ordres de grandeur, pour atteindre la valeur actuelle [2.3]

$$|d_n| < 2{,}9 \cdot 10^{-26}\ e \cdot \mathrm{cm} \quad (90\%\ \mathrm{CL}) \qquad (2.2)$$

qui provient d'une expérience réalisée sur la source de neutrons ultra-froids du réacteur de l'ILL. Cette expérience (comme toutes celles qui visent à améliorer cette limite) sont des expériences particulièrement sophistiquées avec une étude très poussée des erreurs systématiques. Juste à titre d'exemple, on doit prendre en compte l'interaction du mouvement du neutron avec la rotation de la Terre (!) – comme une des sources possibles et visibles d'erreurs systématiques [2.4].

C'est pourquoi ici nous ne discuterons que le principe de ce type d'expériences qui utilisent la méthode dite de Ramsey.

Quand on plonge un neutron de moment dipolaire magnétique $\vec{\mu}_n$ dans un champ d'induction $\vec{B}$, l'énergie d'interaction est donnée par le produit scalaire $-\vec{\mu}_n \cdot \vec{B}$. De la même manière, si le neutron de moment électrique dipolaire $\vec{d}_n$ est plongé dans un champ électrique $\vec{E}$, l'énergie d'interaction est égale à $-\vec{d}_n \cdot \vec{E}$. L'hamiltonien du neutron dans les deux champs est donné par :

$$\hat{H} = -\vec{\mu}_n \cdot \vec{B} - \vec{d}_n \cdot \vec{E} . \tag{2.3}$$

La différence d'énergie entre les états du neutron vaut :

$$\varepsilon = 2\mu_n B \pm 2d_n E . \tag{2.4}$$

Un champ magnétique supplémentaire oscillant peut induire des transitions entre les deux états (spin-flip). C'est la base de la méthode de résonance de Ramsey où, à un neutron polarisé plongé dans un champ électrique et un champ magnétique colinéaires, on applique une série de deux impulsions de champ magnétique oscillant (RF) séparés par une période de durée T de précession libre. La séquence expérimentale d'application des impulsions de champ magnétique oscillant est présentée sur la figure 2.1 :

1. Le spin du neutron suit la direction du champ magnétique constant (sans champ RF) ;
2. On applique un pulse de champ RF pour mettre le spin du neutron dans le plan perpendiculaire au champ magnétique constant ;
3. On laisse précesser le spin du neutron autour du champ magnétique et du champ électrique (avec sa fréquence de Larmor) pendant un temps T ;
4. Un pulse supplémentaire du champ RF met le spin du neutron anti-parallèle au champ magnétique constant.

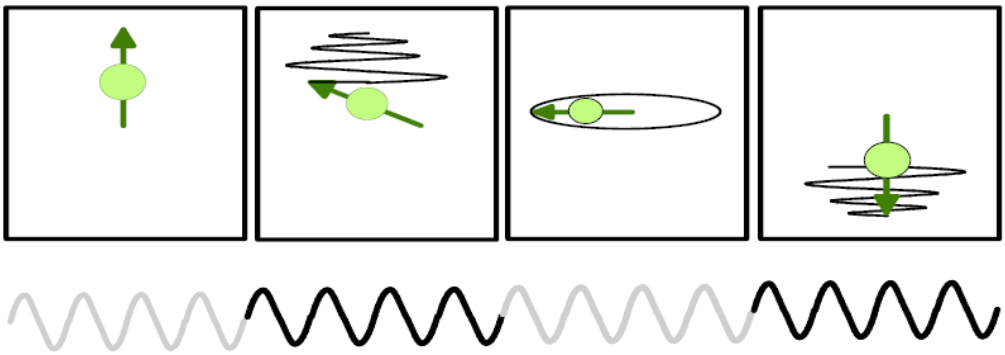

Fig. 2.1. La séquence expérimentale d'application du champ magnétique (RF) dans la méthode de Ramsey.

La vitesse de précession du spin (quand il est perpendiculaire au champ magnétique) et la phase accumulée dépendent de la valeur du champ et définissent la probabilité de spin-flip (autrement dit, le nombre de neutrons avec le spin renversé après la deuxième application du champ RF).

La méthode consiste à mesurer des décalages de la fréquence de résonance de Larmor induits par le couplage $-\vec{d}_n \cdot \vec{E}$. En inversant le sens de $\vec{E}$, on devrait observer un décalage $\Delta\nu$ directement proportionnel à $d_n E$:

$$\Delta\nu = \nu_\uparrow - \nu_\downarrow = \frac{4 d_n E}{h}. \tag{2.5}$$

Pour chaque configuration ($\vec{E}_\uparrow$ et $\vec{E}_\downarrow$) et pour différentes fréquences du champ RF appliqué, on compte le nombre de neutrons dans chaque état de polarisation après qu'ils ont subi la procédure de Ramsey. On détermine alors les fréquences $\nu_\uparrow$ et $\nu_\downarrow$ en ajustant une courbe de résonance aux données. Un exemple d'une telle courbe est donné sur la figure 2.2.
En pratique, on fait précesser des neutrons ultra-froids polarisés dans une enceinte où règnent un très faible champ magnétique (de l'ordre du micro tesla) et un champ électrique le plus élevé possible (de l'ordre de 15 kV/cm). L'erreur statistique σ_d sur le moment électrique dipolaire ainsi obtenu est donnée par :

$$\sigma_d = \frac{h}{4\pi\alpha T E \sqrt{N}}, \tag{2.6}$$

où α, appelé visibilité de la frange centrale, est relié à la polarisation des neutrons et T le temps qui sépare l'application des champs RF pendant lequel le neutron précesse librement. On voit que cette erreur dépend du nombre total N de neutrons, et pour la minimiser, il faut augmenter la statistique.

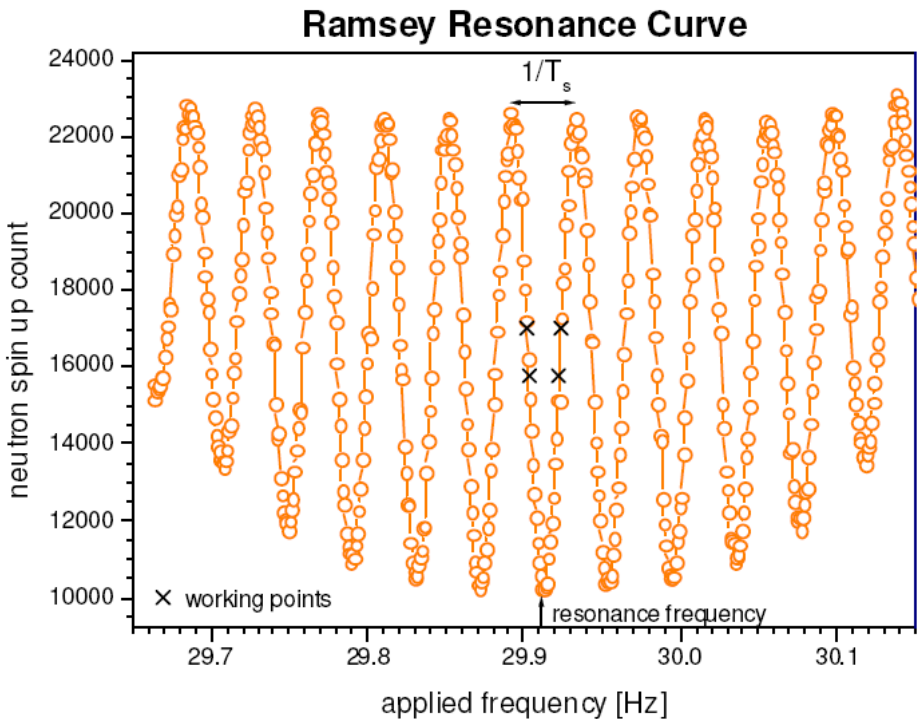

Fig. 2.2. Le nombre de neutrons avec un spin parallèle au champ magnétique constant en fonction de la fréquence du champ magnétique oscillant (courbe de Ramsey).

Des nombreux projets visent à augmenter le nombre d'UCN. On rappellera encore une fois la construction de la nouvelle source de neutrons ultra-froids SUNS au PSI qui devrait permettre d'augmenter la densité de neutrons dans l'enceinte de précession d'un facteur 100, par rapport à la source de l'ILL. Un autre projet qui porte le nom CryoEDM envisage de produire des

UCN dans un volume important de ^{4}He (par la méthode discuté dans la première partie du cours) en réalisant les mesures in situ.

2.2. La durée de vie du neutron

Une des mesures où l'utilisation des UCN s'avère particulièrement précieuse est celle de la durée de vie du neutron τ. La connaissance de la valeur précise de τ est importante, au moins pour deux raisons.

La première est liée à l'étude de la Matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa qui décrit le mélange des saveurs. Dans l'hypothèse d'existence de trois générations de quarks, cette matrice doit être unitaire, et cette condition impose une relation entre les éléments de la première ligne de cette matrice qui décrivent le couplage du quark *u* avec les quarks *d*, *s* et *b* :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1. \tag{2.7}$$

Cette relation peut et doit être vérifiée expérimentalement par des mesures de ces éléments matriciels séparément. Le premier V_{ud} gouverne la désintégration du neutron

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$$

et il est lié à la durée de vie du neutron par la relation [2.5]

$$|V_{ud}|^2 = \frac{(4908,7 \pm 1,9)s}{\tau(1+3\lambda^2)}$$

où $\lambda = g_A / g_V$ est le rapport des constantes axial-vecteur et vecteur de l'interaction faible. Ce rapport est déterminé (avec une très grande précision) à partir d'une autre observable qui peut être mesurée dans la désintégration du neutron – l'asymétrie *A*. Les incertitudes dans le numérateur tiennent compte de la précision du calcul des corrections radiatives.

Ainsi la précision recherchée de la mesure de la durée de vie du neutron est de l'ordre de 10^{-3}. C'est pourquoi la mesure de τ est de première importance.

La deuxième raison qui rende la connaissance de la durée de vie du neutron très importante est le rôle majeur que joue τ en cosmologie, dans le cadre de la théorie standard du Big Bang. Le modèle de la nucléosynthèse primordiale prédit l'abondance des noyaux légers (D, ^{3}He, ^{4}He et ^{7}Li) en utilisant les taux des différentes réactions avec le neutron ($n \leftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, n + \nu_e \leftrightarrow p + e^-$, etc.). Aujourd'hui l'incertitude théorique sur l'abondance de ^{4}He primordiale est dominée par l'incertitude sur la durée de vie du neutron [2.6].

Il existe deux approches principales pour mesurer τ : l'étude de désintégrations en vol (avec les neutrons froids) et l'étude de désintégrations des neutrons stockés dans un piége matériel ou magnétique.

Dans les expériences du premier type on mesure la vitesse de la désintégration du faisceau des neutrons dans un volume défini du faisceau. La durée de vie est déterminée à partir de l'équation

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau}. \tag{2.8}$$

où *N* est le nombre de neutrons et dN/dt est la vitesse d'apparition des produits de désintégrations (protons et électrons) dans le volume fixé. Dans ces expériences, il est indispensable de mesurer à la fois le nombre de neutrons et la vitesse de leur disparition.

Les expériences dans lesquelles les neutrons (ultra froids) sont stockés dans un piège (on ne discutera ici que des pièges matériels) se sont basées sur la solution de l'équation (2.8) :

$$N(t) = N(0)\exp\left(-\frac{1}{\tau_{\text{eff}}}\right). \tag{2.9}$$

où nous avons introduit explicitement la durée du stockage τ_{eff}, qui est différente de τ à cause des pertes des UCN sur les parois des pièges, caractérisées par le temps τ_{pertes} :

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{\text{pertes}}}. \tag{2.10}$$

Comme nous l'avons déjà discuté dans la première partie de cette présentation, ces pertes mal comprises et difficilement contrôlables représentent un problème majeur pour la physique des UCN. Elles sont à l'origine des erreurs systématiques dans ce type d'expériences, et tant que leur nature reste incomprise, il persistera un doute quant à la validité des résultats obtenus par cette méthode. Néanmoins, elle reste la plus précise au jour d'aujourd'hui et nous allons voir le principe de fonctionnement des installations expérimentales utilisant des UCN pour mesurer la durée de vie du neutron.

Pour contourner le problème des pertes difficilement contrôlables, on utilise une astuce : ces pertes sont dues à l'interaction des neutrons avec la surface des parois du piège dans lequel les neutrons sont confinés. Donc le temps τ_{pertes} dépend du rapport entre la surface S et volume V du piège. Dans la limité d'un piège infini $V/S \to \infty$, ce paramètre τ_{pertes} doit tendre vers 0, et le temps effectif vers la durée de vie du neutron. Ainsi, l'idée est de construire un piège d'une taille variable et d'étudier la durée de confinement du neutron dans ce piège en fonction du rapport V/S. Un exemple de l'installation expérimentale type [2.7] est présenté sur la figure 2.3.

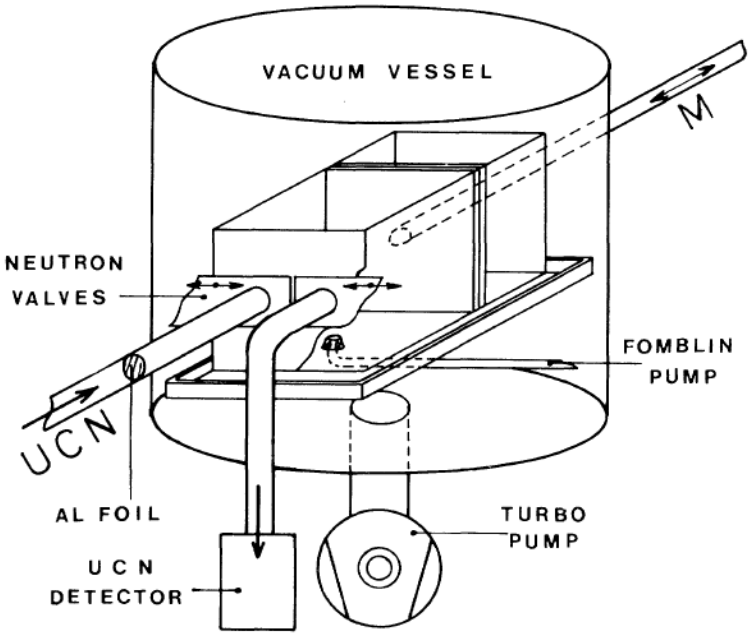

Fig. 2.3. Le schéma de l'expérience typique pour mesurer la durée de vie du neutron avec les UCN.

Les UCN sont accumulés dans un piège de volume variable grâce à un des murs du piège qui est mobile. Sur la figure 2.4 on a présenté l'inverse du temps

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{t_2 - t_1}{\ln\left[N(t_1)/N(t_2)\right]}. \tag{2.11}$$

de stockage mesuré en fonction de l'inverse du parcours moyen entre deux collisions $\lambda = 4V/S$ (pour les différentes valeurs de l'intervalle de mesure $t_2 - t_1$). Il faut souligner que le rapport $N(t_1)/N(t_2)$ ne dépend ni de l'efficacité du détecteur, ni de la densité initiale des neutrons. De plus, la durée de mesures $t_2 - t_1$ peut être suffisamment grande (comparable à la

durée de vie du neutron) pour que les taux de comptage soient très grands et que le bruit de fond soit négligeable.

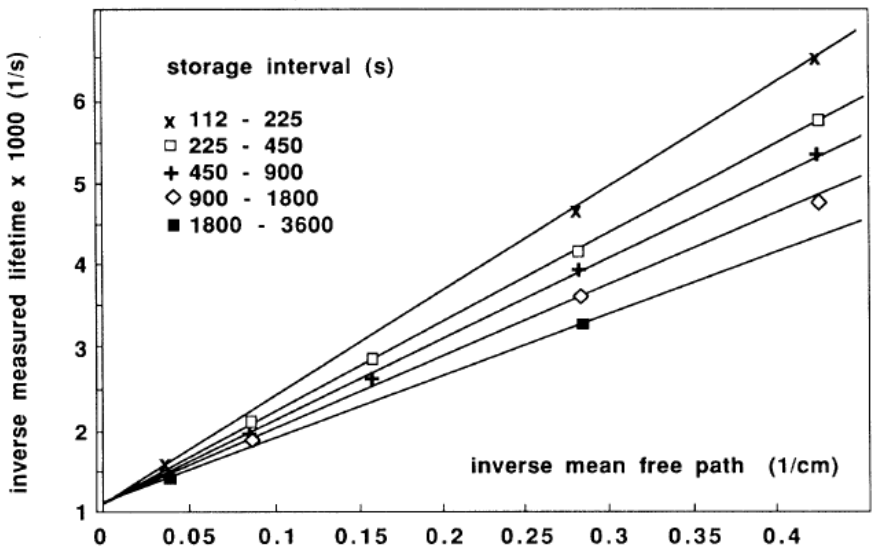

Fig. 2.4. Temps du stockage en fonction de l'inverse du parcours moyen entre deux collisions.

L'extrapolation $\lambda \to \infty$, permet d'obtenir la durée de vie du neutron :

$$\tau = (887,6 \pm 3,0) \text{ s} . \tag{2.12}$$

Pour donner un aperçu de la situation expérimentale avec la mesure de τ, nous présentons dans le tableau suivant les résultats des dernières expériences avec une mention du type de celles-ci.

Tableau 2. La durée de vie du neutron obtenue dans les différentes expériences.

τ, s	Type	Auteurs, Année
$878,5 \pm 0,7 \pm 0,3$	stockage	A.P. Serebrov et al., 2005
$886,8 \pm 1,2 \pm 3,2$	faisceau	M.S. Dewey et al., 2003
$885,4 \pm 0,9 \pm 0,4$	stockage	S.S. Arzumanov et al., 2000
$889,2 \pm 3,0 \pm 3,8$	faisceau	J. Byrne et al., 1996
$882,6 \pm 2,7$	stockage	W. Mampe et al., 1993
$888,4 \pm 3,1 \pm 1,1$	stockage	V.V. Nesvizhevsky et al., 1992
$893,6 \pm 3,8 \pm 3,7$	faisceau	J. Byrne et al., 1990
$887,6 \pm 3,0$	stockage	W. Mampe et al., 1989
872 ± 8	stockage	A.G. Kharitonov et al., 1989
$878 \pm 27 \pm 14$	faisceau	R. Kossakowski et al., 1989
877 ± 10	stockage	W. Paul et al., 1989
891 ± 9	faisceau	P.E. Spivak et al., 1988
$876 \pm 10 \pm 19$	faisceau	J. Last et al., 1988
870 ± 17	faisceau	M. Arnold et al., 1987
903 ± 13	stockage	Yu.Yu. Kosvintsev et al., 1986
937 ± 18	faisceau	J. Byrne et al., 1980
881 ± 8	faisceau	L.N. Bondarenko et al., 1978
918 ± 14	faisceau	C.J. Christensen et al. 1972

Toutes les expériences sauf la dernière (la première ligne dans ce tableau) s'accordent assez bien entre elles et on peut calculer la valeur moyenne en pondérant ces résultats par leurs poids respectifs [2.5] :

$$\tau = (885,7 \pm 0,8)\ \text{s}\,. \tag{2.13}$$

Malheureusement (ou heureusement) la dernière mesure de l'équipe de A.P. Serebrov affichée comme la plus précise est en flagrant désaccord avec cette valeur (la différence entre les deux valeurs dépasse 6σ). En fait, la valeur moyenne (2.13) est largement dominée par l'expérience du groupe de V.I. Morozov faite à l'ILL (S.S. Arzumanov et al., 2000) et il faut y voir surtout un désaccord entre les deux expériences utilisant les UCN stockés dans un piège matériel.

La raison de ce désaccord est probablement dans la sous estimation des erreurs systématiques dans une ou les deux expériences : tant que la nature des pertes n'est pas connue, on pourra difficilement prétendre avoir une incertitude systématique sur la durée de vie du neutron inférieure à une seconde. Une nouvelle expérience utilisant probablement d'autres types d'approches (pièges magnétiques, par exemple) serait particulièrement précieuse pour clarifier cette situation.

2.3. Etats quantiques du neutron dans le champ de pesanteur

Le problème du mouvement d'une particule de masse m dans le champ de pesanteur avec l'accélération g au-dessus d'un miroir parfait est un exercice de mécanique quantique connu de longue date. La solution de l'équation de Schrödinger dans ce potentiel a été découverte dans les années 1920 [2.8] et peut être trouvée dans la plupart des livres d'exercices de mécanique quantique [2.9, 2.10]. Pendant très longtemps, ce problème était considéré comme un excellent exercice purement académique qui admet des solutions analytiques exactes et qui peut être également traité par les méthodes approchées (en particulier, en approximation quasi-classique) avec des résultats assez spectaculaires.

L'extrême faiblesse de l'interaction gravitationnelle restait toujours l'obstacle majeur pour que ces états soient mis en évidence expérimentalement. Pour contourner cette difficulté, il faut utiliser des particules neutres de longue durée de vie et pour lesquelles l'interaction avec le miroir puisse être considérée comme une réflexion parfaite. Le choix d'un tel système n'est pas très grand : soit les UCN, proposés dès la fin des années 1970 [2.11], soit les atomes ultra froids (pour lesquels d'ailleurs, la mise en évidence des états quantiques reste pour l'instant à faire). Comme nous l'avons déjà discuté, un des problèmes majeurs des UCN est leur faible intensité. C'est pourquoi la série d'expériences [2.12, 2.13, 2.14] que nous allons discuter ici ne pouvait être faite qu'auprès du réacteur à grand flux de l'ILL.

2.3.1. Exercice de mécanique quantique

Commençons par un rappel de la solution de cet exercice de mécanique quantique. La fonction d'onde $\psi(z)$ du neutron dans le champ de pesanteur terrestre au-dessus ($z > 0$) du miroir parfait satisfait l'équation de Schrödinger suivante :

$$\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(z)}{d^2 z} + (E - V(z))\psi(z) = 0\,. \tag{2.14}$$

Le miroir situé à $z = 0$ peut être approximé par un potentiel infini :

$$V(z) = \begin{cases} \infty, & z < 0 \\ mgz, & z > 0 \end{cases}. \tag{2.15}$$

Il faut noter que l'énergie du neutron dans son état fondamental, comme nous le verrons plus tard, est de l'ordre de 10^{-12} eV et elle est beaucoup plus petite que la valeur du potentiel de Fermi du miroir qui est de l'ordre de 10^{-7} eV. Le domaine dans lequel le potentiel de Fermi

croît de 0 à presque l'infini n'excède pas quelques nanomètres. Il est ainsi beaucoup plus faible que la taille de la fonction d'onde dans l'état fondamental, qui est de l'ordre d'une dizaine de microns. C'est pourquoi l'approximation du potentiel de Fermi par une discontinuité du deuxième ordre est parfaitement valable. Ce potentiel infini en zéro donne la condition à l'origine pour la fonction d'onde :

$$\psi(z=0)=0. \tag{2.16}$$

La solution exacte de l'équation (2.14) avec le potentiel (2.15) et régulière en $z=0$ est donnée par une fonction spéciale dite fonction d'Airy [2.15].

$$\psi(z)=C\,\mathrm{Ai}\left(\frac{z}{z_0}\right). \tag{2.17}$$

Dans cette expression, nous avons introduit explicitement l'échelle caractéristique du problème

$$z_0=\sqrt[3]{\frac{\hbar^2}{2m^2g}}\approx 5{,}87\ \mu\mathrm{m} \tag{2.18}$$

et la constante de normalisation C.
La condition en zéro (2.16) donne la condition de quantification

$$z_n=z_0\lambda_n \tag{2.19}$$

où λ_n sont des zéros de la fonction d'Airy qui définissent les énergies quantiques du système

$$E_n=mgz_0\lambda_n \tag{2.20}$$

Pour les quatre premiers états, nous avons

$$\lambda_n=\{2.34,\ 4.09,\ 5.52,\ 6.79,\ \ldots\}$$

qui donnent

$$E_n=\{1.4,\ 2.5,\ 3.3,\ 4.1,\ \ldots\}\ \mathrm{peV} \tag{2.21}$$

La probabilité de présence $|\psi_n|^2$ pour ces quatre premiers états est présentée sur la figure 2.5.

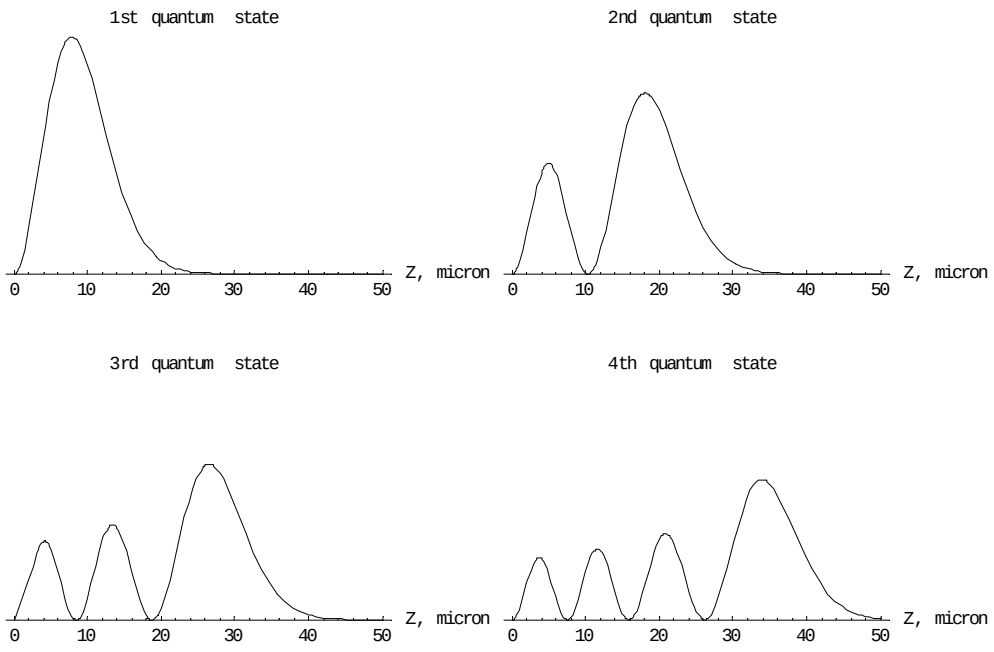

Fig. 2.5. La probabilité de présence $|\psi_n|^2$ en fonction de z pour les quatre premiers états quantiques.

Ce système et les fonctions d'ondes correspondantes ont de nombreuses propriétés remarquables, par exemple :

1. Toutes les fonctions d'ondes ont la même dérivée à l'origine qui est liée à l'intégrale de normalisation [2.16]

$$\psi'(0) = \left(\int_0^\infty \psi^2(\varsigma) d\varsigma \right)^{1/2}$$

2. De nombreux éléments matriciels peuvent être calculés analytiquement. Par exemple, pour l'opérateur d'impulsion (quantité de mouvement), on a les éléments non diagonaux $n \neq m$

$$(p_z)_{nm} = \frac{i\hbar}{z_n - z_m}$$

ou pour l'opérateur de coordonnée, les éléments non diagonaux $n \neq m$ (voir [2.17] où on peut trouver une relation de récurrence pour toute puissance de cet opérateur)

$$(z)_{nm} = 2z_0^3 \frac{(-1)^{n-m+1}}{(z_n - z_m)^2}$$

Ces résultats analytiques rendent le travail assez facile et agréable d'autant plus que les méthodes approchées (en particulier, l'approximation quasi-classique) donnent, pour ce problème de mécanique quantique les résultats remarquables. Par exemple, la formule de Bohr-Sommerfeld dûment modifié pour le potentiel infini [2.10] donne les énergies quasi-classiques E_n^{qc} ($n = 1, 2, 3, \ldots$)

$$E_n^{\mathrm{qc}} = \sqrt[3]{\left(\frac{9m}{8}\right)\left(\pi\hbar g\left(n - \frac{1}{4}\right)\right)^2} \tag{2.22}$$

qui se trouvent en parfait accord (la précision est de l'ordre de 1% même pour le niveau fondamental) avec les solutions exactes (2.21).

Cette expression analytique simple montre que l'énergie croît avec le nombre quantique *n* comme

$$E_n^{\mathrm{qc}} \sim n^{2/3}, \tag{2.23}$$

soit que la distance entre les niveaux voisins diminue avec *n* (le spectre se resserre). Comme d'habitude en approximation quasi-classique, il est utile d'introduire les point de rebroussement (les points tournants) par

$$z_n = E_n / mg, \tag{2.24}$$

qui, pour les quatre premiers états, sont égaux à

$$z_n = \{13.7, 24.0, 32.4, 39.9, \ldots\}\ \mu\mathrm{m}. \tag{2.25}$$

Pour $z > z_n$, on parle de la zone interdite classiquement et dans laquelle le neutron pénètre par effet tunnel. Dans cette zone, la fonction d'onde décroît exponentiellement [2.3, 2.8]

$$\psi_n(\xi_n(z)) \sim \xi_n^{-1/4} \exp\left(-\frac{2}{3}\xi_n^{3/2}\right) \tag{2.26}$$

avec

$$\xi_n = \frac{z}{z_n} - \lambda_n \tag{2.27}$$

2.3.2. Découverte des états quantiques par la méthode dite intégrale

Cette forme de la fonction d'onde a donné l'idée de la méthode qui a permis d'observer les états quantiques pour la première fois. Il faut mesurer la transmission des neutrons à travers d'une fente étroite formée par le miroir horizontal bien poli et un autre miroir spécialement

préparé, l'absorbeur, qui sera capable d'absorber les neutrons avec une grande efficacité. Ce deuxième miroir doit être parfaitement parallèle au premier et se situe à une distance variable Δz de celui-ci.
Si l'absorbeur se trouve plus haut que le point de rebroussement $\Delta z \gg z_n$, alors il ne « touche » pas la fonction d'onde et les neutrons peuvent passer à travers de la fente sans pertes. Si la distance entre le miroir et l'absorbeur Δz diminue, la fonction d'onde de neutron $\psi_n(z)$ commence pénétrer l'absorbeur et la probabilité de pertes augmente exponentiellement. Si Δz devient plus faible que la taille caractéristique de la fonction d'onde de l'état fondamental z_1, alors la fente devient non transparente pour les neutrons. C'est précisément ce phénomène qui a été étudié dans une série des expériences récentes [2.12 – 2.14].

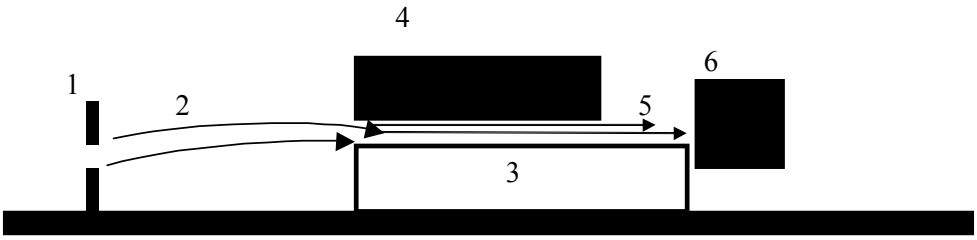

Fig. 2.6. Le schéma de principe de l'expérience. De gauche à droite: les lignes grasses verticales représentent le collimateur d'entrée (1) ; les lignes avec des flèches montrent des trajectoires classiques de neutrons (2) entre le collimateur et la fente formée par le miroir poli (3, rectangle blanc) et l'absorbeur (4, rectangle noir). Les lignes (5) illustrent le mouvement quantique au-dessus du miroir et le carré noir représente le détecteur de neutrons.

Le schéma de l'expérience est présenté sur la figure 2.6. L'expérience consistait dans la mesure du flux de neutrons avec une vitesse horizontale de l'ordre de 5–10 m par seconde à travers de la fente entre le miroir et l'absorbeur. La distance entre le miroir et l'absorbeur peut être ajustée et mesurée avec une très grande précision.
Nous ne rentrons pas ici dans le mécanisme de cette absorption (il a été étudié en détails en [2.14]) mais soulignons simplement qu'avant d'être absorbé le neutron est diffusé par la surface rugueuse de ce miroir, c'est pourquoi dans nos articles nous préférons l'appeler le diffuseur et non pas l'absorbeur. Les propriétés de diffusion de ce miroir s'avèrent être beaucoup plus importantes que ses propriétés d'absorption.
Le spectre avant l'installation est isotrope et uniforme en hauteur et à l'entrée sa forme était définie par deux plaques du collimateur. Des efforts particuliers ont été entrepris pour la protection antivibratoire, contre le bruit de fond de neutrons et de gammas, et contre les champs magnétiques parasites avec lesquels les neutrons interagissent par leur moment magnétique. La description plus détaillée de ces blindages ainsi que du système de détection et de nivellement peut être trouvée dans les articles originaux [2.12 – 2.14].
En première approximation, le mouvement horizontal et le mouvement vertical du neutron peuvent être considérés comme indépendants. Le mouvement horizontal avec une vitesse moyenne de l'ordre de 5–10 m/s obéit aux lois classiques tandis que le mouvement vertical avec les vitesses de l'ordre de quelques centimètres par seconde et les énergies de l'ordre de quelques pico eV (2.21) est un mouvement quantique.
La longueur du miroir est déterminée par la relation d'incertitude énergie-temps $\Delta E \Delta t \sim \hbar$ et donne, même si cela peut paraître surprenant, une taille macroscopique à l'installation expérimentale. L'observation expérimentale n'est possible que si la distance entre les deux niveaux voisins $\Delta E_n = E_{n+1} - E_n \sim 1/n^{1/3}$ est plus grande que la largeur du niveau δE. Vu que la distance entre les niveaux diminue avec *n*, il est plus facile de mesurer les états les plus bas du spectre. La largeur de l'état quantique est déterminée par sa durée de vie (dans notre cas,

par la durée de l'observation, i.e. par la durée du vol de neutron au-dessus du miroir). Ainsi le miroir doit avoir une longueur telle que la durée du vol, soit $\Delta\tau \geq 0.5$ ms. Pour les neutrons ayant des vitesses de 10 m/s à 5 m/s, cela donne la taille de miroir de 10 cm.

Les résultats de la première expérience [2.12, 2.13] sont présentés sur la figure 2.7 où on voit clairement la différence entre le comportement prévu par la mécanique classique (ligne continue) et l'observation expérimentale qui suit fidèlement le comportement quantique espéré (ligne discontinue). En particulier, on voit explicitement que la fente entre le miroir et l'absorbeur n'est absolument pas transparente (le flux est égal à zéro au bruit de fond près) tant que son ouverture est inférieure à approximativement 15 microns (la valeur prédite par la mécanique quantique – la position du premier point de rebroussement). La ligne en tirets représente les calculs dans un modèle simple de mécanique quantique ; les nombres d'occupations des niveaux quantiques et la résolution expérimentale sont considérés comme paramètres ajustables.

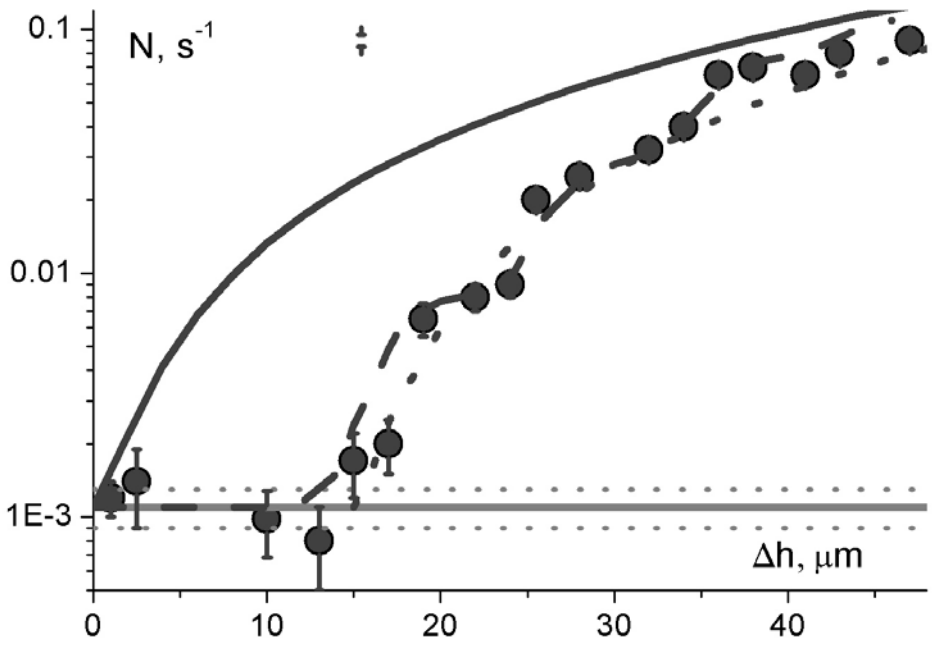

Fig. 2.7. Flux des neutrons à travers d'une fente entre le miroir et l'absorbeur en fonction de la distance entre eux obtenu lors de la première expérience [2.12, 2.13]. La ligne en tiré représente les calculs dans un modèle simple de mécanique quantique ; les nombres d'occupations des niveaux quantiques sont considérés comme paramètres ajustables. La ligne continue donne le comportement classique et la ligne en pointillé – un modèle quantique simplifié qui ne tient compte que de l'état fondamental.

La ligne continue donne le comportement classique qui, d'ailleurs reproduit très bien des données expérimentales à partir de 50–100 μm.
On peut penser que l'amélioration de la résolution expérimentale permettra voir une fonction « en escalier » pour séparer mieux des états quantiques voisins. Cependant, l'expérience suivante a montré que ceci n'est pas du tout le cas. L'augmentation assez spectaculaire de la statistique ne donne qu'un effet médiocre.
Ce résultat, au premier coup d'œil très décevant, trouve une explication théorique assez simple : il existe une résolution minimale qui limite la résolution expérimentale et qui est due au système lui-même. Cette résolution minimale est liée au mécanisme d'absorption des neutrons et s'explique par l'effet tunnel. En fait, la vision de absorption comme processus avec une probabilité de 100% si la taille de la fente est inférieure à la position du point de rebroussement et de 0% si elle est supérieure est, bien sûr, trop simple. Même si l'absorbeur

se trouve à une hauteur (légèrement) supérieure à la position du point de rebroussement, il existe la probabilité non nulle que neutron se trouve dans un domaine interdit classiquement mais autorisé par la mécanique quantique – c'est l'effet tunnel.
On peut assez facilement décrire ce phénomène en se servant d'exactement la même approche que celle qui est utilisée pour décrire la désintégration des noyaux par l'émission des particules alpha. Ceci est d'autant plus facile que les fonctions d'ondes dans le domaine inaccessible classiquement ont une forme quasi-classique simple (2.26). On peut obtenir ainsi [2.14] une expression analytique assez simple pour le flux des neutrons à travers de la fente entre le miroir et l'absorbeur.
Dans le cadre de l'approche quasi classique ce flux $F(\Delta z)$ comme fonction de la position Δz d'absorbeur sous le point de rebroussement z_n ($\Delta z > z_n$) peut être écrit, pour un niveau donné comme :

$$F(\Delta z) \sim \mathrm{Exp}\left(-\alpha \mathrm{Exp}\left(-\frac{4}{3}\left(\frac{\Delta z - z_n}{z_0}\right)^{\frac{3}{2}}\right)\right) \tag{2.28}$$

où z_0 est donné par (2.18) et α est une constante qui peut être prise la même pour tous les niveaux. Les résultats de cette expérience sont présentés sur la figure 2.8.

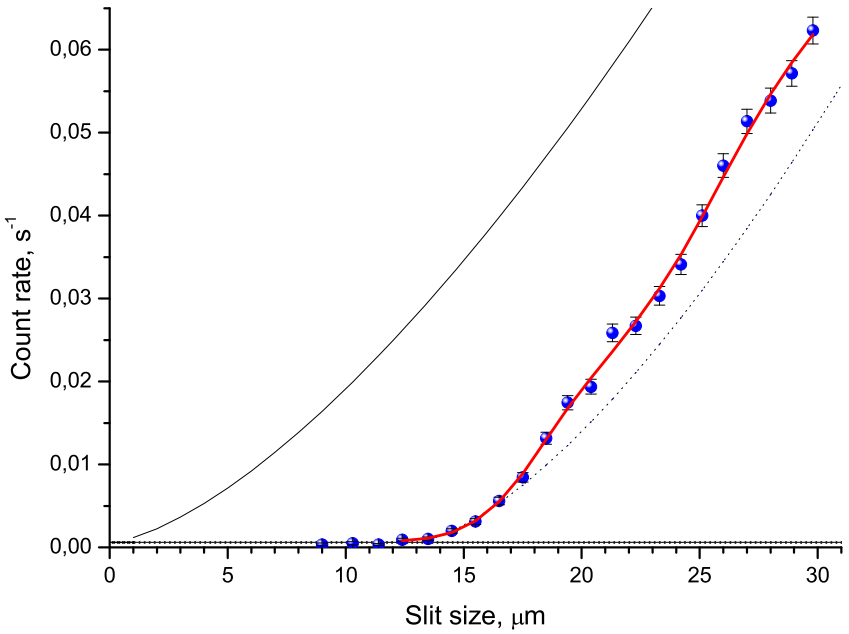

Fig. 2.8. Flux des neutrons à travers d'une fente entre le miroir et l'absorbeur en fonction de la distance entre eux obtenu lors de la deuxième expérience [2.14]. Les courbes sont les mêmes que sur la figure 2.7.

Le facteur exponentiel après cette constante représente tout simplement la probabilité pour le neutron de passer du domaine permis classiquement au domaine inaccessible (classiquement) où se trouve l'absorbeur. Ce modèle décrit très bien les données expérimentales et donne une explication naturelle à la résolution minimale propre au système quantique. Grosso modo, pour que les deux niveaux quantique voisins $n+1$ et n soient résolus, il faut que la distance $z_{n+1} - z_n$ soit plus grande que l'échelle caractéristique du problème $z_0 = 5.87\ \mu\mathrm{m}$ (qui apparaît explicitement dans (2.28)). Si l'on regarde les valeurs des premiers points de rebroussement (2.25), on s'aperçoit que ceci n'est possible que pour l'état fondamental et le

premier état excité car pour même pour la paire suivante $z_3 - z_2 \approx 8\ \mu\text{m}$ est déjà comparable à z_0.

Pour résumer ce paragraphe, on peut dire que les états les plus bas du spectre (et surtout le niveau fondamental) peuvent être clairement identifiés par la méthode intégrale. Cette observation représente en soit un résultat majeur qui peut être utilisé pour en tirer des conclusions intéressantes pour d'autres domaines de physique. Par exemple, il permet d'établir des limitations compétitives aux modifications de la loi de la pesanteur aux échelles proches de l'échelle caractéristique du problème.

Telles modifications sont prédites par des différents modèles si en vogue actuellement (des dimensions supplémentaires, l'axion, la mécanique quantique dite non commutative etc.) Nous ne discuterons pas ici ce type d'application des résultats obtenus mais le lecteur intéressé trouvera des références utiles, par exemple dans [2.18 – 2.20].

Bien sûr, on peut toujours améliorer la résolution en augmentant d'avantage la statistique mais la méthode intégrale trouve très rapidement sa limite dans la résolution des états excités.

2.3.2. Etude des états quantiques par la méthode dite différentielle

Pour résoudre clairement les états quantiques excités et mesurer plus précisément leurs paramètres, on doit appliquer d'autres approches, par exemple, en utilisant le détecteur sensible à la position avec une très haute résolution spatiale qui a été spécialement développé pour cette expérience [2.21].

Nous avons vu que la taille spatiale des fonctions d'onde de ce problème est tout à fait macroscopique (des dizaines de microns). C'est pourquoi on peut envisager la mesure directe de la probabilité de présence – la « photographie » de la fonction d'onde, pourvu que la statistique, c'est-à-dire le flux de neutrons qui se trouvent dans un (ou des) état quantique le permette. L'idée d'une telle mesure est relativement simple : au lieu de mesurer (compter) le nombre de neutrons en fonction de la distance entre le miroir et l'absorbeur, il faut fixer l'absorbeur à une certaine hauteur au-dessus du miroir et voir à quelle hauteur se trouve le neutron (en remplaçant le compteur par un détecteur capable de déterminer la position de neutron avec une grande précision).

Ce système sélectionnerait un nombre limité d'états quantiques (l'idéal serait de ne sélectionner qu'un seul mais le flux de neutrons même venant du réacteur de l'ILL est tellement faible qu'il ne laisse pas beaucoup de chance de trouver le signal par rapport au bruit). Le signal qui passe à travers de ce dispositif représente la somme des carrés des fonctions d'ondes de quelques états présents qui ne sont pas absorbés par l'absorbeur (on peut négliger les termes d'interférence car le spectre des vitesses horizontales reste très large et tous les termes d'interférence s'annulent).

De plus, si ce détecteur se situe relativement loin d'absorbeur, les états quantiques qui sont passés entre le miroir et l'absorbeur se propagent sur le miroir « librement » sans être ni déformés ni influencés par l'absorbeur.

La difficulté cependant reste le développement d'un tel détecteur avec une résolution spatiale de l'ordre de 1 μm. Un tel détecteur a été développé et il représente une fine couche d'uranium ($^{235}UF_4$) déposée sur un plastique (CR39). Les neutrons provoquent la fission des noyaux d'uranium et les produits de fission entre dans le plastique et créent les traces. Par le développement chimique dans une solution, ces traces peuvent être élargies pour avoir approximativement 1 μm en diamètre. Le détecteur ainsi développé peut être analysé dans un microscope optique. La finesse de la couche d'uranium (inférieure à un micron) garantit que le point où neutron a provoqué la fission du noyau d'uranium reste très proche de l'endroit où le produit de fission a touché le plastique.

La première photo de la fonction d'onde a été obtenue dans l'expérience [2.14] et elle est présentée sur la figure 2.9. Il faut souligner que c'est la première fois que la fonction d'onde

de neutrons a été mesurée dans l'espace de configuration. D'une façon plus générale, la mesure de la fonction d'onde dans l'espace de configuration reste très rare en mécanique quantique (d'habitude, on fait les expériences de diffusion, c'est-à-dire on étudie la fonction d'onde dans l'espace de la quantité de mouvement). La courbe continue sur la figure 2.9 représente un calcul théorique avec les fonctions d'onde connues et les nombres d'occupations obtenus par la méthode intégrale (la résolution spatiale du détecteur est supposée d'être parfaite). Cette première expérience a montré que la méthode peut être utilisée et on peut avoir une résolution permettant l'étude fine de la forme de la fonction d'onde.

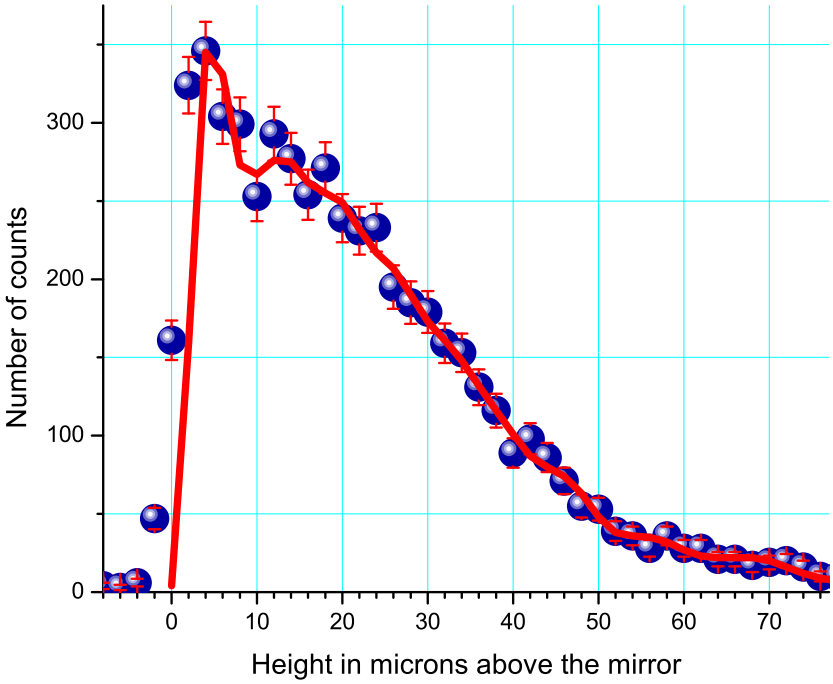

Fig. 2.9. La probabilité de présence de neutron dans le champ de pesanteur mesurée par le détecteur sensible à la position de très haute résolution (détecteur plastique avec une couche d'uranium déposée). La courbe continue représente un calcul théorique avec les fonctions d'onde connues et les nombres d'occupations obtenus par la méthode intégrale (la résolution spatiale du détecteur est supposée parfaite).

Cependant, la géométrie de cette expérience n'est pas optimale pour que l'on mette en évidence la variation spatiale de la fonction d'onde. Si l'on regarde la forme des fonctions d'onde de ce système présentées sur la figure 2.5, on se rend compte que toutes ces fonctions, sauf celle de l'état fondamental, possèdent un minimum (un zéro) aux alentours de 10 µm. Cette particularité suggère une autre idée : si l'on pouvait « éliminer » l'état fondamental, la variation spatiale de la fonction d'onde serait beaucoup plus visible. En particulier, la signature indiscutable des états quantiques serait la présence sur la photo d'un minimum aux alentours de 10 µm.

L'installation expérimentale qui permet de réduire la contribution de l'état fondamental d'une façon significative est montrée sur la figure 2.10. Le miroir principal a une forme particulière en escalier avec un pas « descendant ». Ici, on a deux systèmes de fonctions d'onde dans le champ de pesanteur : avant et après le pas d'escalier mais les fonctions d'ondes de ces deux systèmes sont décalées les unes par rapport aux autres de la valeur du pas Δz_{step}. Le choix adapté de Δz_{step} (de l'ordre de 20 micros) permet de peupler d'avantage les états excités : les neutrons, qui étaient dans l'état fondamental dans le premier système, vont se retrouver dans le premier état excité, dans le second système ; de même, le premier état excité du premier

système va surtout peupler le second état excité du deuxième système, et ainsi de suite. Le seul état qui ne sera pas peuplé (sa population sera fortement réduite) est l'état fondamental – il reste « caché » par le pas d'escalier.

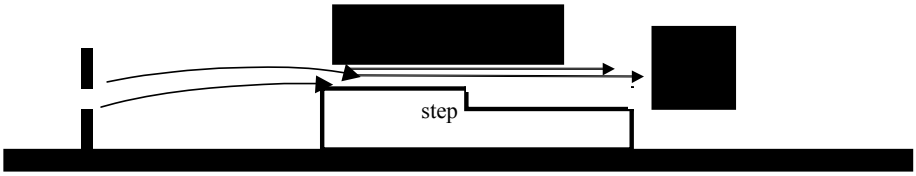

Fig. 2.10. Le schéma de principe de l'expérience avec un miroir en forme d'escalier avec un petit pas négatif, permettant une suppression significative de l'état fondamental.

Les premiers résultats de cette expérience [2.22] correspondant à une semaine de prise de données sont présentés sur la figure 2.11. Les deux courbes théoriques représentent les calculs avec les nombres d'occupation des états quantiques calculés théoriquement et mesurés directement par la méthode intégrale. Même si ces résultats restent préliminaires on peut voir que les structures dans les fonctions d'onde sont beaucoup plus prononcées. Cette méthode est très prometteuse car elle permet d'accéder directement à la fonction d'onde. Elle nécessite encore une optimisation par rapport à la valeur Δz_{step} (il faut trouver un bon compromis pour le nombre d'états présent dans le système : il doit être suffisamment grand pour que les structures dans les fonctions d'onde soient statistiquement fiables mais il ne doit pas être trop grand, sinon les fonctions d'ondes des états excités lissent ces structures) et une prise de données plus longue pour augmenter la statistique.

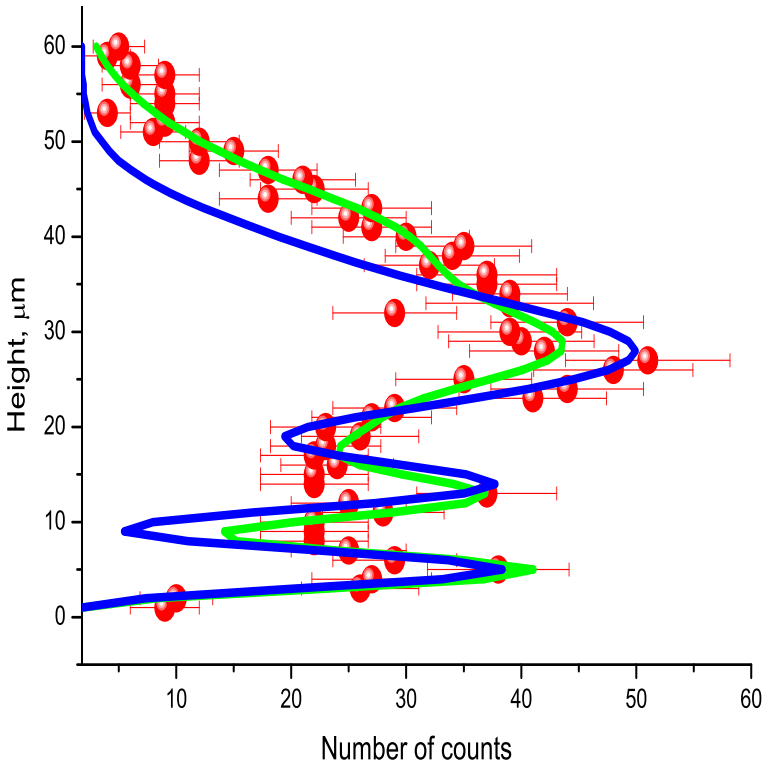

Fig. 2.11. La probabilité de présence de neutron dans le champ de pesanteur mesurée par le détecteur sensible à la position de très haute résolution. Les deux courbes théoriques représentent les calculs avec les nombres d'occupation des états quantiques calculés théoriquement et mesurés directement par la méthode intégrale.

Conclusions

La physique des neutrons ultra froids fêtera dans pas très longtemps ses quarante ans. Ces années ont été marquées par de belles découvertes et des progrès considérables.

Avec la création et la planification des nouvelles sources des UCN, cette physique est en train d'entrer dans sa nouvelle phase. Elle aura besoin de nouvelles idées et de nouveaux acteurs. On peut espérer que les physiciens français (quasiment absents aujourd'hui, pour des raisons différentes et diverses, de ce domaine) participeront à cette nouvelle vague d'expériences.

On poursuivra certainement des expériences déjà bien avancées. En particulier, dans l'étude des états quantiques du neutron dans le champ de pesanteur nous ne comptons pas seulement sur l'amélioration et l'optimisation des méthodes existantes (intégrale et différentielle) mais nous travaillons activement sur l'étape suivante dans l'étude de tout système quantique – recherche des transitions résonantes entre ces états.

Cependant, il faudra concevoir des nouvelles approches pour résoudre des problèmes « anciens » comme la détermination de la durée de vie du neutron ou les pertes anormales des UCN et il faudra poursuivre la recherche des nouvelles méthodes pour augmenter la densité des neutrons ultra froids.

Remerciements

J'aimerais remercier mes collègues qui ont largement contribué à la préparation de ce cours : Peter Geltenbort, Mike Pendlebury, Gilles Quemener, Guillaume Pignol. J'aimerais remercier tout particulièrement Valery Nesvizhevsky avec qui notre travail commun dure depuis presque dix ans.

Références

[1.1] Golub, R.; Richardson, D.J., Lamoreux, S.K. *Ultracold Neutrons*; Higler: Bristol, 1991.

[1.2] Ignatovich, V. K. *The Physics of Ultracold Neutrons*; Clarendon: Oxford, 1990.

[1.3] Ya.B. Zeldovich, *JETP* 1959, **36,** 1952.

[1.4] Luschikov, V.I.; Pokotilovsky, Yu.N.; Strelkov, A.V.; Shapiro, F.L., *JETP Lett.* 1969, **9**, 40.

[1.5] Ignatovich, V. K.*, Physics-Uspekhi,* 1996, **39**, 283.

[1.6] Steyerl, A., *Phys. Lett.*1969, **B29**, 33.

[1.7] Golub, R.; Pendlebury, J.M., ., *Phys. Lett.*1975, **A53**, 133.

[1.8] http://ucn.web.psi.ch/index.htm.

[2.1] Sakharov, A.D., *JETP Lett.* 1967, **5**, 24.

[2.2] Smith, J.H.; Purcell, E.M.; Ramsey, N.F. *Phys. Rev*., 1957 **108** 120.

[2.3] Baker, C.A.; Doyle, D. D.; Geltenbort, P.; Green, K.; van der Grinten, M.G.D.; Harris, P.G.; Iaydjiev, P.; Ivanov, S.N.; May, D.J.R.; Pendlebury, J.M.; Richardson, J.D.; Shiers, D.; Smith, K.F., *Phys. Rev. Lett.,* 2006, **97**, 131801.

[2.4] Lamoreaux**,** S.K.; Golub, R., *Comment on "An Improved Experimental Limit on the Electric-Dipole Moment of the Neutron," C.A.Baker et al*, hep-ex/0609055

[2.5] Review of Particle Physics, *J. Phys*. 2006, **G33**.

[2.6] Lopez, R E.; and Turner, M S. *Phys. Rev.*1999, **D59**, 103502/14.

[2.7] Mampe, W.; Ageron, P.; Bates, C.; Pendlebury, J.M.; Steyerl, A., *Phys. Rev. Lett.*1989, **63**, 593.

[2.8] Breit, G. *Phys. Rev*.1928, **32**, 273.

[2.9] Flügge, S. *Practical Quantum Mechanics*; Springer-Verlag: Berlin, 1974; Vol. 1.

[2.10] Galitzky, V.M.; Karnakov, B.M.; Kogan, V.I. *La mécanique quantique. Problèmes résolus* EDP Sciences: Les Ulis, 2002; Vol. 1; 2003 ; Vol. 2.

[2.11] Luschikov, V.I. *Physics Today* 1977, **42**, 51 ;
Luschikov, V.I.; Frank, A.I.*; JETP Lett.* 1978, **28**, 559.
[2.12] Nesvizhevsky, V.V.; Börner, H.G.; Petoukhov, A.K.; Abele, H.; Bäßler, S.; Rueß, F.J.; Stöferle, Th.; Westphal, A.; Gagarski, A.M.; Petrov, G.A.; Strelkov, A.V. *Nature* 2002, **415**, 297.
[2.13] Nesvizhevsky, V.V.; Börner, H.G.; Gagarski, A.M.; Petoukhov, A.K.; Petrov, G.A.; Abele, H.; Bäßler, S.; Divkovic, G.; Rueß, F.J.; Stöferle, Th.; Westphal, A.; Strelkov, A.V.; Protasov, K.V.; Voronin, A.Yu. *Phys. Rev*. 2003, **D67**, 102002-1.
Nesvizhevsky, V.V.; Petoukhov, A.K.; Börner, H.G.; Protasov, K.V.; Voronin, A.Yu.; Westphal, A.; Bäßler, S.; Abele, H.; Gagarski, A.M. *Phys. Rev*. 2003, **D68**, 108702.
[2.14] Nesvizhevsky, V.V.; Petoukhov, A.K.; Börner, H.G.; Baranova, T.A.; Gagarski, A.M.; Petrov, G.A.; Protasov, K.V.; Voronin, A.Yu.; Bäßler, S.; Abele, H.; Westphal, A.; Lucovac, L. *Eur. Phys. J.* 2005, **C40**, 479.
[2.15] Landau, L.D.; Lifshits, E.M. *Quantum Mechanics*; Pergamon Press: Oxford, 1977.
[2.16] Quigg, C. and Rosner, J.L., *Phys. Rep.* 1979, **4**, 167
[2.17] Goodmanson, D.M., *Am. J. Phys*. 2000, **68**, 866.
[2.18] Nesvizhevsky, V.V.; Protasov, K.V.; *Class. Quant. Grav*. 2004, **21**, 4557.
[2.19] Bertolami, O.; Nunes, F.M.; Class. *Quant. Grav*. 2003, **20**, L61.
[2.20] Nesvizhevsky, V.V.; Protasov, K.V.; *Quantum States of Neutrons in the Earth's gravitational Field: State of the Art, Applications, Perspectives*, In: "Trends in Quantum Gravity Research", Ed.: David C. Moore, Nova Publishers, 2006, p. 65.
[2.21] Nesvizhevsky, V.V.; Börner, H.G.; Gagarski, A.M.; Petrov, G.A.; Petoukhov, A.K.; Abele, H.; Bäßler, S.; Stöferle, Th.; Soloviev, S.M. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 2000, **A440**, 754.
[2.22] Nesvizhevsky, V.V.; Börner, H.G.; Petoukhov, A.K.; Gagarski, A.M.; Petrov, G.A.; Lukovac, L.; Abele, H.; Wahrwold, S.; Baeßler, S.; Raeder, S.; Kuzmina, T.M.; Schrauwen, J.; Tischenko, V.M.; Protasov, K.V.; Voronin, A.Yu. *ILL Annual Report* 2004.