



HAL
open science

Piégeage et accumulation de positons issus d'un faisceau pulsé produit par un accélérateur pour l'étude de l'interaction gravitationnelle de l'antimatière

Pierre Grandemange

► **To cite this version:**

Pierre Grandemange. Piégeage et accumulation de positons issus d'un faisceau pulsé produit par un accélérateur pour l'étude de l'interaction gravitationnelle de l'antimatière. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : 2013PA112352 . tel-00936039

HAL Id: tel-00936039

<https://theses.hal.science/tel-00936039>

Submitted on 24 Jan 2014

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.

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 517 : PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS
CENTRE DE SCIENCES NUCLÉAIRES ET DE SCIENCES DE LA MATIÈRE

DISCIPLINE : PHYSIQUE INSTRUMENTALE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 12 décembre 2013 par

Pierre Grandemange

Piégeage et accumulation de positons issus d'un faisceau pulsé produit par un accélérateur pour l'étude de l'interaction gravitationnelle de l'antimatière

Directeur de thèse :	David Lunney	CSNSM, Orsay
Composition du jury :		
Président du jury :	Achille Stocchi	LAL, Orsay
Rapporteurs,teuses :	Martina Knoop	PIIM, Marseille
	Niels Madsen	Swansea University
Examineurs,trices :	Ursula Bassler	IRFU, Saclay
	Pierre Desgardin	CEMHTI, Orléans
	Pascal Debu	IRFU, Saclay

Table des matières

Introduction	1
1 Le projet GBAR	3
1.1 Motivation scientifique	3
1.2 Principe de l'expérience	5
1.3 Synthèse des ions $\bar{\text{H}}^+$	5
1.4 Capture et refroidissement des ions $\bar{\text{H}}^+$	8
1.5 Mesure du temps de chute libre de l'atome neutre $\bar{\text{H}}$	8
1.6 Injecteur de positons	9
2 Piège de Penning-Malmberg et plasmas non neutres	13
2.1 Principe de fonctionnement d'un piège de Penning-Malmberg	13
2.2 Nuage de charges, plasmas non neutres et corrélations	17
2.2.1 Longueur de Debye	17
2.2.2 Couplage entre charges	18
2.2.3 Description du problème	18
2.3 Plasma en équilibre thermodynamique	18
2.3.1 Constantes du mouvement	18
2.3.2 Champ moyen et équilibre thermodynamique	19
2.3.3 Potentiel propre et densité	20
2.3.4 Dissipation du moment angulaire	22
3 Accumulation de positons pour GBAR	25
3.1 Techniques d'accumulation	25
3.1.1 Accumulateurs à gaz tampon	25
3.1.2 Accumulation par refroidissement dans un plasma d'électrons	27
3.1.3 Résultats obtenus au RIKEN	30
3.2 Besoins pour GBAR	31
3.3 Injection d'un faisceau pulsé produit par un accélérateur	32
3.3.1 Faisceau pulsé à haut flux instantané	32
3.3.2 Compression temporelle du faisceau	33
3.3.3 Miroir magnétique	39
3.4 Principe d'accumulation du faisceau pulsé de positons	43
4 Dispositif Expérimental	47
4.1 La source de positons <i>SOPHI</i>	47
4.1.1 Conception originale	49
4.1.2 Conception actuelle	51
4.1.3 Compression temporelle du faisceau	54
4.2 La ligne de transport	55

4.3	Le piège du RIKEN	57
4.3.1	L'aimant supraconducteur	57
4.3.2	Le piège électrostatique	59
4.4	Le canon à électrons	63
4.5	Les détecteurs	65
4.5.1	Les coupes de Faraday	65
4.5.2	L'écran phosphore	66
4.5.3	Les détecteurs de rayonnement gamma	68
5	Expériences menées, résultats et discussions	73
5.1	Historique	73
5.2	Plasma d'électrons	74
5.2.1	Rôle, objectifs et contraintes	74
5.2.2	Nombre d'électrons piégés	74
5.2.3	Temps de vie du plasma	78
5.3	Distribution énergétique du faisceau de positons	80
5.4	Compression temporelle du faisceau de positons	84
5.5	Franchissement du miroir magnétique	87
5.6	Piégeage des positons	90
5.6.1	Optimisation du piégeage d'un pulse de positons	90
5.6.2	Confinement des positons sans refroidissement	94
5.7	Accumulation des positons	95
5.8	Signal de détection des positons	99
	Conclusion	105
	Résumé	113

Table des figures

1.1	Principe du décélérateur d'antiprotons de GBAR	6
1.2	Chambre de formation des ions $\bar{\text{H}}^+$	7
1.3	Section efficaces de formation de $\bar{\text{H}}$ et $\bar{\text{H}}^+$	7
1.4	Schéma de principe de capture et de refroidissement de $\bar{\text{H}}^+$	8
1.5	Schéma de la chambre de détection finale	9
1.6	Schéma synoptique de l'expérience GBAR	11
2.1	Schéma de principe d'un piège de Penning-Malmberg	13
2.2	Schéma d'un piège de Penning hyperbolique	15
2.3	Mouvement d'une particule chargée dans un piège de Penning	16
2.4	Pulsation de rotation du plasma ω_r en fonction de la pulsation plasma ω_p	21
2.5	Pulsation de rotation ω_r en fonction de la densité n d'un plasma	22
3.1	Principe d'un accumulateur par refroidissement avec du diazote	26
3.2	Méthode d'accumulation de N. Oshima	28
3.3	Temps de vie des plasmas d'électrons dans le piège du RIKEN	30
3.4	Refroidissement de positons dans un plasma d'électrons	31
3.5	Compression temporelle du faisceau par transformation de l'espace de phase	34
3.6	Potentiel de compression de faisceau $V(\alpha)$	35
3.7	Distribution temporelle du faisceau au point focal	37
3.8	Efficacité de compression en fonction de la distribution angulaire initiale	37
3.9	Efficacité de compression en fonction de la durée initiale du pulse	38
3.10	Schématisation d'une interruption entre deux solénoïdes	40
3.11	Principe du miroir magnétique	40
3.12	Accélération des positons en z_k	43
3.13	Injection pulsé et refroidissement des positons dans un plasma d'électrons	44
4.1	Injecteur de positons de Saclay	48
4.2	Schéma de production de la source de positons lents	49
4.3	Accélérateur linéaire d'électrons	50
4.4	Distribution d'énergie du faisceau d'électrons	51
4.5	Séparateur e^+/e^-	51
4.6	Transport du faisceau dans le séparateur e^+/e^-	52
4.7	Production de positons lents avec modération tungstène	52
4.8	Photographie du montage du convertisseur $e^- \rightarrow e^+$	53
4.9	Efficacité de modération en fonction de la température	53
4.10	Schéma du dispositif expérimental de compression du faisceau	54
4.11	Fonctions de compression temporelle du faisceau	55
4.12	Distribution en énergie du faisceau de positons lents	56
4.13	Schéma du piège du RIKEN	57

4.14	Température de l'aimant supraconducteur	58
4.15	Photo du bloc central des électrodes du piège du RIKEN	60
4.16	Profil de potentiel sur l'axe du piège du RIKEN	60
4.17	Système d'acquisition et de contrôle des électrodes du piège (<i>fast control</i>)	62
4.18	Canon à électrons et cathode	63
4.19	Schéma électrique d'alimentation du canon à électrons	64
4.20	Chaîne de détection des paramètres d'un plasma d'électrons	66
4.21	Photos du remodérateur	67
4.22	Photo des détecteurs de positons	68
4.23	Schémas des zones de détection amont et aval	69
4.24	Schéma des électrodes du piège à l'échelle	71
5.1	Profil de potentiel ϕ_T pour le confinement du plasma d'électrons : <i>configuration 1</i>	75
5.2	Amplitude du puits de potentiel et nombre d'électrons accumulés	77
5.3	Temps de confinement du plasma d'électrons	79
5.4	Dispositif expérimental pour la mesure de distribution en énergie du faisceau	80
5.5	Principe de la mesure de la distribution en énergie du faisceau	81
5.6	Mesure de la distribution d'énergie du faisceau	81
5.7	Distribution énergétique du faisceau	82
5.8	Paramètres de la distribution d'énergie en fonction du potentiel sur le modérateur	83
5.9	Distribution en énergie du faisceau de positons sur l'écran phosphore	86
5.10	Compression temporelle du faisceau de positons	87
5.11	Transmission dans le miroir en fonction du potentiel d'accélération	88
5.12	Influence d'une barrière de potentiel sur la transmission dans le piège	90
5.13	Profil de potentiel ϕ sur l'axe pour le piégeage des pulses de positons	91
5.14	Étapes du piégeage de positons pulse par pulse	92
5.15	Transition entre positons passants et positons piégés	93
5.16	Optimisation du délai entre le déclenchement du linac et la fermeture de <i>gate1</i>	94
5.17	Temps de vie des e^+ sans processus de refroidissement	95
5.18	Profil de potentiel ϕ_T pour l'accumulation de positons : <i>configuration 3</i>	96
5.19	Accumulation des positons	97
5.20	Schéma d'accumulation de charges avec une durée de vie τ	98
5.21	Temps de vie des positons après 10s d'accumulation	99
5.22	Signal de détection des positons accumulés avec différents temps de confinement	101
5.23	Signal de détection des positons dans différentes configurations de confinement	101
5.24	Profil de potentiel dans la <i>configuration 3</i> modifiée	102
5.25	Temps de vie des positons piégés	104

Introduction

En Aout 1932, Carl D. Anderson, post-doctorant à l'université de Caltech en Californie, observe une particule chargée positivement dont la masse est de l'ordre de la masse de l'électron, « The Positive Electron » [Anderson 1933]. Il reçoit le prix Nobel en 1936, il a alors 31 ans. La découverte de cette nouvelle particule, qu'il nomme *positron* pour *positive electron*, vient après la prédiction de Paul Dirac, qui propose 5 ans plus tôt dans son modèle relativiste de résolution de l'équation de Schrödinger - « The Quantum Theory of the Electron » [Dirac 1928] - que les solutions d'énergies négatives seraient dues à un électron de charge $+e$. C'est la première d'une longue série de découvertes d'« antiparticules » : l'antiproton est découvert en 1955 au Bevatron de Berkeley, l'antineutron l'année suivante.

Le positon est aujourd'hui utilisé dans différents domaines. La caractérisation de défauts lacunaires par annihilation de positons (méthode PALS, acronyme de *Positron Annihilation Lifetime Spectroscopy*) est une technique non destructive répandue en science des matériaux. L'imagerie TEP, *Tomographie par Emission de Positons*, est utilisée en imagerie médicale pour obtenir une visualisation de l'activité métabolique. Enfin, la synthèse d'antihydrogène nécessite une production importante de positons. Constitué d'un antiproton et d'un positon, l'antihydrogène est le système d'antimatière neutre idéal pour étudier les symétries de la nature, soit ici la symétrie matière/antimatière. Son homologue de matière, l'atome d'hydrogène, est en effet l'atome le plus « simple », et par conséquent le mieux connu. D'un côté, le théorème *CPT* prévoit les mêmes propriétés entre l'antihydrogène et l'hydrogène : même masse, même moment magnétique, même spectre d'émission, etc. . . D'autre part, le principe d'équivalence de la relativité générale énoncé par Einstein prévoit que la masse gravitationnelle est strictement égale à la masse inertielle. Testé avec une grande précision sur la matière, ce principe doit être testé sur l'antimatière. C'est l'objectif de l'expérience GBAR : *Gravitational Behaviour of Antimatter at Rest*.

L'expérience GBAR, présentée dans le premier chapitre de ce document, utilisera une quantité particulièrement élevée de positons. Pour cette raison, la collaboration a choisi de développer une nouvelle méthode d'accumulation de positons. La mise en œuvre expérimentale de cette méthode avec le piège à positons du RIKEN, déménagé au CEA de Saclay en janvier 2011, est l'objet de ce travail de thèse. L'accumulation d'un grand nombre de charges dans un piège électromagnétique aboutit à la formation d'un plasma non neutre, dont l'équilibre thermodynamique est décrit dans le second chapitre. La méthode développée pour GBAR se démarque par l'utilisation d'un faisceau pulsé produit par un accélérateur linéaire d'électrons, à la différence des méthodes « classiques » utilisant une source radioactive. L'innovation réside aussi dans la technique de refroidissement des positons, utilisant un plasma non neutre d'électrons. Ces points sont présentés dans le chapitre 3. La première accumulation de positons utilisant cette technique a été réalisée sur le démonstrateur de Saclay dans le cadre de cette thèse. La description du dispositif expérimental est le sujet du chapitre 4 et les résultats obtenus sont présentés dans le dernier chapitre.

Chapitre 1

Le projet GBAR - *Gravitational Behavior of Antihydrogen at Rest*

L'expérience GBAR [Chardin et al. 2011; Debu 2012; Perez and Sacquin 2012], approuvée par le CERN en mai 2012, est conçue pour mesurer l'accélération de la pesanteur terrestre sur l'atome neutre d'antihydrogène $\bar{\text{H}}$ en chute libre, accélération que l'on nomme \bar{g} . Il s'agit de réaliser un test direct du principe d'équivalence faible sur l'antimatière, sur lequel une première limite a été publiée récemment par la collaboration ALPHA [Charman and The ALPHA Collaboration 2013]. La collaboration GBAR est composée de 14 laboratoires, rassemblant des domaines tels que la physique des particules, la physique des atomes froids, la physique des accélérateurs et du piégeage d'ions, le confinement de plasmas non neutres et la science des matériaux. L'implication et le rôle de chaque laboratoire est décrit dans [Chardin et al. 2011]. L'expérience sera installée au nouveau décélérateur d'antiprotons ELENA (*Extremely Low ENergy Antiproton*) en construction à l'AD (*Antiproton Decelerator*) du CERN. La figure 1.6 et le tableau 1.1 en fin de chapitre (pages 11 et 12) résument l'ensemble des étapes de l'expérience GBAR ainsi que les performances associées à chaque étape.

1.1 Motivation scientifique

Tester le principe d'équivalence faible Le principe d'équivalence faible est au cœur de la théorie de la relativité générale énoncée par Einstein. Selon ce principe, la trajectoire d'un corps soumis aux seules forces gravitationnelles est indépendante de sa composition et de sa structure interne. Dans la loi du mouvement énoncée par Newton, cette assertion revient à affirmer la stricte égalité entre la masse gravitationnelle et la masse inertielle. Ce principe fondamental mérite d'être testé directement sur l'antimatière, pour vérifier notre compréhension de la gravitation, d'autant plus depuis la découverte de l'accélération de l'expansion de l'univers. L'introduction de la notion d'*énergie noire*, pour s'ajuster aux observations, pose des questions fondamentales sur les modèles de gravitation [Peebles and Ratra 2003]. De plus, la matière contenue dans l'univers semble être largement dominée par ce qu'on appelle la *matière noire*, dont la nature et les propriétés sont inconnues. Enfin, la disparition de l'antimatière dans l'univers observable, créée en quantité égale à la matière dans l'univers primordiale de la théorie du big-bang, s'ajoute à la liste des arguments qui mettent en lumière les lacunes dans notre appréhension de la gravitation. Ces arguments motivent la recherche de nouveaux modèles et la mise en œuvre de nouvelles expériences.

La répulsion gravitationnelle serait-elle possible ? L'*antigravité* se démocratise dans la science-fiction des années 50 : la matière et l'antimatière se repoussent sous l'effet de la gravitation « ordinaire ». C'est la projection brute de l'interaction coulombienne entre deux charges électriques. L'idée moderne d'antigravité s'inscrit dans les tentatives de conciliation des deux grandes révo-

lutions de la physique du 20^e siècle : la relativité générale et la mécanique quantique, la dernière voyant son aboutissement actuel est le modèle standard. Les efforts pour unifier *toutes* les forces fondamentales ont motivé le développement de nouvelles théories, telles que la supersymétrie ou la théorie des cordes. Le test expérimental des observables de ces modèles est de toute importance pour le développement de la physique moderne. Par exemple, certains modèles de *supergravité* introduisent une composante répulsive d'interaction gravitationnelle, dont l'effet serait différent selon qu'elle s'applique entre deux corps de matière ou entre matière et antimatière [Scherk 1979]. Si ces modèles soulèvent des problématiques en défaveur d'une *antigravité*, notamment avec la violation de symétrie CPT, une gravitation modifiée n'est cependant pas à exclure [Nieto and Goldman 1991], bien que les expériences réalisées sur la matière tendent à écarter une composante gravitationnelle répulsive [Adelberger et al. 1991].

Expériences sur la matière et tests indirects Le principe d'équivalence est testé sur la matière avant le postulat d'Einstein, dès le 19^e siècle. Les expériences basées sur la balance de torsion en rotation ont permis de mesurer avec une très grande précision la différence d'accélération de corps tests de différentes compositions. Par exemple, la différence d'accélération entre le béryllium et le titane est mesurée à 10^{-15} m/s² [Schlamminger et al. 2008]. Une revue des expériences basées sur ce principe est présentée dans [Adelberger et al. 2009]. Des systèmes particule-antiparticule ont été étudiés, comme les paramètres de désintégration des kaons neutres K_0 et \bar{K}_0 [Apostolakis et al. 1999], ou encore la mesure simultanée de la fréquence cyclotron du proton et de l'antiproton [Gabrielse et al. 1999]. Une limite sur la différence de masse entre le neutrino et l'antineutrino a aussi été publiée, basée sur la mesure de leur temps de vol depuis l'explosion de la supernovæ 1987A [Pakvasa et al. 1989]. Cette étude repose sur l'hypothèse que l'au moins un parmi les 19 événements détectés soit un neutrino électronique.

Tentatives de mesures directes La mesure de l'accélération d'antiparticules sous l'effet de la gravité a été envisagée avec des positons et des antiprotons [Witteborn and Fairbank 1967; Brown 1986]. Les expériences n'ont pas abouti. Dans la pratique, il est très difficile de s'affranchir du champ électromagnétique ambiant. Pour en témoigner, l'effet de la gravité sur un antiproton correspond à un champ électrique de l'ordre de 100 nV/m, soit le champ exercé par une seule charge élémentaire à 10 cm de distance. L'utilisation de positronium a aussi été envisagée [Mills Jr. and Leventhal 2002]. L'antihydrogène comme corps test devient exploitable avec les résultats obtenus par les expériences ATHENA et ATRAP en 2002, qui produisent les premiers atomes d'antihydrogène *froids* [Amoretti et al. 2002; Gabrielse et al. 2002].

Expériences antihydrogène C'est au CERN que l'on trouve l'unique source d'antiprotons de basse énergie au monde. D'abord avec LEAR - *Low Energy Antiproton Ring*, puis grâce à l'AD - *Antiproton Decelerator*, les expériences sur l'antihydrogène seront à l'avenir alimentées en antiprotons par le nouvel anneau de décélération ELENA - *Extra Low ENergy Antiproton ring*. GBAR rejoindra cette communauté d'expériences installées au CERN. ATRAP et ATHENA, développées dans les années 90, sont les expériences pionnières de synthèse d'antihydrogène froid. ATRAP est toujours en activité pour tester les symétries entre antihydrogène et hydrogène. ALPHA est l'expérience qui succède à ATHENA, elle utilise une configuration magnétique permettant le confinement d'antihydrogène neutre en jouant sur son moment magnétique. Cette expérience s'est illustrée par sa capacité à confiner des atomes \bar{H} pendant plus de 1000 s, et pour avoir réalisé la première spectroscopie de \bar{H} . Récemment, ALPHA a publié une première limite sur la valeur de \bar{g} [Charman and The ALPHA Collaboration 2013], mais la température limite des atomes \bar{H} dans le piège ne permet pas d'atteindre la précision de l'ordre du %. L'expérience ASACUSA utilise une configuration électromagnétique innovante, le *CUSP* trap [Enomoto et al.

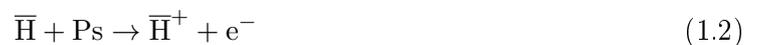
2010]. Elle utilise un quadropole radiofréquence pour ralentir les antiprotons, permettant de réaliser des expériences avec des protons à basse énergie (< 100 keV). Comme les autres expériences antihydrogène, elle a pour but d'étudier la structure hyperfine de $\bar{\text{H}}$, mais aussi la spectroscopie de l'hélium antiprotonique, pour tester la symétrie CPT en déterminant précisément le rapport de masse entre l'antiproton et l'électron. Enfin, l'expérience AEGIS en cours d'installation entend tester le principe d'équivalence faible par la mesure de \bar{g} . La précision attendue est de 1 %. Pour réaliser la mesure, un faisceau de $\bar{\text{H}}$ est projeté par un accélérateur de Stark sur un déflectomètre de Moiré. La position verticale et le temps de vol des atomes d'antihydrogène sont mesurés à la sortie du déflectomètre pour déterminer \bar{g} . Pour synthétiser les atomes d'antihydrogène, des antiprotons refroidis à 100 mK interagissent avec un nuage de positronium de Rydberg : les positroniums sont excités par laser à des niveaux quantiques n élevés (20 à 30). La température des antiprotons est la principale limite sur la précision accessible pour la mesure de \bar{g} . Le défi de GBAR est de produire $\bar{\text{H}}$ à une température de quelques μK , ce qui constitue sa singularité parmi les expériences de synthèse d'antihydrogène.

1.2 Principe de l'expérience

La technique expérimentale qui sera mise en œuvre pour l'expérience GBAR est basée sur une idée de J. Walz et T. Hänsch [Walz and Hänsch 2004]. La description détaillée de l'expérience est disponible dans la proposition d'expérience adressée au CERN [Chardin et al. 2011]. L'originalité de l'expérience consiste à produire des ions $\bar{\text{H}}^+$ pour les refroidir jusqu'à une température de l'ordre du μK , en utilisant le refroidissement sympathique avec des ions froids de béryllium. Cette température correspond à une vitesse de l'ordre de 1 m/s, permettant la détection d'une chute libre dans un détecteur de volume raisonnable, avec des dimensions caractéristique de l'ordre du mètre. Le positon excédentaire est ensuite détaché à l'aide d'un laser, laissant l'anti-atome neutre en chute libre dans le détecteur final. La précision visée sur la mesure de \bar{g} est de 1 % dans la première phase de l'expérience. À plus long terme, la spectroscopie des niveaux gravitationnels de $\bar{\text{H}}$ permettra d'augmenter la précision de la mesure, avec une méthode inspirée du travail déjà réalisé sur les neutrons ultra-froids [Voronin et al. 2011].

1.3 Synthèse des ions $\bar{\text{H}}^+$

Le défi au cœur de l'expérience est la production d'ions $\bar{\text{H}}^+$, qui n'a jamais été réalisée. Ces ions seront produits par la double réaction



où \bar{p} est l'antiproton, Ps est le positronium (atome exotique composé d'un positon et d'un électron), e^- est l'électron et $\bar{\text{H}}$ et $\bar{\text{H}}^+$ sont respectivement l'atome d'antihydrogène et l'ion antihydrogène chargé positivement, avec un positon excédentaire. L'efficacité de formation d'ions $\bar{\text{H}}^+$ dépend de l'énergie incidente des antiprotons, de la densité du nuage de positroniums ainsi que de l'état d'excitation du positronium.

Antiprotons incidents Le faisceau d'antiprotons sera délivré par ELENA, actuellement en construction à l'AD au CERN. Les caractéristiques prévues pour le faisceau sont :

- 6×10^6 \bar{p} /pulse ;
- 100 keV d'énergie cinétique ;
- une émittance de faisceau de 4π mm · mrad ;

- une durée de pulse de 300 ns ;
- un taux de répétition correspondant à un pulse toutes les 110 secondes.

L'énergie de 100 keV est trop importante pour interagir de façon efficace avec le nuage de positroniums, elle doit être réduite à une énergie de l'ordre du keV. La collaboration GBAR a choisi de développer un décélérateur pour réduire l'énergie des antiprotons, à l'image du décélérateur utilisé sur l'installation ISOLDE pour ralentir les ions lourds. La décélération à 1 kV induit une augmentation de l'émission à $40 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, qui doit être prise en compte pour focaliser le faisceau sur la chambre de réaction, où seront produits les ions $\bar{\text{H}}^+$. Un démonstrateur est en cours de développement à Orsay avec un faisceau de protons et une électrode pulsée à 10 kV. Si l'efficacité de transport entre le décélérateur et la chambre de réaction n'est pas suffisante, la possibilité de piéger les antiprotons a aussi été étudiée et n'est pas écartée.

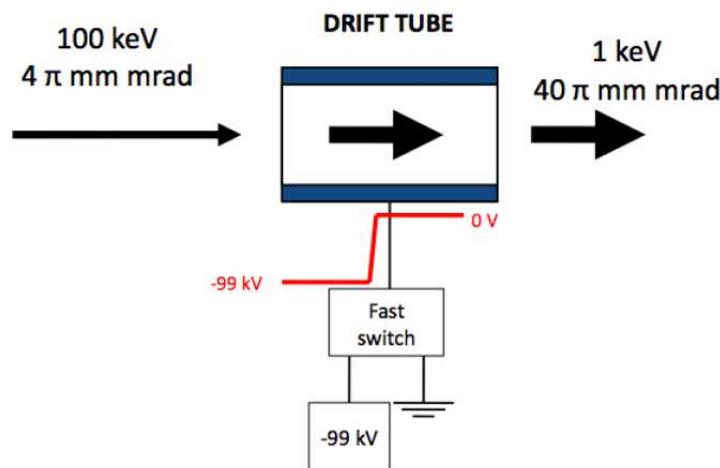
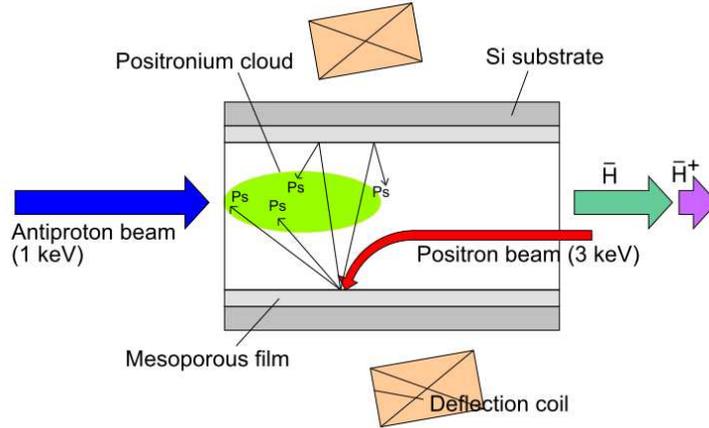


FIGURE 1.1 – Schéma de principe du décélérateur d'antiprotons de GBAR. Il permet d'adapter l'énergie du faisceau délivré par ELENA (100 keV) à la valeur optimale pour la formation d'ions $\bar{\text{H}}^+$ ($\sim 6 \text{ keV}$).

Production du nuage dense de positronium Le nuage de positronium est dimensionné pour produire *au moins* un ion $\bar{\text{H}}^+$ par pulse d'antiprotons. Nous ne considérons ici que l'ortho-positronium (avec un nombre quantique $S=1$) dont le temps de vie est de 140 ns. Le para-positronium ($S=0$) a en effet un temps de vie de 250 ps, trop court pour interagir avec les antiprotons. Les paramètres principaux du dimensionnement sont les sections efficaces de production de $\bar{\text{H}}$ et le flux d'antiprotons. Les calculs préliminaires en prenant en compte les sections efficaces du positronium avec le proton montrent qu'il faut un nuage dense de $10^{12} \text{ Ps/cm}^{-3}$. Le nuage sera produit en injectant un pulse de positons sur une cible poreuse d'oxyde de silicium : un rendement de 30% a été mesuré pour la production d'ortho-positronium avec ce type de matériaux (rapport du nombre de positroniums créés sur le nombre de positons incidents) [Chardin et al. 2011]. La cible aura une géométrie cylindrique, avec un rayon de 1 mm et une longueur de 1 cm. Les positroniums seront émis par la surface dans le volume d'interaction avec les antiprotons (voir la figure 1.2).

Excitation du positronium Il est prévu d'augmenter la section efficace de production d'antiatome $\bar{\text{H}}$ en stimulant l'excitation des positroniums par laser. Les sections efficaces de production de $\bar{\text{H}}$ et de $\bar{\text{H}}^+$ ont été calculées pour déterminer l'état d'excitation le plus efficace pour la production de $\bar{\text{H}}^+$ (voir figure 1.3, extrait de [Comini and Hervieux 2013]).

FIGURE 1.2 – Chambre de formation des ions $\bar{\text{H}}^+$.

L'excitation du positronium augmente les sections efficaces de création d'atome $\bar{\text{H}}$ et d'ions $\bar{\text{H}}^+$. Cependant la formation de $\bar{\text{H}}^+$ est beaucoup plus significative lorsque $\bar{\text{H}}$ est dans son état fondamental, alors que les ions $\bar{\text{H}}^+$ sont pour la plupart formés dans un état excité. Un compromis entre nombre de $\bar{\text{H}}$ formés et état d'excitation doit être choisi pour optimiser la formation d'ions $\bar{\text{H}}^+$. Le choix s'est porté sur une excitation du niveau 3d avec un faisceau incident d'antiprotons à 6 keV. L'installation des lasers (excitation à 2 photons d'une longueur d'onde de 420 nm) et de la chambre de réaction est en cours à Saclay pour tester l'excitation du positronium. La possibilité d'exciter le niveau 2p est toujours en discussion.

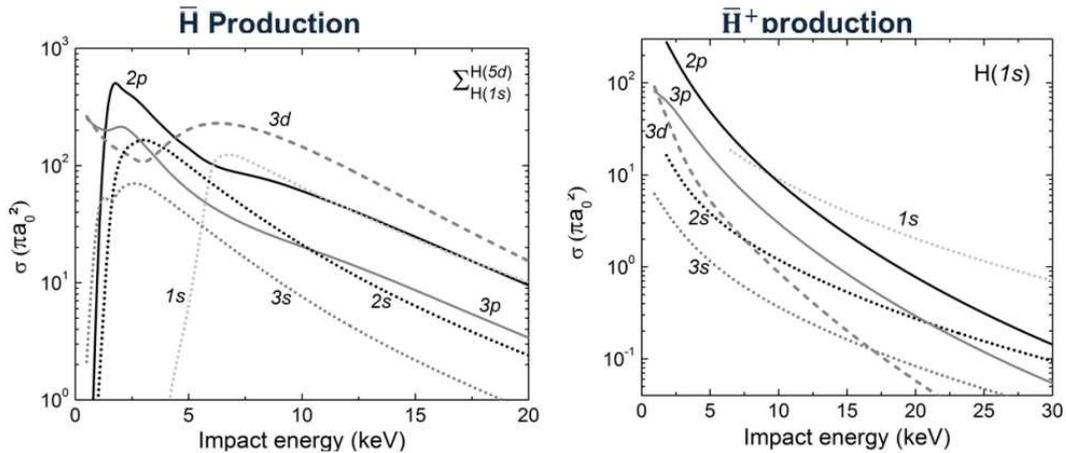


FIGURE 1.3 – A gauche : sections efficaces de formation de $\bar{\text{H}}$ dans les niveaux 1s à 5d en fonction de l'énergie incidente des antiprotons, pour différents niveaux d'excitation du positronium. A droite : sections efficaces de formation de $\bar{\text{H}}^+$ en fonction de l'énergie incidente de $\bar{\text{H}}$ dans l'état 1s, pour différents niveaux d'excitation du positronium. Données extraites de [Comini and Hervieux 2013].

1.4 Capture et refroidissement des ions $\bar{\text{H}}^+$

Le défi expérimental de cette étape consiste à capturer des ions $\bar{\text{H}}^+$ avec une énergie de plusieurs keV pour les refroidir à une énergie de l'ordre de 10^{-9} eV, soit une réduction d'énergie sur 12 ordres de grandeur. Trois étapes sont nécessaires :

- l'arrêt et la capture de l'ion $\bar{\text{H}}^+$ dans un guide linéaire octupolaire haute tension et un piège radiofréquence quadrupolaire ;
- le transfert de l'ion $\bar{\text{H}}^+$ dans un piège linéaire segmenté pour le refroidissement sympathique à environ 50 mK par des ions Be^+ refroidis par lasers ;
- le transfert dans le piège de précision pour le refroidissement sympathique sub-Doppler avant le photo-détachement du positon excédentaire.

La figure 1.4 résume les étapes de capture et de refroidissement.

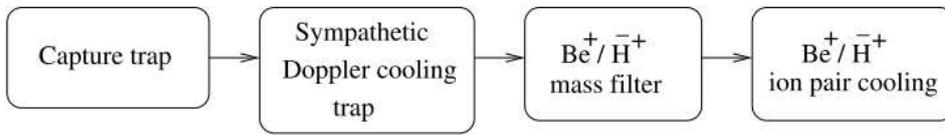


FIGURE 1.4 – Schéma de principe de capture et de refroidissement de $\bar{\text{H}}^+$.

Le refroidissement sympathique à quelques mK consiste à plonger l'ion à refroidir dans un nuage d'ions d'une autre espèce, dont le refroidissement par laser est maîtrisé. L'ion à refroidir perd son énergie par collisions coulombiennes successives avec les ions environnants, ces derniers étant refroidis activement en stimulant les transitions entre les différents niveaux d'énergie à l'aide de lasers. La température atteinte avec ce procédé est de l'ordre de 5 – 100 mK. Le $^9\text{Be}^+$, dont l'utilisation pour refroidir des ions H_2^+ et HD^+ a été démontrée, est choisit comme ion de refroidissement. Les paramètres utilisés pour le piège de Paul permettant la capture des deux espèces en même temps est détaillée dans [Chardin et al. 2011].

Pour la mesure de chute libre, l'atome $\bar{\text{H}}$ doit avoir une vitesse de l'ordre du m/s, soit une énergie de l'ordre du neV, ou encore une température de l'ordre de $10 \mu\text{K}$. Pour atteindre une telle température, les ions $\bar{\text{H}}^+$ doivent être préparés dans l'état fondamental d'un puits de potentiel harmonique, par refroidissement dit *sub-Doppler*. Ceci n'est possible qu'avec un nombre restreint d'ions dans le puits de potentiel, le système idéal étant une paire constitué par l'ion d'intérêt ($\bar{\text{H}}^+$) et l'ion refroidi activement par laser ($^9\text{Be}^+$). Le refroidissement sub-Doppler a été réalisé avec une paire d'ions $^9\text{Be}^+ - ^{24}\text{Mg}^+$ avec un peuplement de l'état fondamental atteignant 95 % [Barrett et al. 2003].

1.5 Mesure du temps de chute libre de l'atome neutre $\bar{\text{H}}$

\bar{g} sera mesurée par la détermination de l'intervalle de temps écoulé entre le photo-détachement du positon excédentaire et l'impact de l'atome $\bar{\text{H}}$ sur un plan d'annihilation après sa chute. Une chute libre d'une vingtaine de centimètres est prévue (figure 1.5). \bar{g} est donnée par l'équation balistique classique :

$$z = \frac{1}{2}\bar{g}t^2 + v_{z0}t + z_0 \quad (1.3)$$

où z est la position verticale du plan d'annihilation, v_{z0} et z_0 sont la vitesse verticale et la position verticale initiale de l'antiatome après le photo-détachement, t est la durée entre le photo-détachement et l'annihilation. Dans cette équation, seul t est mesuré événement par événement.

En utilisant un laser horizontal et en choisissant judicieusement l'origine verticale, on obtient $\bar{g}_m = 2z/t^2$. Par ordre d'importance, l'incertitude sur la mesure de \bar{g} est dominée par :

1. la température initiale de \bar{H}^+ , qui induit une incertitude sur v_{z0}
2. l'énergie de recul du positon photo-détaché
3. la position initiale de \bar{H}^+
4. la mesure de t

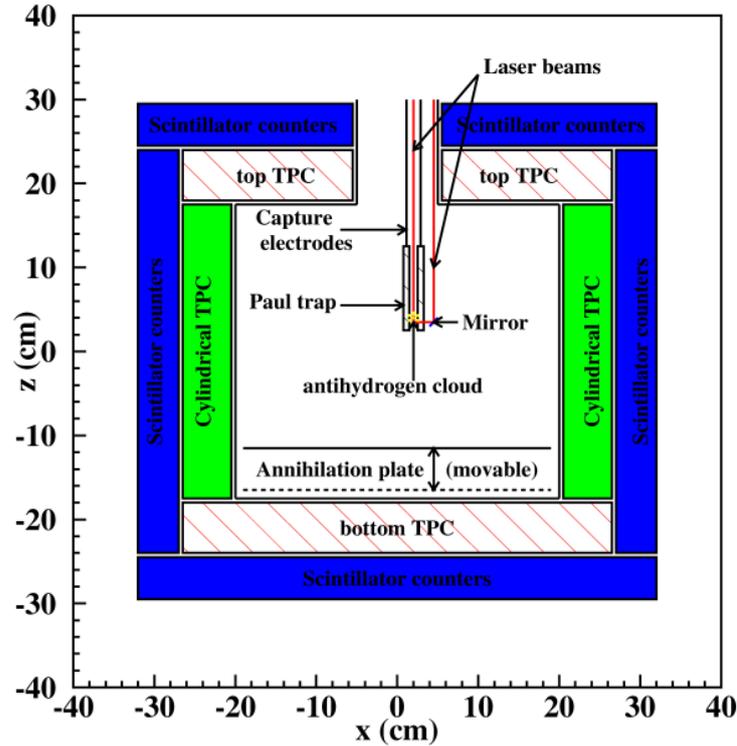


FIGURE 1.5 – Schéma de la chambre de détection finale. Extrait de [Chardin et al. 2011].

Les temps initial et final sont déterminés avec une grande précision devant le temps de chute (quelques centaines de millisecondes), le premier étant donné par le tir laser et le second par la détection des produits d'annihilations de \bar{H} , mesurée par les détecteurs entourant la chambre. L'incertitude sur la position initiale de l'atome est de quelques micromètres. L'utilisation d'un laser horizontal permet de réduire l'incertitude produite par le photo-détachement du positon excédentaire, n'impliquant qu'une translation horizontale de quelques centimètres. La plus grande source d'incertitude est donc la température initiale de l'atome \bar{H} . À $10 \mu\text{K}$, 1500 annihilations seront nécessaires pour atteindre une précision de 1 % sur \bar{g} .

1.6 Injecteur de positons

Comme mentionné dans le paragraphe 1.3, la production d'ions \bar{H}^+ nécessitera la formation d'un nuage très dense de positroniums. L'efficacité de conversion $e^+ \rightarrow \text{Ps}$ étant de l'ordre de 30 %, il faudra injecter $\sim 2 \times 10^{10} e^+$ dans la chambre de réaction. L'injecteur de positons devra être capable de fournir ce flux pour chaque pulse d'antiprotons fourni par ELENA, soit toutes les ~ 100 secondes, et de délivrer les positons en moins de 100 ns. C'est un défi en soit, sachant

que les flux de positons lents les plus intenses sont de l'ordre de 10^7 e⁺/s. Les techniques d'accumulation actuelles ont permis de piéger 4×10^9 e⁺ en 4 heures. La collaboration GBAR a choisi d'innover pour atteindre son objectif. Une nouvelle méthode d'accumulation est en démonstration à Saclay, basée sur l'accumulation d'un faisceau pulsé produit par un accélérateur. Une méthode de refroidissement par interaction coulombienne dans un plasma d'électrons, élaborée par N. Oshima et al. [Oshima et al. 2004], est adaptée pour s'affranchir de l'utilisation d'un préaccumulateur à gaz tampon. L'injecteur de positons est composé de :

1. La source intense de positons rapides, produite par l'interaction d'un faisceau d'électrons produit par un accélérateur (18 MeV) avec une cible mince de tungstène.
2. Un séparateur magnétique pour sélectionner le faisceau de positons et supprimer le flux d'électrons et de photons gammas.
3. Un modérateur pour diminuer l'énergie des positons à quelques eV.
4. Une ligne de transport à basse énergie.
5. Un *buncher* permettant de focaliser les pulses de positons en temps.
6. Un piège de Penning-Malmberg à haut champ magnétique pour le refroidissement et l'accumulation des positons.

La mise en œuvre expérimentale de l'accumulation de positons avec l'ensemble des éléments listés ci-dessus est l'objet de ce travail de thèse, sur le démonstrateur installé au service de physique des particules du CEA Saclay. Ce démonstrateur est dédié à valider la méthode, mais ne permet pas d'atteindre les spécifications du cahier des charge de GBAR au CERN, l'accélérateur d'électrons utilisé ayant un flux inférieur au cahier des charges spécifié pour l'expérience GBAR. Le tableau 5.8 à la fin de ce document (page 106) récapitule les différents rendements attendus pour l'injecteur de positons prévu pour GBAR au CERN et sur le démonstrateur de Saclay.

Avant de spécifier ce cahier des charges, nous rappelons les principes de fonctionnement des pièges et de la dynamique des plasmas au chapitre 2, et nous faisons une brève description de la méthode « classique » d'accumulation basée sur le refroidissement des positons avec un gaz tampon de N₂ au début du chapitre 3. Cela nous permet de mettre en lumière l'intérêt du développement de la méthode d'accumulation relativement aux spécificités de l'injecteur de positons de GBAR. Nous présentons alors plus en détail la méthode d'accumulation et les problématiques associées. Le dispositif expérimental du démonstrateur de Saclay est ensuite détaillé au chapitre 4 et les résultats obtenus sont discutés au chapitre 5.

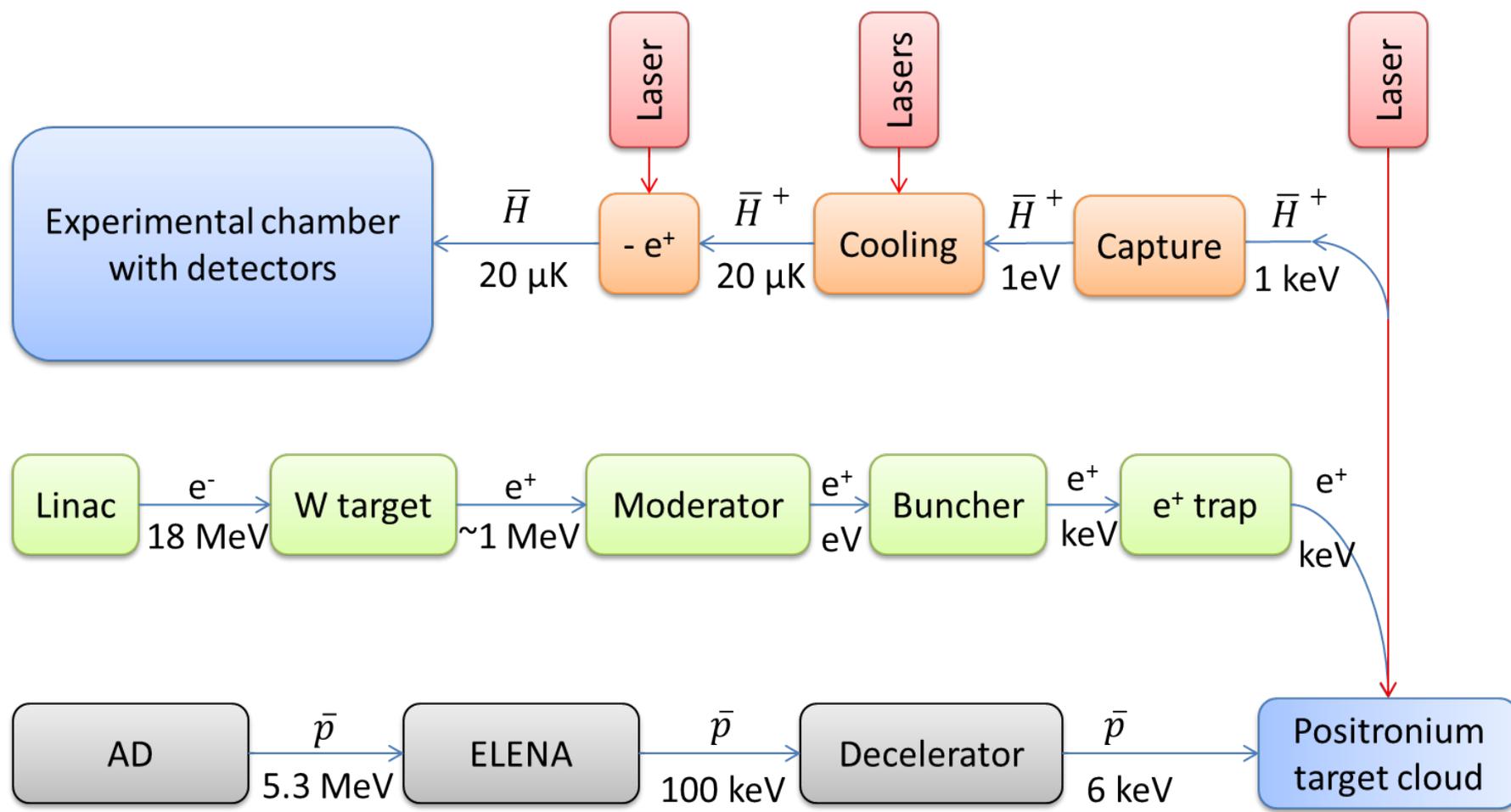


FIGURE 1.6 – Schéma synoptique de l'expérience GBAR.

Electrons						
Linac frequency	Mean current	Pulse current	Pulse duration	Electrons per pulse	Electron rate (s ⁻¹)	
300 Hz	0.2 mA	0.33 A	2 μs	4.2 × 10 ¹²	1.25 × 10 ¹⁵	
Positrons						
Production efficiency (at 10 MeV)	Transport efficiency	Fast positrons per pulse	Fast positron rate (s ⁻¹)	Moderation efficiency	Slow positrons per pulse	Slow positron rate (s ⁻¹)
5.5 × 10 ⁻⁴	80 %	1.8 × 10 ⁹	5.5 × 10 ¹¹	5 × 10 ⁻⁴	9.2 × 10 ⁵	2.8 × 10 ⁸
Positron storage						
Accumulation efficiency	Injection time	Stored positrons				
70 %	110 s	2.1 × 10 ¹⁰				
Positronium						
Production efficiency	Tube section	Tube length	Positronium density	Loss fraction from Ps decay		
35 %	1 mm ²	1 cm	7.4 × 10 ¹¹ cm ⁻³	0.5		
Antihydrogen positive ions						
Antiprotons per pulse	Deceleration and bunching efficiency	Production cross section of the $\bar{\text{H}}$ atom	Production cross section of the $\bar{\text{H}}^+$ ion	$\bar{\text{H}}$ per pulse	$\bar{\text{H}}^+$ per pulse	
6 × 10 ⁶	80 %	4.4 10 ⁻¹⁶ cm ²	8.8 10 ⁻¹⁵ cm ²	3.9 × 10 ²	0.32	
Antihydrogen atoms						
$\bar{\text{H}}^+$ Trapping efficiency	Cooling efficiency	cold $\bar{\text{H}}^+$ per pulse	Photodetachment efficiency	Detector acceptance	$\bar{\text{H}}$ events per pulse	$\bar{\text{H}}$ event rate (s ⁻¹)
100 %	70 %	0.2	99 %	65 %	0.14	1.3 × 10 ⁻³

Tableau 1.1 – Efficacités et performances attendues pour chaque étape de l'expérience GBAR. Extrait de [Chardin et al. 2011].

Chapitre 2

Piège de Penning-Malmberg et plasmas non neutres

Il existe différentes techniques pour piéger des nuages de particules chargées. Les premières expériences de piégeage d'ions sont réalisées dans le laboratoire de Wolfgang Paul, à Bonn dans les années 1950. W. Paul et ses collaborateurs montrent que des ions de différentes masses peuvent être séparés par un champ électrique quadripolaire superposé à un champ électrique radiofréquence. Hans Dehmelt développe simultanément à Seattle le piège de Penning pour isoler les électrons et les ions, dans le but de faire de la spectroscopie à haute résolution. Il le nomme d'après Frans Michel Penning qui en eu l'idée en 1936 pour l'utiliser comme jauge de vide. W. Paul et H. Dehmelt ont été récompensés par le prix Nobel de physique en 1989 pour leurs travaux [Paul 1990; Dehmelt 1990]. J. Malmberg étend l'utilisation des pièges de Penning à l'étude des plasmas non neutres [Malmberg and deGrassie 1975]. Le piège de Penning-Malmberg désigne communément un piège de Penning dont la géométrie des électrodes est cylindrique, pour le distinguer de la géométrie classique d'un piège de Penning, avec des électrodes hyperboliques.

2.1 Principe de fonctionnement d'un piège de Penning-Malmberg

Le principe du piège de Penning-Malmberg est schématisé sur la figure 2.1. Il consiste en 3 électrodes cylindriques concentriques, alignées avec un champ magnétique uniforme \mathbf{B} . Les deux électrodes aux extrémités permettent de créer un puits de potentiel dans lequel les particules sont piégées longitudinalement. Le champ magnétique confine radialement les charges qui adoptent une trajectoire circulaire dans le plan orthogonal à la direction du champ magnétique.

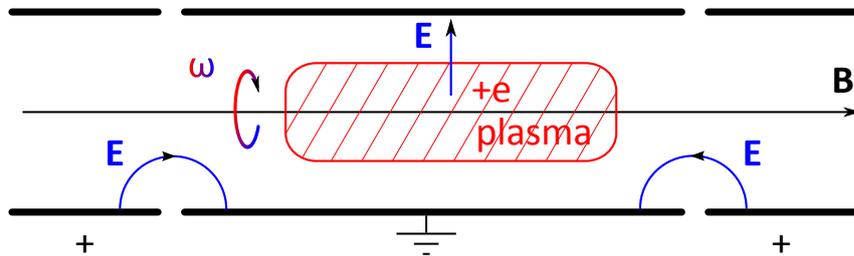


FIGURE 2.1 – Schéma de principe d'un piège de Penning-Malmberg.

Dans l'expérience menée à Saclay, le champ magnétique est produit par un aimant supraconducteur, de l'ordre de 5 T. Les puits de potentiels générés par les électrodes sont de l'ordre du kilovolt. Avant de décrire la dynamique d'un plasma, qui correspond à des conditions particulières

de densité de charges et de température, la description du mouvement d'une particule chargée nous renseigne sur sa dynamique élémentaire dans un piège de Penning-Malmberg. L'article de Lowell S. Brown et Gerald Gabrielse [Brown and Gabrielse 1986] fournit une description complète de la dynamique de l'électron dans ce type de piège. Nous nous plaçons dans le système de coordonnées cylindrique (r, θ, z) où \mathbf{e}_z est l'axe privilégié du système tel que $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$. L'équation du mouvement d'une particule de masse m et de charge e est donnée par la force de Lorentz :

$$m\mathbf{a} = e[\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}] \quad (2.1)$$

où \mathbf{E} est le champ électrique généré par les électrodes. La résolution du second terme $m\mathbf{a} = e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ donne le mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme, soit la rotation circulaire à la pulsation cyclotron $\omega_c = eB/m$. Pour un électron dans un champ magnétique uniforme de 5 T, la pulsation cyclotron est très élevée :

$$\omega_c[s^{-1}] = \frac{1 \text{ e} \times 5 \text{ T}}{511 \times 10^3 \text{ eV}/c^2} \quad (2.2)$$

$$= 880 \text{ GHz} \quad (2.3)$$

Cette rotation haute fréquence est à l'origine du processus principal de relaxation du mouvement radial des électrons/positons dans un champ magnétique intense, le rayonnement cyclotron. L'énergie du mouvement cyclotron décroît par rayonnement électromagnétique, en suivant la loi [Brown and Gabrielse 1986]

$$E(t) = E_0 e^{-\gamma_c t} \quad \text{avec} \quad \gamma_c = \frac{4r_e \omega_c^2}{3c} \quad (2.4)$$

où γ_c est la constante de relaxation cyclotron, r_e est le rayon classique de l'électron¹, c la vitesse de la lumière et ω_c la pulsation cyclotron. Pour un électron dans un champ de 5 T, $\gamma_c^{-1} = 0.1 \text{ s}$. Comme la pulsation cyclotron est proportionnelle à l'inverse de la masse de la particule chargée, la constante de relaxation γ_c varie comme $1/m^3$. Ainsi pour les protons et les ions plus lourds, la relaxation radiale par rayonnement cyclotron est très lente. On peut aussi exprimer γ_c^{-1} en fonction de l'intensité du champ magnétique : $\gamma_c^{-1} \sim 4/B^2$. L'équation (2.4) est valide dans un espace libre. En pratique, on observe un temps de refroidissement supérieur, car les électrodes réfléchissent partiellement le rayonnement cyclotron vers le plasma [Mohri et al. 1998]. Dans le piège du RIKEN, N. Oshima rapporte un temps caractéristique de refroidissement des électrons $\gamma_c^{-1} \sim 6/B^2$ [Oshima et al. 2004]. À 5 T, Le temps de refroidissement des électrons est alors de $\sim 240 \text{ ms}$.

Le champ électrique \mathbf{E} est obtenu en résolvant l'équation de Laplace en coordonnées cylindriques :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi_T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \phi_T}{\partial z^2} = 0 \quad (2.5)$$

où $\phi_T(r, z)$ est le potentiel électrique créé par les électrodes du piège. Nous avons supposé ici que la symétrie cylindrique est bien respectée. En d'autres termes, le potentiel électrique est indépendant de θ . Lorsque les dimension des électrodes respectent un rapport de rayon sur longueur ~ 1 , le potentiel électrique est quasi-quadratique sur de grandes dimensions comparées au volume de confinement des particules [Brown and Gabrielse 1986]. On peut alors approximer le potentiel dans le volume de confinement par l'expression du potentiel exact dans un piège de Penning hyperbolique (voir figure 2.2). Le potentiel vaut alors :

$$\phi_T(r, z) = \frac{\Delta V}{2L^2} (2z^2 - r^2) \quad (2.6)$$

1. $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} = 2.8 \times 10^{-15} \text{ m}$

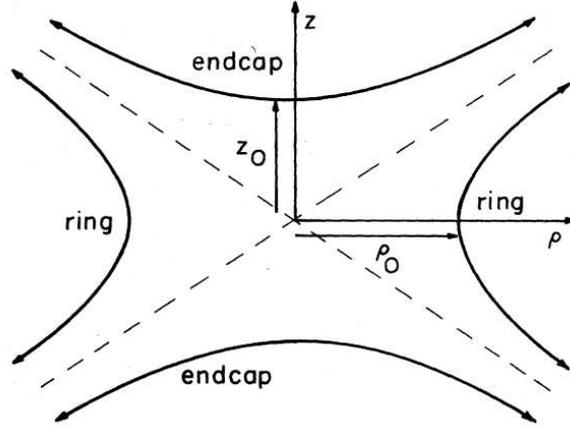


FIGURE 2.2 – Piège de Penning idéal avec deux électrodes hyperboliques (endcap) et une électrode annulaire cylindrique (ring). Le potentiel vaut $V(z, \rho) = V_0 \frac{z^2 - \rho^2/2}{2d^2}$ où V_0 est la différence de potentiel appliquée sur les électrodes et $d^2 = \frac{1}{2} (z_0^2 + \rho_0^2/2)$ [Brown and Gabrielse 1986].

où ΔV est la différence de potentiel appliquée sur les électrodes et L est la demi-longueur du puits de potentiel. La composante longitudinale du champ électrique \mathbf{E}_z vaut $-2\Delta V/L^2 z \mathbf{e}_z$. Le mouvement longitudinal d'une particule chargée est alors donné par l'équation d'un oscillateur harmonique :

$$\ddot{z} + \omega_z^2 z = 0 \quad \text{avec} \quad \omega_z^2 = \frac{2e\Delta V}{mL^2} \quad (2.7)$$

Pour un électron dans un puits de potentiel $\Delta V = 1 \text{ kV}$ et de demi-longueur $L = 15 \text{ cm}$, la pulsation ω_z vaut :

$$\omega_z [s^{-1}] = \left(\frac{2 \times 1 \text{ e} \times 10^3 \text{ V}}{511 \times 10^3 \text{ eV}/c^2 \times (0.15 \text{ m})^2} \right)^{1/2} \quad (2.8)$$

$$= 125 \text{ MHz} \quad (2.9)$$

Le potentiel défini à l'équation (2.6) peut être exprimé en fonction de la pulsation ω_z :

$$\phi_T(r, z) = \frac{m\omega_z^2}{4e} (2z^2 - r^2) \quad (2.10)$$

ainsi que le champ électrique radial et longitudinal :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_r + \mathbf{E}_z \quad (2.11)$$

$$\mathbf{E}_r = \frac{m\omega_z^2}{2e} r \mathbf{e}_r \quad (2.12)$$

$$\mathbf{E}_z = -\frac{m\omega_z^2}{e} z \mathbf{e}_z \quad (2.13)$$

La composante radiale de l'équation (2.1), exprimée en fonction de ω_c et ω_z , est donnée par l'expression :

$$\ddot{\mathbf{r}} - \omega_c \times \dot{\mathbf{r}} - \frac{\omega_z^2}{2} \mathbf{r} = 0 \quad (2.14)$$

où $\omega_c = \pm \omega_c \mathbf{e}_z$, afin de respecter l'orientation de la rotation cyclotron en sens direct avec la valeur de la charge e . Lorsque $\omega_z \rightarrow 0$, nous retrouvons l'équation du mouvement de rotation

circulaire uniforme à la pulsation ω_c . Le dernier terme provient de la répulsion électrostatique radiale imposée par l'équation (2.6). La résolution complète de l'équation (2.14) est développée dans [Brown and Gabrielse 1986]. Le mouvement rapide de rotation cyclotron est superposé à un mouvement de rotation circulaire plus lent, le mouvement *magnétron*, à la pulsation ω_m

$$\omega_m \sim \frac{\omega_z^2}{2\omega_c} \sim \frac{\Delta V}{L^2 B} \quad (2.15)$$

indépendante de la charge e et de la masse m . Le mouvement complet d'une charge est donc la superposition d'une épicycloïde avec l'oscillation harmonique longitudinale, voir la figure 2.3. Pour un puits de potentiel de 1 kV et de 15 cm dans un champ magnétique de 5 T, la pulsation magnétron vaut 8.9 kHz. Nous retiendrons la hiérarchie très prononcée entre les différentes pulsations, avec :

$$\omega_m \ll \omega_z \ll \omega_c \quad (2.16)$$

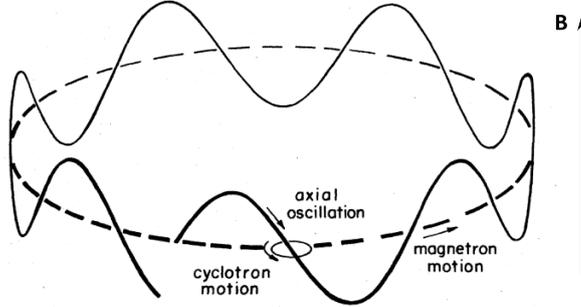


FIGURE 2.3 – Mouvement d'une particule chargée dans un piège de Penning. La ligne pointillée représente le cercle du mouvement magnétron. La ligne pleine couple ce mouvement avec l'oscillation longitudinale. Le mouvement complet prend en compte la rotation cyclotron autour de la ligne pleine [Brown and Gabrielse 1986].

Il est aussi remarquable que les champs perpendiculaires \mathbf{E} et \mathbf{B} constituent un filtre en vitesse pour une particule chargée. Une particule avec une vitesse $\mathbf{u} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$ traversera le champ électromagnétique sans entrave, car le terme $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ annule dès lors le champ \mathbf{E} dans l'équation (2.1). En prenant l'expression (2.12) pour \mathbf{E}_r , on retrouve bien la rotation à la pulsation $\omega_z^2/2\omega_c$. Enfin, d'un point de vue de la stabilité du mouvement, la rotation magnétron diffère des autres mouvements. L'énergie de la rotation cyclotron est purement cinétique, et l'énergie de l'oscillateur harmonique longitudinal alterne entre énergie cinétique et énergie potentielle. La dissipation d'énergie dans ces deux mouvements réduit leurs amplitudes : ces mouvements sont stables. Au contraire l'énergie du mouvement magnétron est purement potentielle. Toute dissipation d'énergie de ce mouvement augmentera le rayon magnétron, jusqu'à ce que la particule atteigne les électrodes et soit perdue.

Lorsque l'on considère un grand nombre de particules, le champ électromagnétique généré par le piège ne suffit plus à décrire le système. A partir d'une certaine configuration de densité n et de température T , les interactions entre particules doivent être prises en compte pour comprendre la dynamique du nuage de charges. La partie suivante décrit les différents régimes accessibles pour un nuage de particules chargées.

2.2 Nuage de charges, plasmas non neutres et corrélations

L'appellation *plasma non neutre* se répand avec l'ouvrage de *R. C. Davidson, Theory of Nonneutral Plasmas* [Davidson 2001], dont la première édition date de 1990. Une description complète des plasmas non neutres est proposée dans l'article de Daniel H.E. Dubin et T.M. O'Neil [Dubin and O'Neil 1999]. Un plasma monochargé (comme un plasma pur de positons) a la particularité de pouvoir être confiné à l'état d'équilibre thermodynamique par des champs électriques et magnétiques statiques, contrairement aux plasmas neutres. Un tel système a donc l'avantage d'être décrit par les lois d'équilibre de la mécanique statistique.

2.2.1 Longueur de Debye

Nous appelons *plasma* un nuage de charges dont les dimensions sont grandes devant la longueur de Debye. La longueur de Debye λ_D est une notion empruntée à la théorie des plasmas neutres. Cette longueur caractérise la distance à laquelle le champ électrique généré par une charge ponctuelle, par exemple un électron du plasma, est écranté par le champ électrique des ions voisins. Cette notion s'étend aux plasmas d'une seule espèce comme un plasma pur d'électrons ou de positons. La longueur de Debye est donnée par l'expression :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{ne^2}} \quad (2.17)$$

où ε_0 est la permittivité du vide, k est la constante de Boltzmann, e est la charge de l'espèce du plasma et T et n sont respectivement la température et la densité du plasma. La différence entre un nuage de charges d'une seule espèce et un plasma non neutre est donc intimement lié aux conditions de température et de densité du nuage, relativement à sa dimension. Par exemple, le piège du RIKEN permet de piéger un nuage de 10^{10} électrons avec une densité l'ordre de $\sim 10^{17} \text{ m}^{-3}$ et une température² de l'ordre de $\sim 1 \text{ eV}$ [Oshima et al. 2003, 2004; Mohamed et al. 2011; Dupré 2011]. La longueur de Debye vaut alors :

$$\lambda_D[\text{m}] = 7.4 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{kT[\text{eV}]}{n[\text{m}^{-3}]}} \quad (2.18)$$

$$= 7.4 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{1}{10^{17}}} \quad (2.19)$$

$$= 20 \mu\text{m} \quad (2.20)$$

Le rayon du nuage étant $R_p \sim 400 \mu\text{m}$, la dimension du nuage est bien supérieure à la longueur de Debye et il s'agit d'un plasma. En revanche, les premières accumulations de positons présentées dans ce document ont été réalisées avec seulement ~ 300 charges par pulse. La densité est alors insuffisante pour envisager le système comme un plasma, et sa dynamique sera décrite par le modèle à une particule. La longueur de Debye diminue ensuite avec le nombre d'accumulations, car la densité du nuage augmente. Une transition vers le régime plasma s'opère lorsque $\lambda_D \sim R_p$, soit un nombre de positons de l'ordre de 10^5 à 10^6 dans le piège du RIKEN. Le potentiel généré par une charge ponctuelle constituante du plasma est modifié et prend comme expression :

$$\phi(r) = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 r} \exp -r/\lambda_D \quad (2.21)$$

Lorsque $r \ll \lambda_D$ le potentiel équivaut à celui d'une charge ponctuelle, et tombe rapidement à zéro lorsque $r > \lambda_D$.

2. La température est souvent exprimée en eV, au lieu d'être exprimée en K. Pour de nombreuses applications numériques comme (2.18), il est utile d'exprimer ε_0 en $\text{e} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$: $\varepsilon_0 = 55.3125 \times 10^6 \text{ e} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$

2.2.2 Couplage entre charges

Un paramètre important pour identifier le type de plasma que l'on observe est le rapport entre l'énergie d'interaction entre charges voisines, et l'énergie thermique. On l'exprime par le paramètre de couplage Γ :

$$\Gamma = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a k T} \quad (2.22)$$

où a est le rayon de *Wigner-Seitz*, donné par la relation $\frac{4}{3}\pi n a^3 = 1$. Les corrélations du plasma sont alors faibles pour $\Gamma \ll 1$ et fortes pour $\Gamma \gg 1$. Lorsque les corrélations sont fortes, la longueur de Debye devient plus petite que les distances entre particules et perd de son sens. Pour des corrélations faibles, la distribution de Boltzmann du modèle à une particule décrit bien le système à l'équilibre thermodynamique. Pour un plasma d'électrons de densité $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ et de température 1 eV, $a = 1.34 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ et le facteur de corrélation Γ vaut :

$$\Gamma = \frac{(1[e])^2}{4\pi \times 55.3 \cdot 10^6 [\text{e.V}^{-1}.\text{m}^{-1}] \times 1.34 \cdot 10^{-6} [\text{m}] \times 1[\text{eV}]} \quad (2.23)$$

$$= 10^{-3} \quad (2.24)$$

$\Gamma \ll 1$, il s'agit d'un plasma faiblement corrélé.

2.2.3 Description du problème

Nous considérons un nuage de N charges interagissant électrostatiquement dans un piège de Penning-Malmberg. Les potentiels appliqués sur les électrodes sont indépendants du temps ainsi que le champ magnétique axial uniforme, $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$. Nous utilisons le système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) où z correspond à l'axe de symétrie du piège (voir la figure 2.1). Le système est un plasma faiblement corrélé, de dimension caractéristique grande devant la longueur de Debye λ_D , et dont le paramètre de couplage Γ est petit devant 1. Le potentiel propre du plasma ϕ_p , produit par les particules chargées constituant le plasma, aussi appelé *potentiel de charge d'espace*, est dans ce cas non négligeable et doit être pris en compte pour décrire la dynamique du plasma.

2.3 Plasma faiblement corrélé : équilibre thermodynamique dans un piège de Penning-Malmberg

2.3.1 Constantes du mouvement

Les constantes du mouvement que nous considérons ici découlent directement des propriétés de symétrie de l'hamiltonien, dans la description lagrangienne d'un système à N corps [Landau and Lifshitz 1976]. Nous considérons comme conservés le nombre de particule N , l'énergie totale E ainsi que le moment canonique angulaire total L . Nous négligeons toute correction relativiste, et nous nous attachons à décrire l'état d'équilibre thermodynamique du système. Nous ne discutons pas des mécanismes dissipatifs qui ont lieu expérimentalement entre la génération du plasma dans le piège et le moment où il atteint son équilibre.

2.3.2 Champ moyen et équilibre thermodynamique

Comme l'énergie totale ainsi que le moment canonique angulaire total sont conservés, la distribution des particules du plasma suit la loi de Boltzmann sous la forme

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{N \exp\left[-\frac{h + \omega l_z}{kT}\right]}{\int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{v} \exp\left[-\frac{h + \omega l_z}{kT}\right]} \quad (2.25)$$

où h et l_z représentent respectivement l'énergie et le moment canonique angulaire d'une seule particule³ :

$$h = \frac{mv^2}{2} + \phi(\mathbf{r}) \quad (2.26)$$

$$l_z = mv_\theta r + \frac{eB}{2}r^2 \quad (2.27)$$

Le potentiel total $\phi(\mathbf{r})$ est ici la somme du potentiel électrique créé par le piège ϕ_T (voir l'équation (2.6)) et du potentiel propre du plasma ϕ_p :

$$\phi(\mathbf{r}) = \phi_T(\mathbf{r}) + \phi_p(\mathbf{r}) \quad (2.28)$$

Les grandeurs T et ω sont respectivement la température et pulsation de rotation du système autour de son axe de symétrie. Ces grandeurs sont déterminées par les conditions initiales puisque l'énergie totale et le moment canonique angulaire sont conservées. En substituant les équations 2.26, 2.27 et 2.28 dans 2.25, on obtient :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = n(r, z) \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{m}{2kT}(\mathbf{v} + \omega r \mathbf{e}_\theta)^2\right] \quad (2.29)$$

où la densité est donnée par l'expression

$$n(r, z) = N \frac{\exp\left\{-\frac{1}{kT} [e\phi_R(r, z) + e\phi_p(r, z)]\right\}}{\int d^3\mathbf{r} \exp\left[-\frac{1}{kT} (e\phi_R + e\phi_p)\right]} \quad (2.30)$$

$$e\phi_R(r, z) = e\phi_T(r, z) + \frac{m\omega r^2}{2} (\omega_c - \omega) \quad (2.31)$$

ϕ_R est le potentiel effectif du piège, exprimé dans le référentiel du plasma tournant à la pulsation ω . On observe trois termes distincts : ϕ_T est le potentiel créé par les électrodes du piège, $-m\omega^2 r^2/2$ est l'énergie centrifuge et $m\omega_c \omega r^2/2$ est l'énergie potentielle induite par la rotation dans le champ magnétique. C'est ce dernier terme qui produit le confinement radial des charges. En choisissant de façon adéquate la valeur ω ($\omega_c - \omega$), le potentiel $\phi_R(r, z)$ est une fonction croissante de r , bien que $\phi_T(r, z)$ décroisse avec r . $e\phi_R(r, z)$ agit alors en confinant le plasma.

3. Le lagrangien d'une particule de charge e et de masse m en mouvement dans un champ électromagnétique caractérisé par le couple de potentiel électrique et magnétique (ϕ, \mathbf{A}) a pour expression : $L = \frac{m}{2} \dot{\mathbf{r}} \cdot \dot{\mathbf{r}} + e\mathbf{A} \cdot \dot{\mathbf{r}} - e\phi$.

Dans le formalisme hamiltonien, on définit le moment canonique par : $\mathbf{p} = \frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{r}}}$. Ainsi, le moment canonique est : $\mathbf{p} = m\dot{\mathbf{r}} + e\mathbf{A}$. Pour obtenir le moment canonique angulaire, on applique la définition du moment angulaire au moment canonique : $\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$. En coordonnées cylindriques (r, θ, z) , on note l_z le moment canonique angulaire projeté sur l'axe de symétrie \mathbf{e}_z du système. Avec $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$, on peut définir le potentiel vecteur $\mathbf{A} = 1/2 \mathbf{r} \times \mathbf{B}$. On obtient : $l_z = \mathbf{r} \times \left(m\dot{\mathbf{r}} + \frac{eB}{2} \mathbf{e}_\theta\right) \cdot \mathbf{e}_z$.

2.3.3 Potentiel propre et densité

Afin d'obtenir l'expression de la densité $n(r, z)$, nous devons résoudre l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \phi_p(r, z) = -\frac{e n(r, z)}{\varepsilon_0} \quad (2.32)$$

avec comme condition aux limites, ϕ_p égal à zéro sur les électrodes. Cette équation n'est pas linéaire en ϕ_p et ne permet pas d'obtenir la densité du plasma sans faire d'autres hypothèses. Le couple de solutions (ϕ, n) de ce problème est un système de solutions auto-cohérent. Cependant, les couples de solutions obtenues pour différentes valeurs de ϕ_R , T et N semblent toujours montrer le même comportement : la densité du plasma est quasi-constante dans un volume de révolution, et tombe rapidement à zéro sur une échelle de l'ordre de la longueur de Debye λ_D [Dubin and O'Neil 1999].

Une hypothèse acceptable pour résoudre le problème consiste à considérer que les charges constituantes du plasma sont distribuées, à l'équilibre thermodynamique, de façon à faire écran au champ électrostatique produit par le piège. Exprimée dans le référentiel tournant du plasma, cette hypothèse se traduit par l'égalité

$$\phi_p(r, z) + \phi_R(r, z) \sim \text{const} \quad (2.33)$$

avec (r, z) compris dans le plasma. En utilisant le fait que $\nabla^2 \phi_T = 0$, l'équation de Poisson devient :

$$\omega^2 - \omega_c \omega + \frac{1}{2} \omega_p^2 = 0 \quad (2.34)$$

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 n}{\varepsilon_0 m} \quad (2.35)$$

où ω_p est la pulsation plasma. Cette pulsation caractérise l'oscillation des charges dans le nuage. Avec une densité $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$, la pulsation plasma vaut $\sim 18 \text{ GHz}$. Afin d'obtenir des pulsations ω réelles, il est nécessaire d'avoir la relation $\omega_c^2 \geq 2\omega_p^2$. Nous faisons ainsi apparaître une densité limite n_b , appelée densité limite de Brillouin :

$$n_b = \frac{\varepsilon_0 B^2}{2m} \quad (2.36)$$

Il s'agit de la densité limite de charges confinées dans un piège pour un flux magnétique donné ; elle est de $n_b = 1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ dans un champ magnétique de 5 T. L'équation (2.34) est une équation du second degré et admet deux solutions réelles :

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_c \pm \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_p^2}}{2} \quad (2.37)$$

Les deux solutions ω_- et ω_+ sont tracées respectivement en bleu et rouge dans la figure 2.4. Le flux magnétique étant très élevé dans le piège du RIKEN, nous observons en pratique des pulsations de rotation de plasma ω_r très inférieures à ω_c [Dupré 2011]. La solution ω_+ est théoriquement accessible pour un système à grand moment cinétique, où la fréquence de rotation est supérieur à $\omega_c/2$. Ce régime d'équilibre a été étudié avec des ions de ${}^9\text{Be}^+$ [Dubin and O'Neil 1999]. En prenant comme solution $\omega_- \ll \omega_c$ on obtient dans la limite de petites pulsations plasma :

$$\omega_r = \omega_- \sim \omega_E = \frac{\omega_p^2}{2\omega_c} \quad (2.38)$$

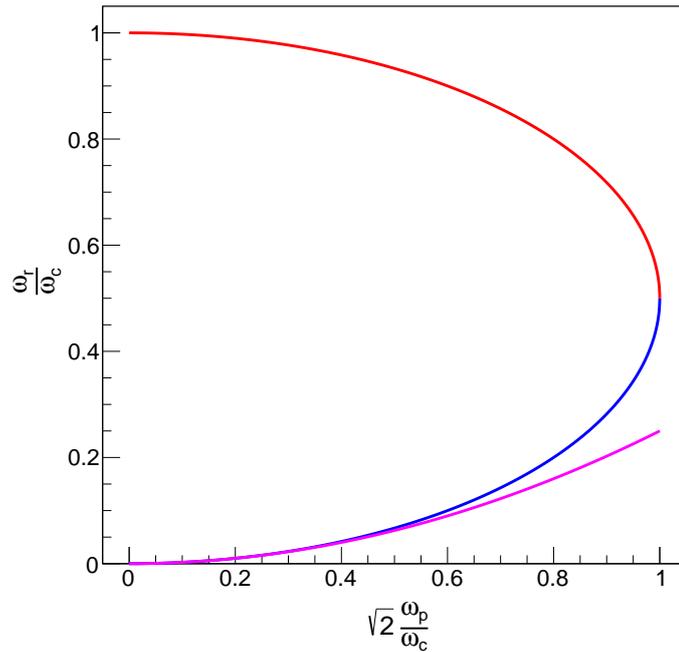


FIGURE 2.4 – Pulsation de rotation du plasma ω_r en fonction de la pulsation plasma ω_p . Les solutions ω_- et ω_+ sont représentées respectivement en bleu et rouge. La courbe rose indique la solution approximée $\omega_E = \omega_p^2/2\omega_c$.

où ω_E est appelée pulsation $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. À la différence du mouvement magnétron du modèle à une particule, la rotation est ici entraînée par le potentiel de charge d'espace du plasma. ω_p^2 étant proportionnelle à la densité du plasma, on peut tracer l'évolution de la rotation du plasma en fonction de la densité (figure 2.5). On observe que dans le domaine où $\omega_- \ll \omega_c$, ou de façon équivalente $n \ll n_b$, la vitesse de rotation du plasma dépend linéairement de la densité. Dans le piège du RIKEN, la fréquence f_r de rotation du plasma d'électrons vaut :

$$f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} \sim \frac{1}{2\pi} \times \frac{\omega_p^2}{2\omega_c} \sim 30 \text{ MHz} \quad (2.39)$$

On observe à nouveau une hiérarchie dans les pulsations caractéristiques du système :

$$\omega_z \sim \omega_r \ll \omega_p \ll \omega_c. \quad (2.40)$$

En substituant (2.37) dans (2.31), on obtient l'expression du potentiel total dans le repère tournant du plasma. D'après (2.33), on exprime, à une constante près, le potentiel plasma :

$$\phi_p(r, z) = -\frac{m(\omega_p^2 - \omega_z^2)}{4e} r^2 - \frac{m\omega_z^2}{2e} z^2 \quad (2.41)$$

On peut alors faire l'analogie avec le potentiel à l'intérieur d'un ellipsoïde uniformément chargé de demi-longueur L et de rayon R_p , de densité n , dans la région $r^2/R_p^2 + z^2/Z_p^2 < 1$:

$$\phi_{\text{ellipsoïde}}(r, z) = -\frac{m\omega_p^2}{4e} (\beta r^2 + 2(1 - \beta) z^2) \quad (2.42)$$

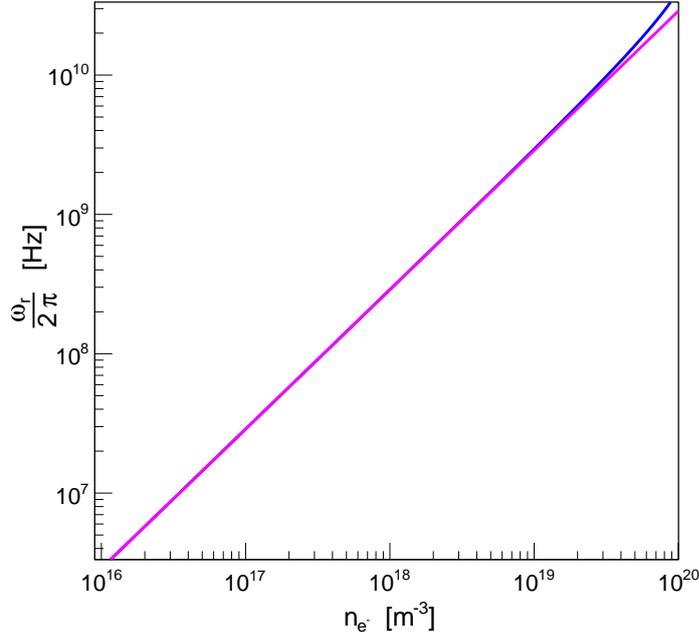


FIGURE 2.5 – Fréquence de rotation $\frac{\omega_r}{2\pi}$ du plasma en fonction de sa densité n sur 4 ordres de grandeurs. La courbe bleue correspond à la solution ω_- , la courbe rose à la solution approchée ω_E .

où β est une fonction du rayon R_p et de la demi-longueur Z_p du plasma, exprimé à travers le paramètre $\alpha = Z_p/R_p$ appelé *aspect ratio* du plasma. Dans le cas d'un ellipsoïde allongé ($Z_p > R_p$) [Davidson 2001] :

$$\beta = 1 - \frac{\omega_z^2}{\omega_p^2} = \frac{1}{1 - \alpha^2} - \frac{\alpha}{2(\alpha^2 - 1)^{3/2}} \log \left| \frac{\alpha + (\alpha^2 - 1)^{1/2}}{\alpha - (\alpha^2 - 1)^{1/2}} \right| \quad (2.43)$$

Ainsi, notre système est un ellipsoïde de révolution, de densité quasi-constante à l'intérieur de sa frontière définie par la surface $r^2/R_p^2 + z^2/Z_p^2 = 1$, où la densité chute rapidement sur quelques longueurs de Debye. Cet ellipsoïde tourne de façon rigide à la pulsation ω_r , qui dépend quasi-linéairement de la densité. Le potentiel plasma exprimé en (2.41) et (2.42) permet de relier sa densité n , ses dimensions α et R_p avec les paramètres imposés par l'opérateur, ω_z et ω_c . Enfin, on notera que le potentiel total ϕ au niveau du plasma est égal, à une constante près, à la somme du potentiel généré par les électrodes ϕ_T avec le potentiel plasma ϕ_p :

$$\phi(r) = -\frac{m\omega_p^2}{4e} r^2 \quad (2.44)$$

Le potentiel ϕ est indépendant de la position z dans le puits de potentiel : le potentiel sur l'axe $r = 0$ est donc une constante sur toute la largeur du puits de potentiel.

2.3.4 Dissipation du moment angulaire

Dans un piège idéal, un plasma peut être confiné indéfiniment par invariance du moment canonique angulaire L . Dans le cas d'un plasma ellipsoïdal uniformément chargé de rayon R_p :

$$L = \frac{1}{5} Nm\Omega_v R_p^2 \quad (2.45)$$

où N est le nombre de charges du plasma. On introduit la pulsation $\Omega_v = \omega_c - 2\omega_r$, appelée *pulsation vortex (vortex frequency)* [Dubin and O'Neil 1999]. Il s'agit de la pulsation cyclotron modifiée dans le référentiel du plasma en rotation, physiquement due aux forces de Coriolis. Avec les expressions $\omega_r = \omega_{\pm}$ données en (2.37), on obtient deux pulsations Ω_v égales et opposées.

En pratique, la présence de gaz résiduel et les imperfections du champ électromagnétique provoquent une perte de moment cinétique. Il en résulte une expansion radiale, et éventuellement la perte de charges si le plasma entre en contact avec les électrodes de confinement. C'est le processus principal limitant la durée de vie d'un plasma. La technique *rotating wall* permet de réinjecter du moment angulaire pour contrecarrer cette expansion [Hollmann et al. 2000; Funakoshi et al. 2007]. Néanmoins, avec une pression de l'ordre de 10^{-10} mbar dans l'enceinte de confinement, et en prenant soin de bien aligner les électrodes cylindriques avec l'axe magnétique du piège, des plasmas très denses d'électrons ont pu être piégés pendant plusieurs jours sans utiliser la technique du rotating wall [Mohamed 2008].

Chapitre 3

Accumulation de positons pour GBAR

L'accumulation de nuages de particules chargées a fait l'objet de nombreuses recherches depuis l'invention des pièges électromagnétiques dans les années 50. En particulier, les expériences de synthèse d'antihydrogène ont été moteurs dans le développement de ces techniques, tant pour les positons que les antiprotons [Jørgensen et al. 2005; Andresen et al. 2011]. L'accumulateur de positons à gaz tampon est très largement utilisé dans ces expériences [Murphy and Surko 1992], mais cette méthode possède ses limites, qui incitent à chercher de nouvelles technologies et de nouveaux protocoles d'accumulation [Oshima et al. 2004]. La demande croissante en flux d'antiparticules pour les expériences comme GBAR motive à la fois la recherche et développement sur les sources de positons, leur modération ainsi que leur refroidissement. Après une description succincte des méthodes utilisées pour la synthèse d'antihydrogène, ce chapitre justifie le choix qui a été fait de développer une technique innovante d'accumulation de positons pour le projet GBAR, puis décrit les enjeux de sa mise en œuvre expérimentale sur le démonstrateur de Saclay.

3.1 Techniques d'accumulation

Nous commençons par décrire ici le procédé d'accumulation le plus utilisé dans la communauté des expériences sur l'antihydrogène : la production de positons avec une source radioactive β^+ , couplée à la méthode de refroidissement avec un gaz tampon dans un piège. On évoque ensuite la technique développée par N. Oshima et ses collaborateurs au laboratoire du RIKEN, qui introduit le refroidissement des positons par interaction coulombienne avec un plasma d'électrons. C'est la méthode sélectionnée pour l'expérience GBAR et mise en œuvre expérimentalement dans le présent travail. Enfin, nous présentons les résultats majeurs obtenus au laboratoire du RIKEN sur l'accumulation d'électrons et de positons, qui montrent les performances de confinement du piège du RIKEN que nous souhaitons mettre en œuvre expérimentalement, puis améliorer en adaptant la méthode de N. Oshima à l'injection d'un faisceau pulsé. Ces techniques ne constituent pas une liste exhaustive des procédés d'accumulation utilisés ou faisant l'objet de recherches, présentement ou par le passé.

3.1.1 Accumulateurs à gaz tampon

La plupart des expériences nécessitant l'accumulation de positons utilisent un accumulateur avec un gaz tampon de diazote N_2 pour refroidir les positons. Ce type d'accumulateur est communément appelé *accumulateur de Surko* en référence à Cliff Surko qui a développé le principe et la technique d'accumulation avec ses collaborateurs à l'université de Californie San Diego [Murphy and Surko 1992]. Au CERN, les expériences ALPHA, ASACUSA, AEGIS, et ATRAP utilisent un accumulateur de Surko. Le processus d'accumulation est présenté ici en décrivant les 3 éléments majeurs indispensables à la mise en œuvre de cette méthode :

- la source de ^{22}Na
- le modérateur au néon solide
- le pré-accumulateur à gaz tampon

La figure 3.1 présente le schéma du dispositif expérimental d'accumulation de positons de l'expérience ALPHA.

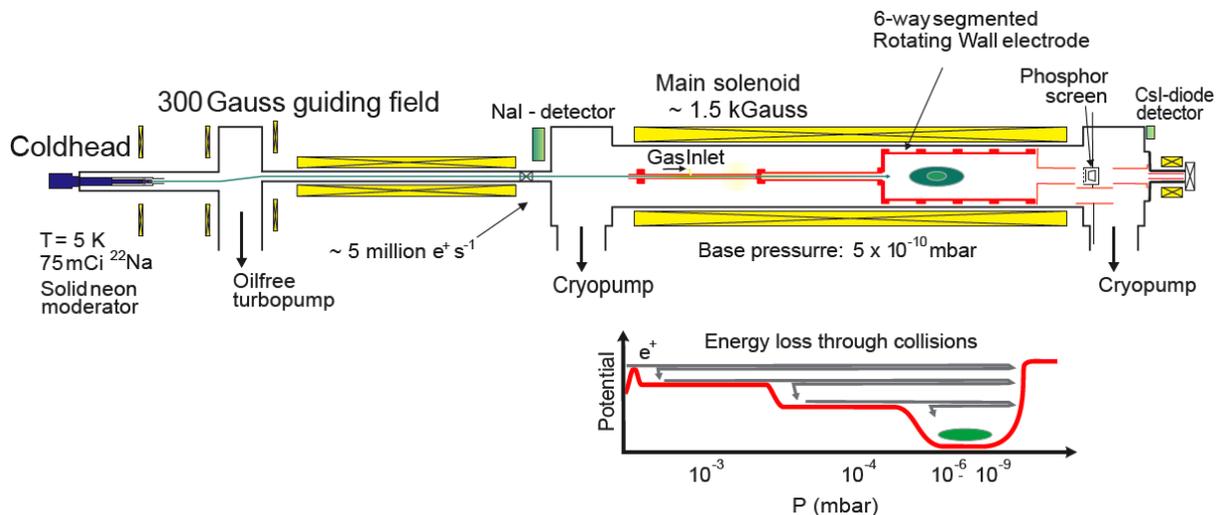


FIGURE 3.1 – Schéma de principe d'un accumulateur par refroidissement avec gaz tampon de N_2 .

La source radioactive et le modérateur

La source primaire de positons est une source radioactive de ^{22}Na . Cette source a l'avantage d'avoir une demie-vie relativement longue, de 2.6 ans. Les positons sont émis suivant un large spectre d'énergie compris entre 0 et 546 keV, qui ne permet pas leur accumulation. On utilise un *modérateur*, pour obtenir un faisceau à basse énergie. Il s'agit de faire interagir les positons avec un solide. Lorsque les positons interagissent avec un solide, ils perdent de l'énergie par différentes interactions dans le matériau, menant dans la plupart des cas à leur annihilation, en moins d'une nanoseconde. Pendant ce court instant ils atteignent une énergie de l'ordre de la température caractéristique du matériau. Une fraction d'entre eux atteint l'énergie thermique si proche de la surface qu'ils peuvent être réémis en dehors du volume, à basse énergie, dans l'enceinte à vide. Ils forment alors un nuage de particules à basse énergie qui peuvent être guidées par des champs électromagnétiques. Le modérateur le plus utilisé est le néon solide [Mills Jr. and Gullikson 1986]. Un système cryogénique permet de maintenir la source de ^{22}Na à une température inférieure à 10 K. Du néon est vaporisé sur un cône d'extraction solidaire de la source. Au contact de la surface froide, il se condense et forme une fine couche de néon solide efficace pour la modulation des positons. L'efficacité de modulation, défini par le rapport du flux de positons lents émis sur l'activité de la source, est de l'ordre de 0.5%, soit quelques $10^4 \text{ e}^+ \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mCi}^{-1}$ émis par le modérateur¹. Le tungstène, autre matériau utilisé pour la modulation, a une efficacité inférieure, mais il peut produire un faisceau avec une dispersion en énergie plus faible [Fischer et al. 1986]. Le faisceau ainsi produit est guidé jusqu'au piège d'accumulation par une ligne de transport constituée de bobines et de solénoïdes, produisant un flux de l'ordre de 10 mT (voir figure 3.1). L'énergie cinétique du faisceau est choisie par l'utilisateur en appliquant un potentiel sur le

1. $1 \text{ Ci} = 37 \times 10^9 \text{ Bq}$. Un bequerel correspond à une désintégration par seconde.

modérateur. Le transport est généralement réalisé à ~ 50 eV.

L'accumulateur à gaz tampon

L'accumulateur à gaz tampon est généralement constitué de 3 étages dans lesquels le potentiel et la pression de gaz sont choisis de façon à maximiser l'accumulation (voir figure 3.1). Il s'agit d'un piège de Penning-Malmberg, avec un champ magnétique de ~ 1 kG et des potentiels de l'ordre de ~ 10 à 100 V. Le gaz tampon utilisé est du diazote. Le gaz est introduit en amont du piège (le coté par lequel les positons sont introduits, *Gas Inlet* sur la figure 3.1) par des vannes piézoélectriques afin de maîtriser le flux avec précision. La structure géométrique des électrodes permet de réaliser un pompage différentiel et ainsi d'obtenir le gradient de pression souhaité. Le principal mécanisme de refroidissement des positons consiste en des chocs inélastiques avec les électrons du cortège électronique des molécules d'azote. L'énergie moyenne perdue par collision est de 9 eV. Le processus d'annihilation des positons qui prédomine est la formation de positronium, suivie de sa désintégration. Par collisions successives, les positons perdent de l'énergie et sont piégés dans les étages successifs du piège. Les positons qui ne se sont pas annihilés finissent dans le dernier étage où la pression est inférieure à 10^{-6} mbar. Le temps de vie des positons peut alors atteindre plusieurs dizaines de secondes, voir quelques centaines selon la pression de gaz. De l'ordre de 10^6 $e^+ \cdot s^{-1}$ peuvent ainsi être accumulés menant à la formation d'un plasma. Un champ électrique quadripolaire est appliqué afin de contrecarrer la perte de moment cinétique angulaire du plasma, due aux collisions des charges avec le gaz résiduel. La fréquence de rotation du plasma entre en résonance avec la fréquence de rotation du champ électrique appliqué, ce qui a pour effet de comprimer le plasma. Cette technique est communément appelée *rotating wall* [Hollmann et al. 2000; Funakoshi et al. 2007]. Une fois les propriétés requises atteintes, le plasma est éjecté en aval du piège en changeant le profil de potentiel.

L'efficacité totale, donnée par le nombre de charges extraites de l'accumulateur sur le flux de positons lents incidents est de l'ordre de 30%. Quelques 10^7 positons sont accumulés avec cette technique [Murphy and Surko 1992]. Dans les expériences de synthèse d'antihydrogène, les positons sont ensuite transférés dans un piège où règne un ultravide inférieur à $\sim 10^{-10}$ mbar et un haut champ magnétique de quelques teslas.

3.1.2 Accumulation par refroidissement dans un plasma d'électrons

N. Oshima et ses collaborateurs ont développé une technique d'accumulation de positons afin de refroidir des ions multichargés [Oshima et al. 2000]. Le faisceau de positons est obtenu à l'aide d'une source de ^{22}Na et un modérateur au néon solide. Le faisceau de positons est guidé jusqu'au piège par une ligne de transport magnétique, avec une énergie longitudinale de l'ordre de 50 eV. Contrairement à la méthode d'accumulation présentée précédemment, cette technique n'utilise pas de pré-accumulateur. Les positons lents sont directement injectés sur un second modérateur en tungstène situé dans le piège du RIKEN, dont la bobine supraconductrice produit un haut flux magnétique de 5 T. Le faisceau de positons réémis par ce *remodérateur* interagit ensuite avec un plasma d'électrons préalablement établi dans le piège, pour atteindre l'énergie thermique du plasma et être ainsi refroidi puis capturé. Le piège du RIKEN est donc prévu pour pouvoir produire deux puits de potentiels, un pour le plasma d'électrons, l'autre pour le plasma de positons. La figure 3.2 montre le principe d'accumulation de cette méthode, décrite en détail dans [Oshima et al. 2000, 2004; Dupré 2011]. Le piège du RIKEN est maintenant installé sur le démonstrateur de Saclay. Il a été déménagé en janvier 2011 dans le cadre de la collaboration GBAR, afin de mettre en œuvre l'accumulation de positons avec un faisceau pulsé.

Le (re)modérateur tungstène

Il s'agit d'un monocristal de tungstène, utilisé en réflexion (le faisceau modéré est émis dans le sens opposé au faisceau incident, voir figure 3.2), et maintenu dans l'axe du faisceau sur un porte cible amovible. Il peut ainsi être retiré de l'axe faisceau pour permettre l'extraction des positons ou des électrons en aval du piège. Le potentiel du porte cible V_W est choisi par l'opérateur pour maximiser l'accumulation. Les positons émis par ce modérateur ont une énergie $E_c = E_W + eV_W$, où E_W est l'énergie de travail du tungstène, $E_W = 3 \pm 0.3 \text{ eV}$ [Fischer et al. 1986]. L'efficacité de modération est d'environ 13%.

Interaction coulombienne avec un plasma d'électrons

La technique de N. Oshima repose sur le refroidissement des positons par interaction coulombienne avec un plasma d'électrons. L'accumulation des positons se fait en trois étapes :

- formation d'un plasma d'électrons.
- Injection des positons : modération dans la cible de tungstène.
- Refroidissement des positons dans le plasma d'électrons.
- Refroidissement final des positons par interaction avec des ions H_2^+ issus de l'ionisation du gaz résiduel.

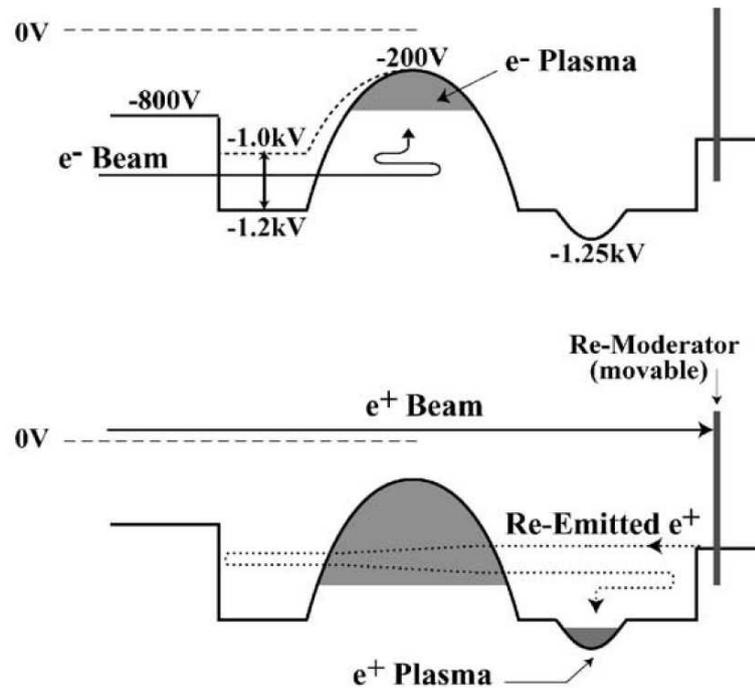


FIGURE 3.2 – Principe d'accumulation de la méthode développée par N. Oshima et ses collaborateurs. En haut, l'étape d'accumulation des électrons. En bas, l'étape d'accumulation des positons. Extrait de [Oshima et al. 2003]

Le plasma d'électrons est préalablement chargé dans le piège grâce à un canon à électrons. Le courant d'électrons, de l'ordre de $\sim 10^{-7} \text{ A}$ est assez important pour pouvoir remplir un puits de potentiel électrostatique de 1 kV : les interactions entre le faisceau incident et le faisceau réfléchi par la barrière en aval du puits de potentiel (voir la figure 3.2), ainsi que les interactions entre le faisceau et le plasma en formation mènent à la capture des électrons dans le puits [Mohamed et al. 2011]. Cette méthode n'est pas envisageable avec les positons, le flux incident étant trop

faible. Une fois ce plasma formé et à l'équilibre, les positons sont injectés dans le piège. Ils traversent le plasma une première fois pour interagir dans le remodérateur tungstène en aval du piège. Les positons émis du tungstène font alors un aller-retour dans le plasma d'électrons avant d'être piégés. La perte d'énergie d'un positon dans le plasma d'électrons dépend de son énergie initiale, de la densité du plasma et de sa température. L'énergie initiale du positon lorsqu'il pénètre dans le plasma dépend de la différence de potentiel entre le remodérateur et le plasma $E_{c0} = E_W + e(V_W - \phi_p(r))$, où ϕ_p représente le potentiel propre du plasma d'électrons. S'ils n'ont pas assez d'énergie pour pénétrer dans le plasma, ils sont réfléchis électrostatiquement vers le modérateur, où ils s'annihilent. S'ils ont trop d'énergie, l'interaction coulombienne n'est pas suffisante lors du premier aller-retour pour empêcher les positons d'interagir à nouveau avec le remodérateur et d'être perdus.

Les positons émis par le remodérateur dans la bonne gamme d'énergie font donc un aller-retour dans le plasma d'électrons, et perdent l'énergie nécessaire pour être piégés entre la barrière de potentiel du remodérateur d'un côté, et le potentiel du plasma de l'autre (voir figure 3.2). Le temps caractéristique d'annihilation des positons dans le plasma est de ~ 100 s [Oshima et al. 2004], ce qui est très grand devant le temps de parcours des positons dans le plasma. L'annihilation des charges dans le plasma est donc négligeable. Les positons subissent alors une dernière étape de refroidissement avec les ions résiduels H_2^+ présents dans la région du puits de potentiel des positons. N. Oshima a montré que l'on peut augmenter la quantité d'ions présents dans le puits en jouant sur le temps d'injection des électrons dans le piège. Le faisceau d'électrons ionise le gaz résiduel de H_2 , et aboutit à la formation d'un nuage de H_2^+ dans la région du puits de potentiel des positons préalablement formé. Il observe une augmentation d'un facteur 10 sur l'efficacité d'accumulation en présence du nuage d'ions par rapport à l'accumulation en l'absence du nuage.

Dans le plasma d'électrons on exprime la perte d'énergie d'un positon par les équations [Leontovich and Lashinsky 1966] :

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = -\frac{v_{\parallel}}{\tau} \quad (3.1)$$

$$\frac{dv_{\perp}^2}{dt} = -\frac{v_{\perp}^2}{\tau} \quad (3.2)$$

$$\text{avec } \tau = \frac{8\pi\varepsilon_0^2\mu m v^3}{ne^4 \ln\Lambda} \quad (3.3)$$

v_{\parallel} et v_{\perp} sont respectivement la vitesse selon l'axe de symétrie de révolution du piège et la vitesse radiale du positon. τ est le temps caractéristique de relaxation par interaction coulombienne, pour un positon dans un gaz d'électrons libres de densité n , augmenté du *logarithme de Coulomb* $\ln\Lambda$. μ représente la masse réduite du système formé par le positon et l'espèce du plasma, ici l'électron. Dans ce cas $\mu = m/2$. Le logarithme de Coulomb est défini par le logarithme du rapport du paramètre d'impact maximum avec le paramètre d'impact correspondant à une déviation de 90° . Comme il s'agit d'un plasma d'électrons, le positon n'est plus sensible aux électrons se trouvant à plus d'une longueur de Debye :

$$\ln\Lambda = \ln\left(\frac{\lambda_D}{b_{90}}\right) \quad (3.4)$$

$$b_{90} = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{mv^2} \quad (3.5)$$

Les équations 3.1 et 3.2 ne sont pas linéaires. On remarque qu'en première approximation, τ varie comme $1/n$. La dépendance en température apparait dans le logarithme de Coulomb, dans l'expression de la longueur de Debye. Avec une densité de 10^{17} e⁻/m³ et une température

de l'ordre de l'électronvolt, on peut estimer le temps caractéristique de relaxation τ en fonction de l'énergie incidente du positon :

$$\tau(5 \text{ eV}) \sim 2.4 \mu\text{s} \quad (3.6)$$

$$\tau(1 \text{ keV}) \sim 1.6 \text{ ms} \quad (3.7)$$

Ainsi, le temps de refroidissement dans la méthode de N. Oshima est de l'ordre de la μs . Pour une énergie incidente de 1 keV, le temps de refroidissement caractéristique est de l'ordre de la milliseconde, encore 10 fois inférieur au temps caractéristique d'annihilation. Enfin, la dépendance en densité de τ est très largement dominée par le facteur $1/n$, le logarithme de Coulomb étant très peu influencé par la variation de densité (valeurs typiques comprises entre 10 et 20). On remarque alors qu'une perte de densité d'un facteur 100 augmente τ d'un facteur ~ 100 .

Pierre Dupré a réalisé la simulation complète du refroidissement des positons dans avec un plasma d'électrons dans le piège du RIKEN [Dupré 2011]. Ses résultats, ainsi que les résultats obtenus par N. Oshima et T. Mohamed sont rappelés succinctement dans la partie suivante.

3.1.3 Résultats obtenus au RIKEN

En 2003, N. Oshima et ses collaborateurs forment des plasmas d'électrons avec une densité $n = 7.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, suffisante pour thermaliser des positons par interactions coulombiennes [Oshima et al. 2003]. En 2004, ils atteignent un taux d'accumulation² de $3.5 \times 10^2 \text{ e}^+\text{s}^{-1}\text{mCi}^{-1}$, ce qui représente le meilleur taux d'accumulation réalisé dans un piège à haut champ, mais qui reste encore inférieur aux performances des accumulateurs à gaz tampon [Oshima et al. 2004]. Toujours sur le piège du RIKEN, T. Mohamed atteint des temps de vie de 6000 s pour des plasmas d'électrons de 10^{11} cm^{-3} . Ses résultats sont présentés dans la figure 3.3. Il évalue la température longitudinale du plasma à 0.1 eV [Mohamed 2008].

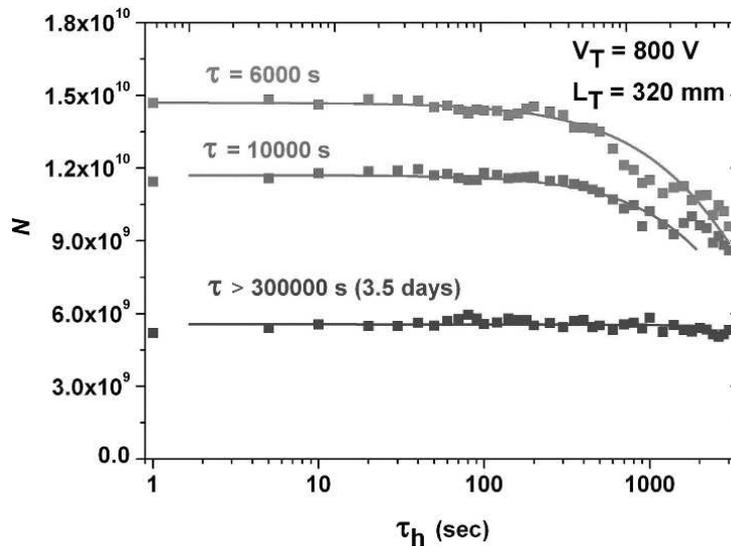


FIGURE 3.3 – Temps de vie des plasmas d'électrons dans le piège du RIKEN. Extrait de [Mohamed et al. 2013].

Ces résultats sont reproduits par P. Dupré au RIKEN. Il obtient expérimentalement un optimum de différence de potentiel entre le remodérateur et le potentiel plasma. Il montre par

2. $1 \text{ Ci} = 37 \times 10^9 \text{ Bq}$. Un bequerel correspond à une désintégration par seconde.

simulation numérique que les propriétés du plasma d'électrons permettent de refroidir des positons ayant une énergie de l'ordre du keV (voir figure 3.4). C'est typiquement l'énergie fournie aux positons à l'entrée du piège pour franchir le *miroir magnétique* (voir la partie 3.3.3 page 39). Avec un tiers du volume du piège rempli par le plasma d'électrons, moins de 3 ms sont nécessaires au refroidissement des positons. Ces résultats permettent d'envisager une déclinaison de la méthode de N. Oshima en utilisant le refroidissement des positons par de multiples aller-retour dans le plasma d'électrons. Si l'on arrive à confiner les positons de ~ 1 keV dans le piège, on peut alors se passer de remodérateur pour les refroidir. C'est la méthode retenue pour l'expérience GBAR.

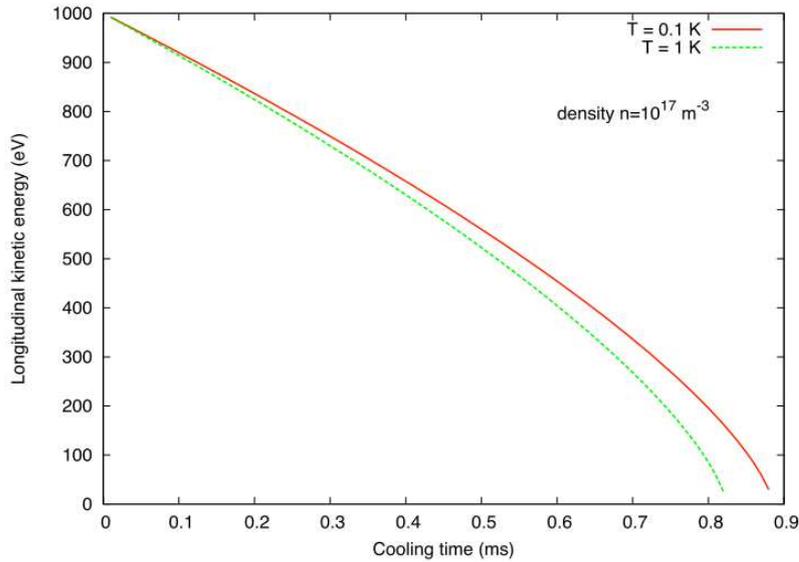


FIGURE 3.4 – Simulation du refroidissement de positons dans un plasma d'électrons de densité $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ réalisé par P. Dupré. L'énergie longitudinale des positons est tracée en fonction du temps passé dans le plasma d'électrons. Les résultats sont présentés pour un plasma d'électrons avec une température de 1 K et 0.1 K. Extrait de [Dupré 2011].

3.2 Besoins pour GBAR

L'expérience GBAR nécessite de délivrer $N_{e^+} > 10^{10}$ positons en un temps $t_E < 100 \text{ ns}$ sur une cible mésoporeuse de Silice SiO_2 de taille $\sim 1 \text{ mm}^2$, avec une période caractéristique $t_A < 100 \text{ s}$ (temps entre chaque éjection d'antiprotons issus d'ELENA). Les problématiques soulevées par ce cahier des charges sont multiples :

- l'accumulation de 10^{10} positons en moins de 100 secondes n'a jamais été réalisée
- le taux d'accumulation moyen de $10^8 \text{ e}^+ \cdot \text{s}^{-1}$ n'est pas envisageable avec les techniques actuelles
- il faut un flux moyen de positons à l'entrée du piège supérieur au taux d'accumulation de $10^8 \text{ e}^+ \cdot \text{s}^{-1}$, avec des caractéristiques faisceau permettant une capture efficace. Ce flux n'est pas disponible avec les sources radioactives β^+ les plus intenses, couplées aux meilleurs modérateurs

Ces difficultés ont motivé l'investigation de nouvelles techniques pour le projet GBAR. Nous listons ci-dessous les principaux éléments innovants retenus pour répondre au cahier des charges. Les difficultés expérimentales inhérentes à leur utilisation sont évoquées. Tous ces points sont discutés dans la partie suivante.

Méthodes retenues Les méthodes retenues pour GBAR innover sur la source de positons, la modération et le principe d'accumulation :

Source Remplacer la source β^+ par la production de paires électrons/positons sur cible fixe par irradiation avec un faisceau d'électrons produit par un accélérateur. L'utilisation d'un accélérateur linéaire d'électrons de 18 MeV cadencé à 300 Hz avec un courant crête de 330 mA pendant $2 \mu\text{s}$ permet d'obtenir un flux moyen d'électrons de $1.25 \times 10^{15} \text{ e}^-/\text{s}$. Le taux de conversion $\text{e}^- \rightarrow \text{e}^+$ est estimé à $5.5 \times 10^{-4} \text{ e}^+/\text{e}^-$ avec un convertisseur en tungstène. On atteint alors un flux de positons rapides de $5.5 \times 10^{11} \text{ e}^+/\text{s}$.

Modération Utilisation d'un modérateur en néon solide ou en tungstène. Un dispositif permettant de séparer le flux de positons rapides du flux de positons lent a été mis en place pour l'utilisation d'un modérateur au néon solide. En parallèle, un nouveau procédé utilisant des grilles de tungstène en multicouches superposées a été développé.

Refroidissement Le refroidissement avec du gaz tampon dans un pré-accumulateur, expérimentalement peu adapté à l'ultravide et limitant les rendements d'accumulation (30%) est mis de côté, au profit du refroidissement par collisions coulombiennes dans un plasma d'électrons. La remodération *in situ* (technique de N. Oshima) peu efficace est abandonnée. La structure temporelle du faisceau est mise à profit pour se passer de cette étape.

Difficultés expérimentales Les deux points ci-dessous sont abordés dans la partie suivante :

Accumulation pulsée Nous devons piéger l'intégralité de chaque pulse pour les refroidir, avant l'arrivée du suivant. Cela implique des contraintes sur la dimension des pulses relativement au piège, et l'utilisation de potentiels dynamiques sur les électrodes du piège pour alterner entre les phases d'injection et de refroidissement.

Miroir magnétique Les positons subissent un très fort gradient de champ magnétique lorsqu'ils pénètrent dans le piège : une grande partie des positons sont réfléchis vers la ligne de transport par effet de miroir magnétique. L'efficacité de passage dépend de la dispersion en énergie du faisceau incident et de l'intensité du gradient de champ. Ce phénomène serait minimisé avec l'utilisation d'un préaccumulateur, car les gradients de champ sont plus faibles et le faisceau produit pour le préaccumulateur est de très bonne qualité.

3.3 Injection d'un faisceau pulsé produit par un accélérateur

Afin de montrer la faisabilité du principe d'accumulation présentée dans ce document, un démonstrateur a été développé au Service de Physique des Particules (*SPP*) du centre de recherche du CEA à Saclay. Les principales caractéristiques du faisceau pulsé de positons de ce démonstrateur sont présentées. Ensuite, nous montrons la nécessité de transformer la structure temporelle du faisceau, inhérente à la technique d'accumulation employée. Enfin le problème du miroir magnétique est exposé.

3.3.1 Faisceau pulsé à haut flux instantané

La collaboration GBAR a choisi de produire les positons à partir d'un accélérateur linéaire d'électrons (communément appelé *linac* pour *linear accelerator*). Il y a plusieurs avantages à utiliser un accélérateur. Au dessus de l'énergie de 1.022 MeV de formation de paires électron/positon au repos, le taux de création de paires sur une cible de tungstène augmente quasi-exponentiellement avec l'énergie du faisceau incident d'électrons. On peut alors obtenir le flux de positons rapides souhaité pour GBAR avec un linac de dimension et de puissance relativement accessible (voir tableau 5.8). Le second avantage concerne la structure temporelle du faisceau. Un accélérateur produit les positons par pulses. On peut tirer avantage du temps qui sépare chaque

pulse pour modifier les potentiels du piège sans perdre en rendement d'accumulation. Enfin, la production de hauts flux de positons et leur stockage soulèvent des problématiques de radioprotection. L'utilisation d'un accélérateur à haute énergie (au delà de ~ 10 MeV) peut provoquer l'activation des matériaux environnants. Pour autant, l'accélérateur a un grand avantage sur la source radioactive : il peut être arrêté à tout instant. La collaboration GBAR a jugé favorable la balance bénéfice-risque liée à l'utilisation d'un linac de haute énergie (jusqu'à 20 MeV). Sur la base des caractéristiques de l'accélérateur envisagé par la collaboration GBAR, l'étude de radioprotection par les agents du CERN est en cours.

Les propriétés de l'accélérateur linéaire d'électrons de GBAR sont décrits dans la proposition d'expérience [Chardin et al. 2011]. La source de positons lents du démonstrateur de Saclay est détaillée dans la description du dispositif expérimental (partie 4.1 page 47). Elle produit typiquement un faisceau pulsé avec les propriétés suivantes :

- 10 000 positons lents par pulse
- durée effective de pulse de $2.5 \mu\text{s}$
- taux de répétition de 25 à 200 Hz

L'énergie cinétique longitudinale de transport du faisceau est déterminée par le potentiel porté sur le modérateur. La ligne de transport a été conçue pour transporter un faisceau de quelques eV jusqu'à 200 eV d'énergie cinétique longitudinale. Elle est cependant optimisée pour les basses énergies, typiquement 9 eV. A cette énergie, la vitesse d'un positon est de l'ordre de :

$$v = \sqrt{\frac{2 \times 9 \text{ eV}}{511 \times 10^3 \text{ eV}/c^2}} \quad (3.8)$$

$$= 1.8 \text{ m} \cdot \mu\text{s}^{-1} \quad (3.9)$$

La longueur de pulse est alors de 4.5 m. La taille du piège étant de 2×0.5 m (un aller retour dans 50 cm), moins de 23 % du pulse est susceptible d'être piégé dans cette configuration. Pour améliorer l'acceptance, une méthode consisterait à réduire l'énergie longitudinale des positons. L'énergie correspondant à un pulse de 1 m est ~ 0.4 eV. C'est l'ordre de grandeur de la dispersion en énergie du faisceau produit par un modérateur, donc très difficile à réaliser. De plus, le faisceau doit être accéléré à une énergie de l'ordre de ~ 1 keV pour passer le miroir magnétique (voir la partie 3.3.3 dans ce chapitre). A 1 keV, la longueur de pulse est de 47 m. Il faut donc changer la structure en temps du faisceau pour réduire la durée d'un pulse. Un *buncher* est un système qui permet de focaliser temporellement le faisceau [Mills Jr. 1980]. Le démonstrateur de Saclay n'est pas équipé d'un buncher dédié. Différentes solutions ont été envisagées pour réaliser la compression des pulses. Les études préliminaires ont montré que la solution la plus efficace était d'appliquer une tension variable directement sur le modérateur. C'est la solution retenue, que nous allons décrire dans le paragraphe suivant.

3.3.2 Compression temporelle du faisceau

Introduction Nous décrivons ici un modèle à une dimension. Le pulse de positons est émis au niveau du modérateur : il s'agit d'un faisceau monoénergétique d'énergie $E_{c_i} = 3$ eV, progressant selon l'axe des z croissants. Les positons sont répartis dans le pulse avec une distribution temporelle uniforme. La durée de cette fenêtre temporelle est l'un des paramètres de cette étude. Dans un premier temps, nous utilisons une fenêtre de $4 \mu\text{s}$, qui correspond à la durée réelle d'un pulse d'électrons émis par le linac. Nous ignorons au moment de cette étude que la durée effective du pulse de positons n'est que de $2.5 \mu\text{s}$. Nous présentons plus loin des résultats de simulation avec des pulses de 2 et $1 \mu\text{s}$. La longueur totale de la ligne de transport est encore incertaine et nous fixons celle-ci à $d \sim 13$ m.

L'objectif est d'optimiser la compression temporelle du pulse de positons entre la source (modérateur) et la cible (entrée du piège) dans une fenêtre de 80 ns, qui correspond à la durée

d'un aller-retour d'un pulse de positons dans le piège, après avoir subit une accélération à 1 keV pour franchir le miroir magnétique (voir la partie 3.3.3).

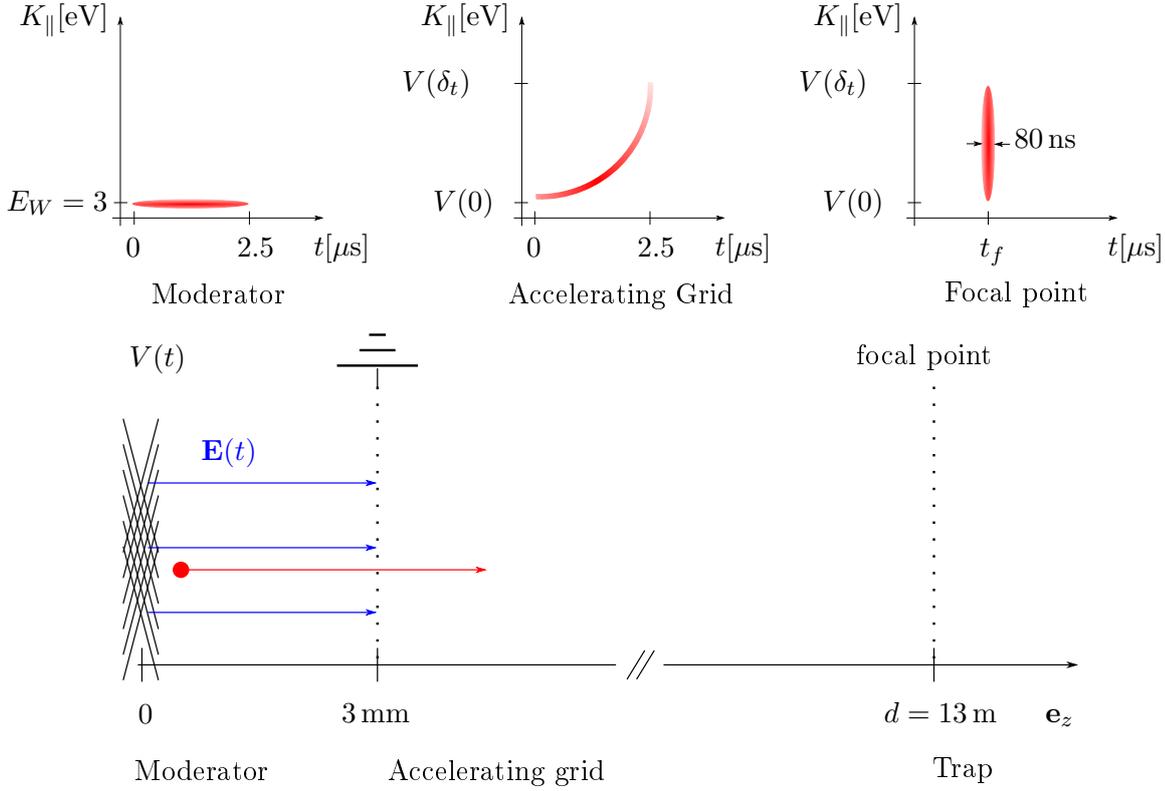


FIGURE 3.5 – Transformation de l'espace des phases du faisceau par application d'un potentiel dynamique sur le modérateur. L'espace des phases initial (à gauche) est modifié par l'application de la fonction (3.11) sur le modérateur. L'espace des phases au niveau de la grille de masse (au centre) montre la dispersion en énergie introduite par l'application de la fonction (3.11). Cette dispersion en énergie permet la réduction de la distribution temporelle au point focal (à droite).

Problème Soient 2 positons p_0 et p_1 générés en $z = 0$ (le modérateur, soit ici la « lentille convergente »). p_0 est le positon de référence, lancé avec une énergie $Ec_0 = Ec_i + eV_0$ le long de l'axe faisceau. p_1 est généré avec un retard δt sur p_0 . On souhaite que les positons p_1 et p_0 atteignent l'entrée du piège (le « plan focal ») au même instant. Soit d la distance entre la lentille et le point focal. Nous allons accélérer p_1 pour qu'il rattrape p_0 . Pour cela nous allons fournir à p_1 une énergie supplémentaire $\Delta Ec_1 = e(V_1 - V_0) = e\Delta V_1$ en appliquant une tension variable $V(t)$ au niveau de notre lentille convergente. Nous calculons la différence de tension à appliquer, correspondant à la vitesse que doit avoir p_1 pour arriver en même temps que p_0 au point focal, soit au temps $t_0 = \frac{d}{v_0}$.

$$\begin{aligned}
 v_0 &= \sqrt{\frac{2 Ec_0}{m}} \\
 v_1 &= \frac{d}{t_1} \quad \text{avec } t_1 = \frac{d}{v_0} - \delta t \\
 \Rightarrow v_1 &= v_0 \frac{1}{1 - \alpha} \quad \text{où } \alpha = \frac{\delta t v_0}{d}, \quad 0 \leq \alpha \leq 1 \\
 \Delta Ec_1 &= e\Delta V_1 = \frac{1}{2} m(v_1^2 - v_0^2) \tag{3.10}
 \end{aligned}$$

On exprime alors le potentiel à appliquer sur le modérateur en fonction du paramètre sans dimension α :

$$V(\alpha) = V_0 + \frac{Ec_0}{e} \left[\frac{1}{(1-\alpha)^2} - 1 \right] \quad 0 \leq \alpha \leq 1 \quad (3.11)$$

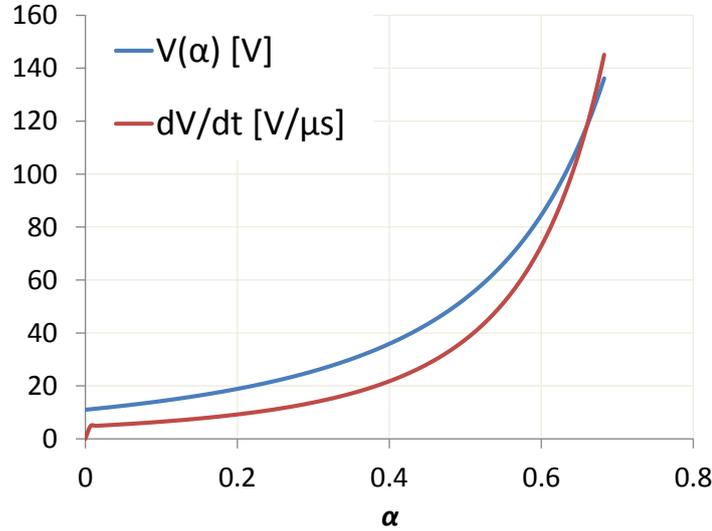


FIGURE 3.6 – Courbe de tension et sa dérivée en fonction du paramètre $\alpha = \frac{t}{t_0}$.

Application Numérique

Le facteur α représente le rapport entre le retard δt au point z_A du positon p_1 par rapport au positon de référence et le temps t_0 que met le positon de référence pour parcourir d . α doit être inférieur à 1 pour que le positon p_1 rattrape le positon p_0 au plan focal. Ce facteur contient trois paramètres : la distance d du modérateur à l'entrée du piège, la vitesse initiale v_0 du positon de référence, et le temps δt entre la génération de p_1 et de p_0 .

d est fixé par la longueur de la ligne de transport, et la durée de chaque pulse δt_{max} est donnée par les caractéristiques du linac. Cela nous donne des bornes pour la vitesse du positon de référence, soit des bornes sur la tension initiale V_0 . Idéalement, nous souhaitons appliquer des potentiels les plus élevés possible pour minimiser l'effet de la dispersion d'énergie initiale du faisceau généré par le modérateur. En revanche, si nous appliquons une tension initiale trop élevée, nous atteignons des valeurs de tension trop grandes ainsi que des pentes irréalisables avec des générateurs classiques. Nous nous limitons dans cette étude à un potentiel $V_{max} < 150$ V et une pente $dV/dt < 2000$ V/ μ s défini par la gamme de l'amplificateur utilisé sur le dispositif expérimental (voir la partie 4.1.3). Un exemple de paramétrisation réalisable est donné ici :

$$d = 13m \quad \delta t_{max} = 4 \mu s \quad V_0 = 11 \text{ V} \Rightarrow v_0 = 2.2 \text{ m} \cdot \mu s^{-1}$$

$$\Rightarrow t_0 = 5.86 \mu s \quad \alpha_{4 \mu s} = \alpha_{max} = 0.68$$

$$V_{max} = 136 \text{ V}$$

$$\frac{dV}{dt}_{max} = 145 \text{ V} \cdot \mu s^{-1}$$

La tension variable $V(t)$ est alors :

$$\begin{aligned} V(t) &= V_0 + \frac{Ec_0}{e} \left[\frac{1}{(1 - \frac{t}{t_0})^2} - 1 \right] & 0 \leq t \leq 4 \mu\text{s} \\ V(t) &= 11 + 14 \left[\frac{1}{(1 - \frac{t[\mu\text{s}]}{5.86})^2} - 1 \right] & 0 \leq t \leq 4 \mu\text{s} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Dispersion énergétique et angulaire

Avec les paramètres précédents, nous arrivons à focaliser les positons au temps t_0 sans problème. La difficulté provient de la dispersion initiale en énergie. En pratique, le modérateur émet les positons avec une énergie normale à la surface d'émission [Fischer et al. 1986] :

$$E_{\parallel} = 3 \pm 0.7 \text{ eV} \quad (3.13)$$

Cette dispersion se répercute sur le temps de vol, notamment pour les positons de moindre énergie (en début de pulse). Nous pourrions minimiser l'impact de cette distribution sur le temps de vol en choisissant des tensions d'accélération plus élevées, mais comme nous l'avons vu précédemment la fonction $V(\alpha)$ diverge lorsque α tend vers 1. De plus la ligne de transport basse énergie n'a pas été conçue pour transporter les positons au delà de 200 eV.

La dispersion angulaire initiale des positons est l'autre paramètre limitant la focalisation des pulses. Le modérateur que nous allons utiliser dans un premier temps est une grille de tungstène. Cette géométrie a le désavantage d'avoir une transmission pratiquement isotrope. Cette dispersion angulaire se répercute sur la dispersion en énergie des positons, que ce soit longitudinale ou transversale. La dispersion en énergie transversale augmente le parcours des positons, et par conséquent le temps de vol. Les positons ne se déplacent pas en ligne droite comme traité dans le problème simple. Ils effectuent une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ magnétique. Si l'on note la pulsation cyclotron $\omega_c = \frac{eB}{m}$, le rayon ρ et le pas p de l'hélicoïde sont donnés par :

$$\rho = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \quad (3.14)$$

$$p = \frac{v_{\parallel}}{\omega_c} \quad (3.15)$$

La longueur parcourue s est alors donnée par la longueur d'une hélicoïde :

$$s = 2\pi \frac{d}{p} \sqrt{\rho^2 + \frac{p^2}{4\pi^2}} \quad (3.16)$$

Nous présentons dans la partie suivante la simulation réalisée prenant en compte ces deux effets.

Simulations

Les simulations ont été réalisées avec le logiciel SIMION7.0. Elles consistent à transporter le pulse de positons produit au niveau du modérateur dans la ligne de transport jusqu'au plan focal. La ligne de transport est ici un tube droit de 15 m de long dans lequel règne un champ magnétique axial uniforme suivant l'axe \mathbf{e}_z de 10 mT. La distance entre le modérateur et la cible est de 13 m. La figure 3.7 présente un exemple de distribution obtenue au point focal.

Différentes conditions initiales ont été testées afin de comparer différents scénarios pour le buncher. Les paramètres modifiés sont la dispersion angulaire, la dispersion énergétique, la durée du pulse ainsi que la tension initiale sur le modérateur. Plus la durée du pulse est courte, plus nous

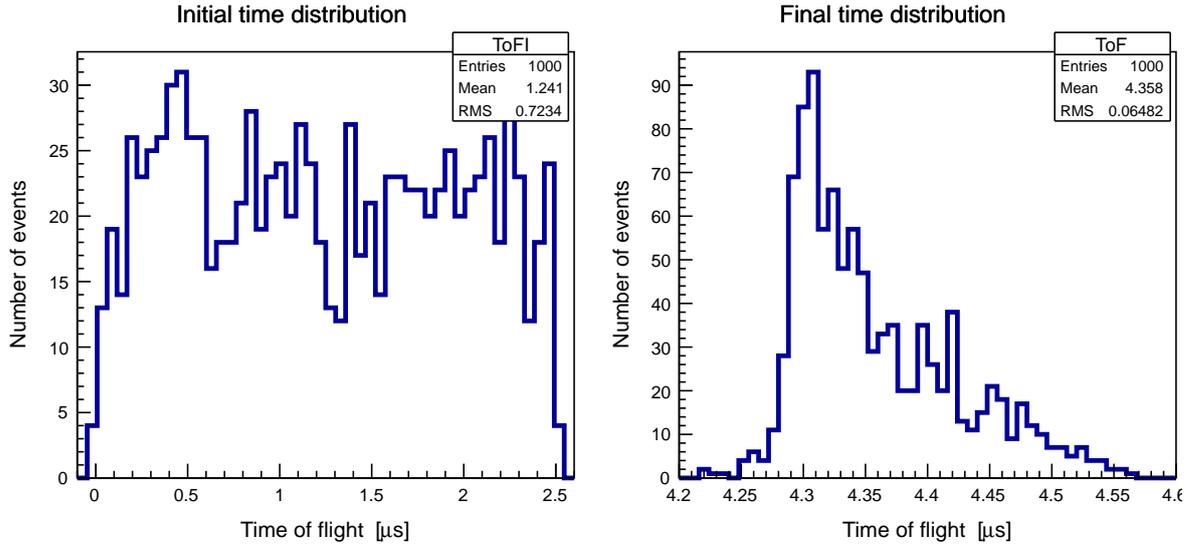


FIGURE 3.7 – Distribution simulée d'un pulse de positons comprimé temporellement au point focal. La distribution en temps initiale est présentée à gauche, la distribution au plan focal à droite. La largeur à mi-hauteur de la distribution finale est de 153 ns. $\sim 59\%$ des positons sont compris dans une fenêtre de 80 ns. La distribution angulaire initiale est isotrope et la dispersion en énergie est de 0.7 eV (voir la figure 3.9).

pouvons élever la tension initiale sur le modérateur. Par exemple, avec la contrainte $V_{\max} = 150$ V, les tensions initiales sur le modérateur sont respectivement de 11 V, 30 V et 59 V pour des pulses de 4 μ s, 2 μ s et 1 μ s. Chaque simulation compte 1000 positons. Dans chaque cas, tous les positons ont atteint la cible. L'efficacité de compression est définie comme le rapport du nombre de positons atteignant le point focal dans une fenêtre de 80 ns sur le nombre total de positons émis par le modérateur. Les efficacités selon chaque cas se trouvent aux figures 3.8 et 3.9.

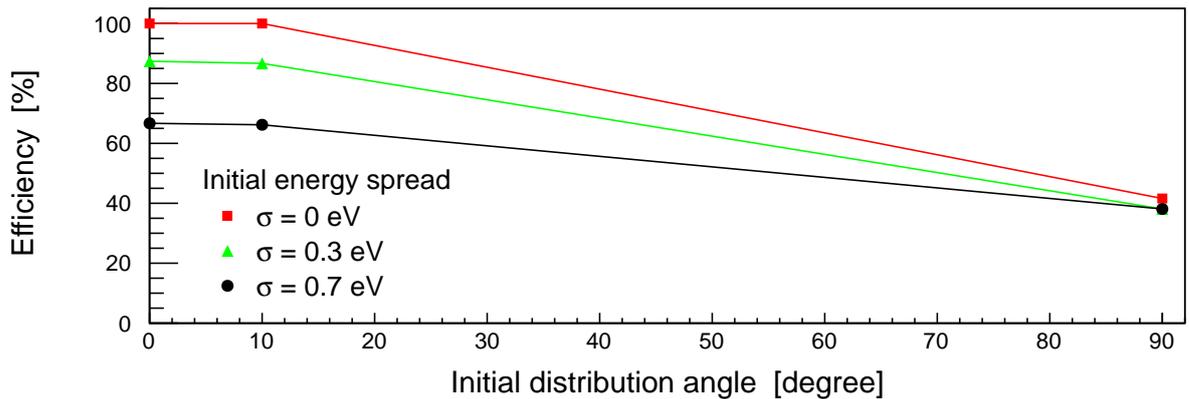


FIGURE 3.8 – Efficacité de compression en fonction de la distribution angulaire initiale. Chaque point correspond à un résultat de simulation, les lignes sont des guides pour les yeux. Pour chaque couleur, les 3 points correspondent à une distribution angulaire nulle, isotrope dans un cône d'angle $\theta = 10^\circ$, et isotrope (dans le demi espace aval du modérateur, soit $\theta = 90^\circ$). La distribution en énergie initiale est une gaussienne d'écart type σ . Les différentes valeurs de σ simulées sont montrées par les différentes couleurs.

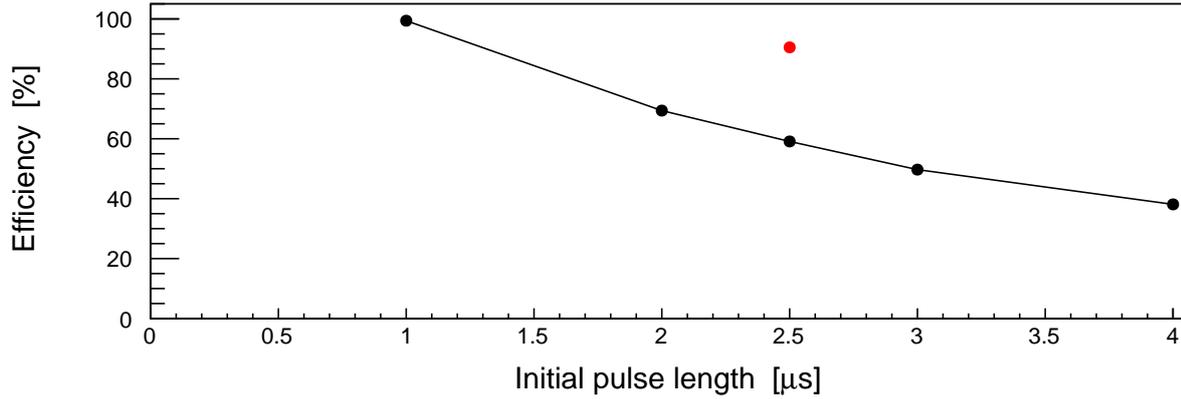


FIGURE 3.9 – Efficacité de compression en fonction de la durée initiale du pulse. La distribution angulaire initiale est isotrope et l'écart type de la distribution en énergie vaut $\sigma = 0.7 \text{ eV}$. Chaque point correspond à un résultat de simulation, la ligne est un guide pour les yeux. Les points représentés en noir respectent la condition $V_{\text{max}} = 150 \text{ V}$. Le point rouge ne respecte pas cette condition. Il correspond à une vitesse de rampe maximum atteinte de $2 \text{ kV}/\mu\text{s}$.

La figure 3.8 montre l'efficacité de compression du faisceau lorsque la durée du pulse initiale est de $4 \mu\text{s}$ en fonction de la distribution angulaire initial du faisceau sur le modérateur. Les 3 jeux de points représentent 3 dispersions d'énergie différentes. Comme attendue, l'efficacité de compression baisse avec l'angle initial de la distribution et la dispersion énergétique initiale de la distribution. On observe néanmoins que l'influence de la distribution initiale en énergie devient négligeable lorsque la distribution angulaire initiale est isotrope. Dans ce cas, la dispersion d'énergie longitudinale du faisceau est dominée par la valeur moyenne de la fonction de travail du tungstène, $\sim 3 \text{ eV}$.

La figure 3.9 montre l'efficacité de compression en fonction de la longueur du pulse de positons dans les conditions initiales les plus défavorables, avec une distribution angulaire initiale isotrope et une distribution d'énergie initiale de largeur $\sigma = 0.7 \text{ eV}$. Les points représentés en noir respectent la contrainte $V_{\text{max}} = 150 \text{ V}$. On observe alors une baisse de l'efficacité avec la durée du pulse. 99% est obtenu avec un pulse de $1 \mu\text{s}$, contre 38% pour $4 \mu\text{s}$. Le point rouge va au delà de la contrainte V_{max} avec un potentiel variant de 40V à 800V et une pente maximum atteinte de $2 \text{ kV}/\mu\text{s}$: on augmente alors l'efficacité de compression d'un pulse de $2.5 \mu\text{s}$ de 60% à 90%. Cela montre que l'on peut envisager d'utiliser cette méthode avec un amplificateur de plus forte puissance pour comprimer temporellement le faisceau avec les performances attendues pour l'expérience GBAR.

Conclusion La conception du *buncher* du faisceau de positons lents nous a permis de trouver une solution technologique relativement simple à mettre en œuvre, en utilisant le modérateur. Les simulations prenant en compte le champ magnétique et une distribution initiale réaliste ont donné une valeur pour l'efficacité de pénétration dans le piège en 80 ns, qui est de 38 % pour un pulse de $4 \mu\text{s}$ dans les conditions de modération les plus défavorables. On observe que l'on double presque ce rendement si l'on comprime les pulses d'une durée initiale de $2 \mu\text{s}$, pour atteindre 70%. La durée effective du pulse de positons étant de $2.5 \mu\text{s}$ (voir la partie 4.1.1), nous nous attendons à une efficacité de compression de 60 % sur le démonstrateur de Saclay. Les résultats obtenus à l'issue de la mise en œuvre expérimentale de la compression temporelle du faisceau sont présentés et discutés à la partie 5.4.

3.3.3 Miroir magnétique

Considérons un faisceau de positons lancés selon l'axe \mathbf{e}_z avec une distribution donnée $f(\theta)$, où θ est l'angle entre la composante longitudinale de l'impulsion \mathbf{p}_{\parallel} et l'impulsion \mathbf{p} . Les positons sont confinés radialement par un champ magnétique uniforme $B_0\mathbf{e}_z$ créé par un solénoïde centré sur l'axe. Le faisceau est guidé jusqu'au piège du RIKEN, dont le champ magnétique au centre atteint $B_{max} \gg B_0$. Le faisceau subit alors à son entrée dans le piège un fort gradient de champ magnétique. Ce paragraphe décrit l'influence de ce gradient de champ sur le faisceau dans l'approximation adiabatique, dans laquelle le moment magnétique μ_B est conservé :

$$\mu_B = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \text{constante} \quad (3.17)$$

Approximation adiabatique La dynamique d'une particule chargée non relativiste dans un champ magnétique obéit à l'équation :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e \left[\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) + \frac{\mathbf{p}}{m} \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \right] \quad (3.18)$$

Cette équation est non linéaire, car les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} doivent être considérés localement à la position des particules : $\mathbf{p}/m = d\mathbf{x}/dt$. Elle n'admet donc pas de solution intégrable dans le cas général, c'est à dire quels que soit les propriétés des champs \mathbf{E} et \mathbf{B} . Cependant, des systèmes fortement magnétisés peuvent être traités dans le cadre de *l'approximation adiabatique*. Ces systèmes sont caractérisés par des champs électromagnétiques variant lentement en comparaison avec la pulsation cyclotron $\omega_c = eB/m$. On peut alors définir le critère d'adiabaticité comme ceci :

$$\omega \equiv \left| \frac{\partial \log B}{\partial t} \right| \ll \omega_c \quad (3.19)$$

Dans ce cadre, on pourra considérer des cas où le champ magnétique \mathbf{B} varie sur de grandes distances comparées au rayon de Larmor $\rho_c = \mathbf{p}_{\perp}/eB$. La condition d'adiabaticité se traduit alors par la relation :

$$\rho_c \left| \frac{\nabla B}{B} \right| \ll 1 \quad (3.20)$$

Dans le cadre de cette théorie, le moment magnétique μ_B est conservé : comme nous allons le montrer dans la suite, la conservation du moment magnétique a une grande incidence sur l'injection du faisceau dans le piège. Vérifions le critère d'adiabaticité lors du transport en considérons par exemple une rupture de champ dans la ligne de transport. De nombreuses interruptions de champ comme schématisé dans la figure 3.10 sont nécessaires dans la ligne pour placer des détecteurs, des pompes et autres instruments.

Dans le champ de ~ 10 mT de la ligne de transport, la pulsation cyclotron est de ~ 1.8 GHz. En considérant un positon de 10 eV d'énergie cinétique longitudinale, le positon parcourt 2 m/ μ s. Il parcourt donc une interruption de bobinage de 100 mm en 50 ns. Avec une variation de champ sur l'axe de l'ordre de 20 %, on obtient

$$\left| \frac{\partial \log B}{\partial t} \right| = 30 \times 10^6 \text{ s}^{-1} \ll \omega_c \quad (3.21)$$

De même, si l'on considère une énergie transverse du faisceau $\mathbf{p}_{\perp}^2/2m = 1$ eV, le second critère donne

$$\rho_c \left| \frac{\nabla B}{B} \right| = 7 \times 10^{-2} \ll 1 \quad (3.22)$$

Nous considérons donc dans la suite de cette partie le transport adiabatique et la conservation du moment magnétique μ_B .

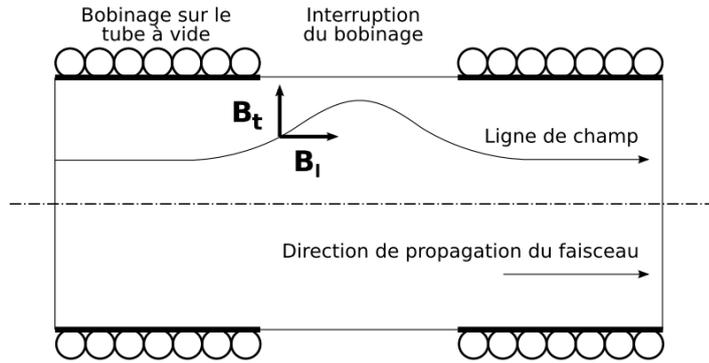


FIGURE 3.10 – Schématisation d’une interruption de champ entre deux bobinages de solénoïdes. Le champ magnétique homogène et parallèle dans le solénoïde marque une *bosse* dans la région de l’interruption de bobinage. Dans la ligne de transport, la variation de l’intensité du champ magnétique sur l’axe peut atteindre 20 %, pour une intensité du champ dans le solénoïde de ~ 10 mT. La taille caractéristique d’une interruption est de 100 mm. Extrait de [Ruiz 2011].

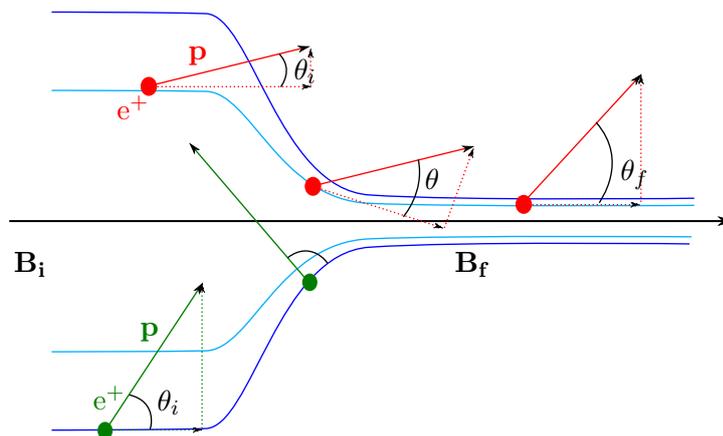


FIGURE 3.11 – Illustration du principe du miroir magnétique. La rotation cyclotron des positons autour des lignes de champ magnétique n’est pas représentée pour plus de visibilité. Dans le cas du positon représenté en rouge, le rapport initial entre impulsion longitudinale et impulsion transverse est assez important pour que le positon franchisse le gradient de champ. Quant au positon représenté en vert, toute son impulsion longitudinale est transférée sur la composante transverse. Le positon n’a d’autre choix que de rebrousser chemin.

Principe du miroir magnétique

Dans le cadre de l’approximation adiabatique, on considère que les trajectoires des positons suivent les lignes de champ magnétique. La conservation du moment magnétique implique le transfert de la composante longitudinale de l’impulsion sur la composante transverse. Dans le cas où l’énergie totale est conservée, si le gradient de champ est trop important, toute l’impulsion longitudinale est transférée sur la composante transverse : le positon est alors réfléchi par un *miroir magnétique* (voir figure 3.11). Dans la suite de cet exposé, on note E l’énergie totale d’un positon, et l’on définit E_{\perp} et E_{\parallel} comme son énergie transverse et son énergie longitudinale par

les relations :

$$E_{\perp} = \frac{\mathbf{p}_{\perp}^2}{2m} = \frac{\mathbf{p}^2 \sin^2 \theta}{2m} = E \sin^2 \theta \quad (3.23)$$

$$E_{\parallel} = \frac{\mathbf{p}_{\parallel}^2}{2m} = \frac{\mathbf{p}^2 \cos^2 \theta}{2m} = E \cos^2 \theta \quad (3.24)$$

La condition de miroir se traduit alors par la relation simple :

$$E_{\perp} = E \quad (3.25)$$

Angle d'acceptance de la distribution de positons

La conservation du moment magnétique μ_B appliqué entre un état initial (z_i, E_i, B_i) et un état final (z_f, E_f, B_f) donne la relation :

$$\begin{aligned} \frac{E_{i\perp}}{B_i} &= \frac{E_{f\perp}}{B_f} \\ \frac{E_i \sin^2 \theta_i}{B_i} &= \frac{E_f \sin^2 \theta_f}{B_f} \end{aligned} \quad (3.26)$$

où θ est l'angle entre la composante longitudinale de la vitesse v_{\parallel} et la vitesse v du positon. En appliquant la conservation de l'énergie, on obtient la relation :

$$\sin^2 \theta_f = \frac{B_f}{B_i} \sin^2 \theta_i \quad (3.27)$$

En appliquant la condition donnée par (3.25) à la distribution finale, on obtient un critère sur l'angle maximal initial :

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_{i\max} &= \frac{B_0}{B_{\max}} \\ \theta_{i\max} &= \arcsin \sqrt{\frac{B_0}{B_{\max}}} \end{aligned} \quad (3.28)$$

Application numérique Dans l'expérience de Saclay nous avons :

$$\begin{aligned} B_0 &= 80 \text{ gauss} \\ B_{\max} &= 50\,000 \text{ gauss} \\ \Rightarrow \theta_{i\max} &= 40 \times 10^{-3} \text{ rad} \end{aligned} \quad (3.29)$$

Efficacité de transmission

Afin d'obtenir l'efficacité de transmission du faisceau à travers le gradient de champ magnétique η , il est nécessaire de connaître la distribution angulaire du faisceau $\frac{df}{d\theta}$. La transmission est alors donnée par :

$$\eta = \int_0^{\theta_{i\max}} \frac{df}{d\theta} d\theta \quad (3.30)$$

Distribution isotrope Le modérateur est constitué d'une succession de couches de grilles de tungstène. Dans cette configuration, la distribution est quasi-isotrope dans le demi espace en aval du modérateur. Nous faisons l'hypothèse que la distribution est monoénergétique d'énergie E distribuée de façon isotrope dans le demi espace aval au remodérateur. Comme nous l'avons montré dans la partie précédente, la dispersion d'énergie initiale produit par le tungstène est dominée par la dispersion d'énergie due à l'isotropie de l'émission des positons. Nous avons alors :

$$\begin{aligned} \frac{df}{d\Omega} &= K, \quad K \in \mathbb{R} \\ \Rightarrow \frac{d^2f}{\sin\theta d\theta d\varphi} &= K \\ \text{et } \frac{df}{d\theta} &= 2\pi K \sin\theta \end{aligned}$$

Comme l'on considère que la fonction de distribution est unitaire, on obtient K :

$$\int_0^{\pi/2} \frac{df}{d\theta} d\theta = 1 \quad \Rightarrow \quad K = \frac{1}{2\pi} \quad \text{et} \quad \frac{df}{d\theta} = \sin\theta \quad (3.31)$$

Dans ce cas la transmission donnée en (3.30) devient :

$$\eta = 1 - \cos\theta_{max} \quad (3.32)$$

soit pour l'angle donné en (3.28) :

$$\begin{aligned} \eta &= 1 - \cos\left(\arcsin\sqrt{\frac{B_0}{B_{max}}}\right) \\ &= 1 - \sqrt{1 - \frac{B_0}{B_{max}}} \end{aligned} \quad (3.33)$$

Application numérique En reprenant les nombres donnés dans l'application numérique précédente, la transmission vaut :

$$\eta = 0.8 \times 10^{-3} \quad (3.34)$$

L'efficacité de transmission des positons à travers le miroir magnétique est donc très faible. Afin d'augmenter cette transmission, les positons sont accélérés suivant leur direction longitudinale lorsqu'il pénètrent dans le gradient de champ magnétique.

Accélération des positons

Appliquons une différence de potentiel entre deux électrodes annulaires centrées sur l'axe magnétique. En pratique, on applique une différence de potentiel de l'ordre de ~ 1 kV entre les deux premières longues électrodes du piège du RIKEN. Les positons subissent alors une accélération qui modifie leur distribution. On suppose que l'énergie longitudinale E_k est ajoutée au point z_k à l'énergie $E_z = E(z_k)$ du positon, et où le flux magnétique est $B_k = B(z_k)$. L'angle de la distribution θ_{k-} avant accélération est modifié en θ_{k+} , comme illustré dans la figure 3.12.

La transformation de l'angle θ est donnée par :

$$\sin^2\theta_{k+} = \frac{1}{1 + E_k/E_z} \sin^2\theta_{k-} \quad (3.35)$$

FIGURE 3.12 – Accélération des positons en z_k

Entre deux points z_a et z_b entre lesquels il n'y a pas d'accélération, la condition adiabatique est toujours réalisée. L'équation 3.27 appliquée entre deux points a et b donne :

$$\sin^2 \theta_b = \frac{B_b}{B_a} \sin^2 \theta_a \quad (3.36)$$

En appliquant successivement les deux équations précédentes, on peut déduire une distribution finale θ_f en fonction d'une distribution initiale θ_i après transport adiabatique et accélération E_k :

$$\sin^2 \theta_f = \frac{B_f}{B_i} \frac{1}{1 + E_k/E_i} \sin^2 \theta_i \quad (3.37)$$

En appliquant la condition miroir sur la distribution finale, on obtient un nouvel angle maximum pour la distribution initiale :

$$\theta_{i\max} = \arcsin \sqrt{\frac{B_0}{B_f} \left(1 + \frac{E_k}{E_i}\right)} \quad (3.38)$$

Application numérique Appliquons l'équation (3.38) pour une *distribution isotrope* d'énergie initiale $E_i = 3 \text{ eV}$ accélérée longitudinalement par le potentiel du modérateur $V_W = 9 \text{ V}$ dans un champ magnétique $B_i = 80 \text{ G}$, transporté adiabatiquement jusqu'au piège où la distribution est accélérée de nouveau à l'énergie $E_k = 1 \text{ keV}$ pour franchir le miroir magnétique, où le champ magnétique vaut $B_f = 50\,000 \text{ G}$. L'expression devient :

$$\theta_{i\max} = \arcsin \sqrt{\frac{B_0}{B_f} \left(1 + \frac{eV_W}{E_i}\right) \left(1 + \frac{E_k}{E_i + eV_W}\right)} \quad (3.39)$$

$$\theta_{i\max} = \arcsin \sqrt{\frac{B_0}{B_f} \left(1 + \frac{eV_W + E_k}{E_i}\right)} \quad (3.40)$$

$$\theta_{i\max} = 825 \times 10^{-3} \text{ rad} \quad (3.41)$$

$$(3.42)$$

Dans ce cas, la transmission η est donnée par l'équation (3.32) :

$$\eta = 32\% \quad (3.43)$$

et correspond à la fraction d'angle solide acceptée dans le piège après une accélération de 1 keV. Avec une distribution isotrope, seulement 1/3 des positons sont censés passer le miroir magnétique, avec un champ magnétique $B_{\max} = 5 \text{ T}$ et une accélération de l'ordre du kilovolt à l'entrée du piège. La transmission dans le miroir obtenue expérimentalement est présentée dans le chapitre 5 à la page 87.

3.4 Principe d'accumulation du faisceau pulsé de positons

L'accumulation des positons dans le piège du RIKEN se fait en 6 étapes :

- Confinement d'un plasma d'électrons.
- Production du pulse de positons au niveau du modérateur. Le faisceau est focalisé sur l'entrée du piège.
- A son entrée dans le piège, le faisceau est accéléré pour franchir le miroir magnétique.
- Le piège est *refermé* avant que le pulse réfléchi ne sorte du piège.
- Le pulse est refroidi par interactions coulombiennes dans le plasma d'électrons.
- Le pulse est confiné dans son puits de potentiel. Le piège est ouvert en attendant l'arrivée du prochain pulse.

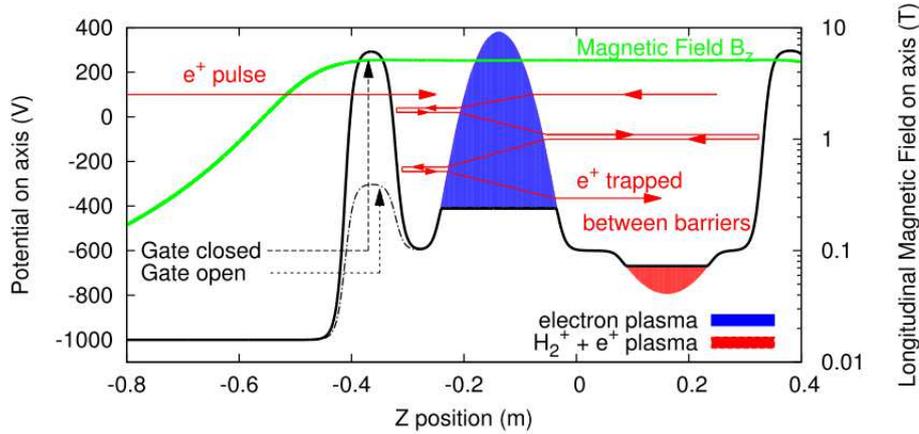


FIGURE 3.13 – Principe d'injection pulsé et de refroidissement des positons dans un plasma d'électrons. Extrait de [Dupré 2013].

Tout d'abord, un plasma d'électrons est confiné dans le piège. La durée de vie du plasma mesurée dans des conditions optimales est de 6000 s [Mohamed et al. 2013]. Ce temps de vie est très long devant l'étape d'accumulation des positons de 100 s. Nous supposons donc le plasma d'électrons à l'équilibre dans son puits de potentiel avec une densité $n = 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Un pulse de positons est émis au niveau du modérateur toutes les 5 ms. Le potentiel du modérateur est modifié au cours de l'émission du pulse, pour focaliser la taille du pulse au niveau du piège. Les positons sont transportés par une ligne de faisceau magnétique. Lorsque les positons arrivent au niveau du piège, $\sim 6 \mu\text{s}$ se sont écoulées. Ils forment alors un pulse focalisé en temps ($\sim 100 \text{ ns}$) avec une grande dispersion en énergie, de l'ordre de 150 eV. En pénétrant dans l'électrode d'injection du piège du RIKEN, les positons subissent une accélération de l'ordre du kilovolt pour franchir le miroir magnétique. Les positons perdent de l'impulsion longitudinale en fonction de leur impulsion transverse initiale. Les plus rapides font un aller-retour dans le piège en $\sim 80 \text{ ns}$. Une barrière de potentiel doit donc être mise en place entre l'arrivée du pulse et le moment où les positons ont fait un aller-retour, avant qu'ils ne s'échappent du piège (*Gate open/closed* sur la figure 3.13). La polarité d'une électrode d'injection est inversée à cet effet, à l'aide d'un relais rapide haute tension ($\pm 1500 \text{ V}$ en 26 ns). Les positons font de multiples aller-retours, perdant à chaque fois de l'énergie par collision coulombienne avec le plasma d'électrons. Ils perdent assez d'énergie pour être piégés entre la barrière de potentiel en aval du piège et la barrière de potentiel produite par le potentiel propre du plasma d'électrons. Ce processus dure environ $\sim 3 \text{ ms}$. L'électrode d'injection peut alors être polarisée de nouveau au potentiel d'injection : le piège est prêt à piéger le prochain pulse. Les positons accumulés continuent de se refroidir en interagissant avec les ions H_2^+ issus de l'ionisation du gaz résiduel, jusqu'à être capturés dans leur puits de potentiel. N. Oshima a montré que la présence d'ions H_2^+ augmentait l'efficacité de piégeage d'un facteur 10 dans son schéma d'accumulation [Oshima et al. 2004]. La formation

des ions peut être maîtrisée en ionisant le gaz résiduel avec le faisceau d'électrons au moment où le plasma d'électrons est produit dans le piège. Cette séquence est réalisée 200 fois par seconde pendant 100 secondes, puis les positons sont éjectés du piège. La figure 3.13 résume ce principe d'accumulation.

Chapitre 4

Dispositif Expérimental

Le dispositif expérimental du démonstrateur de Saclay est en perpétuelle évolution au cours de cette thèse. En octobre 2010, le piège du RIKEN est encore en utilisation au Japon. Il est déménagé sur le démonstrateur de Saclay en janvier 2011. Aujourd'hui, une cabane laser est en phase d'équipement à Saclay pour produire le faisceau d'excitation du positronium produit par l'éjection des positons du piège, dans une toute nouvelle chambre de réaction. Ce chapitre tend à décrire principalement l'état du système lors de l'accumulation des positons réalisée au printemps 2013. Quelques éléments chronologiques sont apportés pour faciliter la compréhension de la démarche entreprise lors de l'instrumentation de l'expérience. Enfin, nous apportons naturellement plus de détails sur les éléments qui concernent le piège, au cœur de ce travail de thèse.

Le **piège du RIKEN** est alimenté par une **source de positons de haute intensité**. Les positons sont acheminés jusqu'au piège grâce à une **ligne de transport de positons lents**. Cette ligne se sépare en deux pour distribuer le faisceau soit vers le piège, soit vers une expérience en cours d'installation dédiée à l'étude de matériaux, non décrite dans ce document. Le piège est aussi alimenté en électrons, nécessaires au refroidissement des positons. Un **canon à électrons** dédié remplit cette fonction. Un ensemble de **détecteurs** permet de faire les mesures nécessaires pour caractériser le faisceau ainsi que les plasmas générés dans le piège. La figure 4.1 présente le plan d'implantation de l'expérience à Saclay. Le dispositif expérimental est décrit dans ce chapitre en suivant le cheminement des positons :

- la source de positons lents
- la ligne de transport
- le piège du RIKEN
- les détecteurs du piège

4.1 La source de positons *SOPHI*

J'appelle ici *source de positons lents* le faisceau produit au niveau du modérateur vers la ligne de transport. Ce faisceau est pulsé à une fréquence comprise entre 25 Hz et 200 Hz, selon le choix de l'opérateur. Les pulses de positons ont une durée effective de $2.5 \mu\text{s}$. Le meilleur flux atteint après optimisation du modérateur est de $3.2 \times 10^6 \text{ e}^+/\text{s}$ à 200 Hz. Le flux typiquement obtenu lors des tests d'accumulation de positons est de $\sim 10\,000 \text{ e}^+/\text{pulse}$, soit $\sim 2 \times 10^6 \text{ e}^+/\text{s}$ à 200 Hz. Le flux de positons lents attendu pour GBAR au CERN nécessitera un linac avec un flux sensiblement plus important. Les efficacités relatives du démonstrateur et de l'injecteur de GBAR sont montrées dans le tableau 5.8 à la fin de ce document page 106.

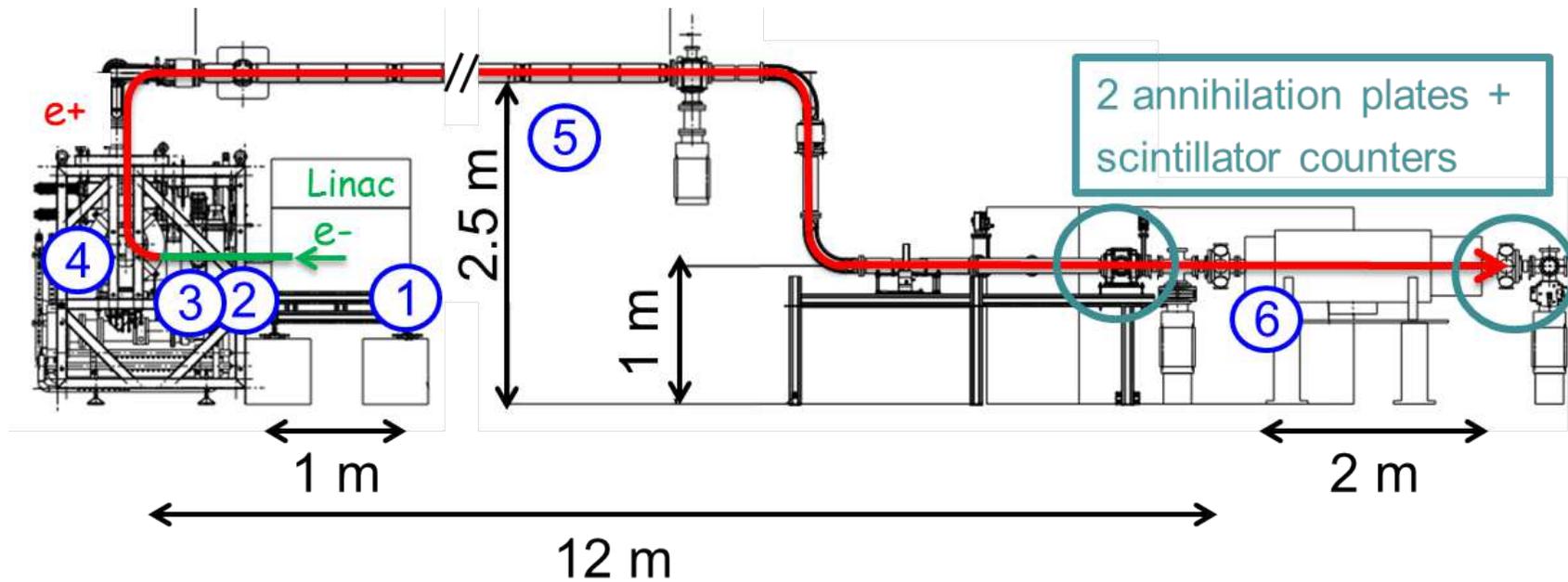


FIGURE 4.1 – Injecteur de positon de Saclay. (1) Linac d'électrons de 4.3 MeV avec un taux de répétition allant de 20 à 200 Hz, un courant crête d'électrons de 140 mA et une durée effective de pulse de 2.5 μ s; (2) Convertisseur $e^- \rightarrow e^+$ constitué d'une plaque de tungstène de 1 mm de large; (3) Modérateur en tungstène qui diminue l'énergie du faisceau de e^+ dans la gamme de l'électronvolt; (4) Séparateur magnétique e^+/e^- *SOPHI*; (5) Ligne de transport faisceau de 16 m de long constituée de solénoïdes produisant un champ magnétique de 8 mT; (6) Piège de Penning-Malmberg du RIKEN constitué de 27 électrodes dans un champ magnétique de 5 T produit par un aimant supraconducteur.

4.1.1 Conception originale

Dans le concept original [Rey et al. 2009], la source de positons lents comprend trois instruments. Un **accélérateur linéaire d'électrons** produit un faisceau primaire d'électrons de quelques MeV. Ce faisceau frappe un **convertisseur $e^- \rightarrow e^+$** en tungstène, qui produit des positons par conversion d'une fraction du faisceau incident d'électrons. Le convertisseur fournit un faisceau comprenant des électrons et des positons de relativement haute énergie (\sim MeV) vers l'aval de la ligne. Un **séparateur e^+/e^-** dévie le faisceau intense d'électrons de haute énergie pour ne transmettre que le faisceau de positons. L'ensemble de ces éléments forme la *Source de Positons de Haute Intensité SOPHI*. Les positons produits par *SOPHI* atteignent le **modérateur** qui forme la source de positons lents. Le modérateur prévu à l'origine est au néon solide. il est produit par condensation du néon sur un support cryogénique. C'est l'utilisation d'un tel modérateur qui a motivé le développement du séparateur, car le flux d'électrons à l'issue du convertisseur est trop intense pour assurer la température nécessaire à la condensation du néon.

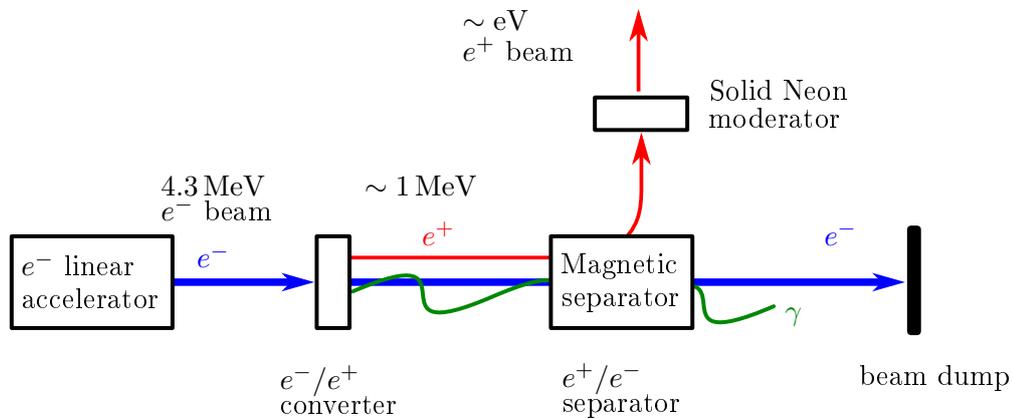


FIGURE 4.2 – Schéma du principe de production de positons lents pour GBAR.

L'accélérateur linéaire d'électrons L'accélérateur linéaire d'électrons (communément appelé *linac*, acronyme de *linear accelerator*) est un produit commercial de la société Linac Technologies de type LINAX5. Il s'agit d'un accélérateur compact dont les caractéristiques principales du faisceau d'électrons spécifiées par le cahier des charges sont :

- Énergie initiale du faisceau de 5.5 MeV
- Intensité crête de 140 mA
- Taux de répétition de 200 Hz
- Durée d'impulsion de $4 \mu\text{s}$

La source de courant est un canon thermo-ionique, constitué d'un filament de tungstène chauffé à 4 A, atteignant une température de 2300 K. Une anode portée à 10 kV permet d'extraire le faisceau. La section accélératrice est constituée de 5 cavités résonant à une fréquence de 3 GHz en mode π . Les cavités sont alimentées en puissance par un magnétron délivrant une puissance crête de 1.9 MW. Un triplet de quadripôles magnétiques est disposé après les cavités pour optimiser la focalisation du faisceau en sortie du linac (voir figure 4.3).

Au vu du taux de positons rapides produit très inférieur au taux attendu, une étude est réalisée fin 2010 à l'aide d'un spectromètre pour vérifier les caractéristiques de l'accélérateur [Debu et al. 2011]. Les conclusions de cette étude renvoient à la baisse deux caractéristiques de l'accélérateur. Le meilleur compromis courant/énergie est atteint pour 120 mA de courant crête à 4.3 MeV. De plus, cette énergie n'est pas atteinte pendant l'intégralité du pulse, mais

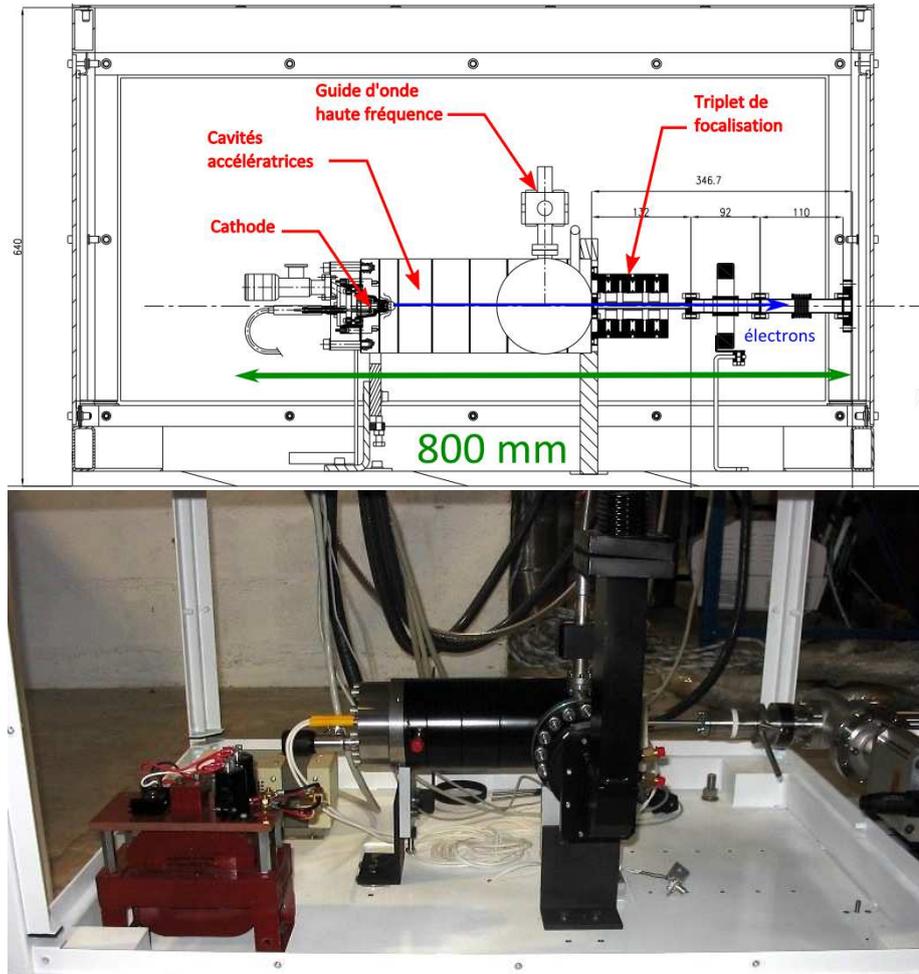


FIGURE 4.3 – Accélérateur linéaire d'électrons. Les dimensions sont données en mm.

seulement sur $2.5 \mu\text{s}$ (voir la figure 4.4). Le nombre d'électrons de 4.3 MeV qui sont transmis vers le convertisseur est estimé à $\sim 2 \times 10^{12} e^-/\text{pulse}$.

Convertisseur $e^- \rightarrow e^+$ Les électrons émis par le linac pénètrent dans une cible épaisse (1 mm) de tungstène (figure 4.8). Ils sont freinés par collisions élastiques et par rayonnement Bremsstrahlung. Ce dernier phénomène permet la création de paires e^+/e^- par les photons de freinage dont l'énergie est supérieure à 1.022 MeV, l'énergie d'une paire au repos. Les simulations réalisées pour des électrons de 5.5 MeV donnent une efficacité de conversion $\eta_{\text{conversion}} = 1.4 \times 10^{-4}$. Comme cette efficacité dépend fortement de l'énergie initiale des électrons, l'efficacité de conversion à Saclay est moindre. Le flux réel de positons rapides produits au niveau du convertisseur est estimé à $\sim 10^8 e^+/\text{s}$ [Debu et al. 2011].

Séparateur e^+/e^- Le séparateur e^+/e^- est composé d'un ensemble de bobines destinées à dévier le puissant flux d'électrons de la trajectoire suivie par le faisceau de positons. Il englobe la cible de tungstène où les positons sont générés (figure 4.5). L'objectif est de pouvoir utiliser un modérateur au néon solide en sortie de *SOPHI*.

Les bobines H1 et H2 sont alignées avec la chambre à vide et fournissent un champ magnétique longitudinal de quelques kilogauss pour transporter les positons le long du coude du système. Elles agissent sur le faisceau comme des solénoïdes de transport, les positons *s'enroulent* autour des

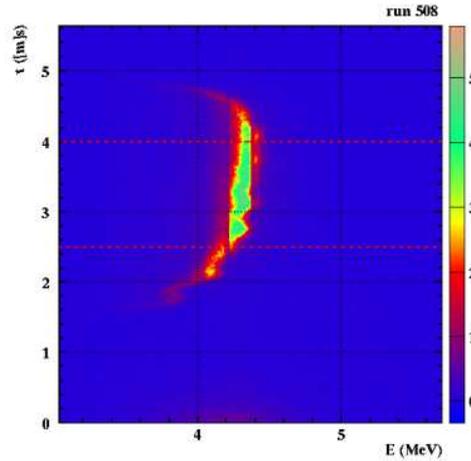


FIGURE 4.4 – Distribution d'énergie du faisceau d'électrons. En ordonnée, le temps en μs . En abscisse, l'énergie du faisceau en MeV. extrait de [Debu et al. 2011].

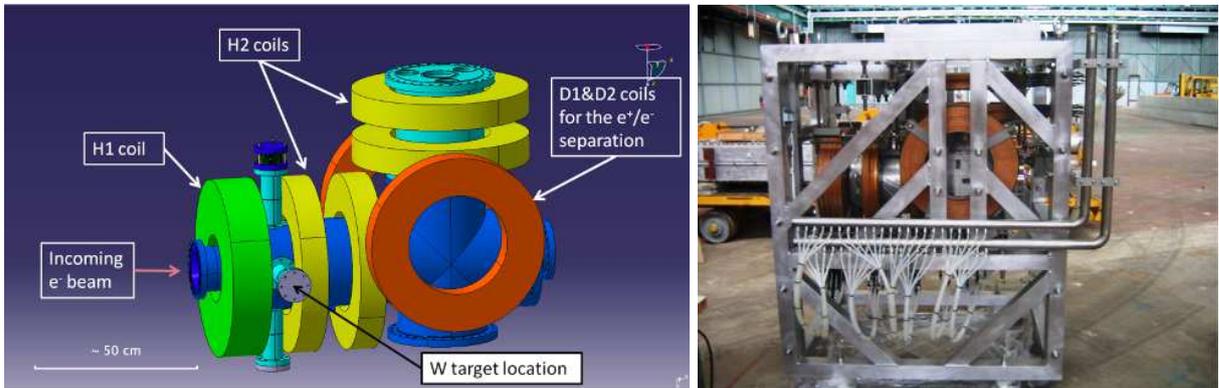


FIGURE 4.5 – Représentation schématique (à gauche) et photographie (à droite) du séparateur e^+/e^- .

lignes de champ. Les bobines D1 et D2 fournissent un champ transverse de l'ordre de 100 gauss. Elles agissent comme un dipôle magnétique qui courbe la trajectoire des particules chargées, dans des directions opposées selon le signe de la charge. Alors qu'il favorise le transport des positons vers la sortie de la chambre, le dipôle défléchit les électrons dans la direction opposée. Les électrons viennent alors frapper le fond de la chambre (figure 4.6).

L'efficacité de transport du faisceau dans le séparateur a été évaluée à 70% pour les positons de moins de 1 MeV et 76% pour les positons compris entre 1 et 2 MeV [Ruiz 2011]. La transmission d'électrons parasites avec le faisceau de positons est inférieure à 10^{-4} .

4.1.2 Conception actuelle

La modulation au néon solide n'a pas encore pu être mise en œuvre. À la place, on utilise un modérateur en tungstène. La modulation au tungstène a l'avantage de ne pas nécessiter de système cryogénique : il peut être placé directement dans le faisceau issu du convertisseur. Le mécanisme de production des positons lents prédominant diffère dans ce cas du mécanisme utilisé dans la conception originale. Les fonctions de convertisseur et de modérateur ne sont plus distinctes dans ce schéma de production.

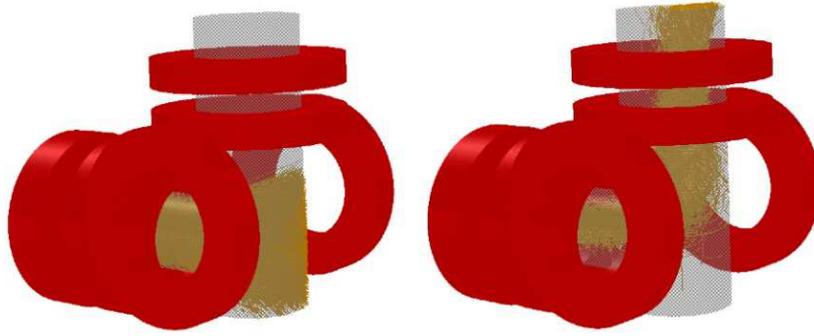


FIGURE 4.6 – Trajectoires des électrons (à gauche) et des positons (à droite) dans le séparateur e^+/e^- . Les particules chargées se propagent de gauche à droite. La configuration magnétique permet de défléchir les électrons et les positons dans des directions opposées. Le faisceau d'électrons est défléchi par le dipôle (bobines horizontale D1 et D2) dans la direction opposé à la direction de champ privilégié créé par le champ solénoïdale des bobines entourant le tube faisceau : le faisceau est éclaté dans la chambre. Au contraire, le dipôle favorise le transport des positons vers la sortie de la chambre à vide (vers le haut).

Les positons ont un libre parcours moyen dans le tungstène de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$. Seuls les positons générés très proches de la surface du convertisseur sont émis dans le schéma décrit précédemment. Lorsque l'on utilise un modérateur en tungstène placé juste après le convertisseur (quelques millimètres), la probabilité d'annihilation des positons émis par le convertisseur dans le modérateur est élevée. Le mécanisme principal de production de positons modérés est alors la production de paires e^+/e^- au sein du modérateur. Si le convertisseur produit effectivement des positons, c'est son rôle de conversion $e^- \rightarrow \gamma$ qui prédomine dans la production finale de positons lents. La figure 4.7 présente un schéma simplifié de ce mécanisme.

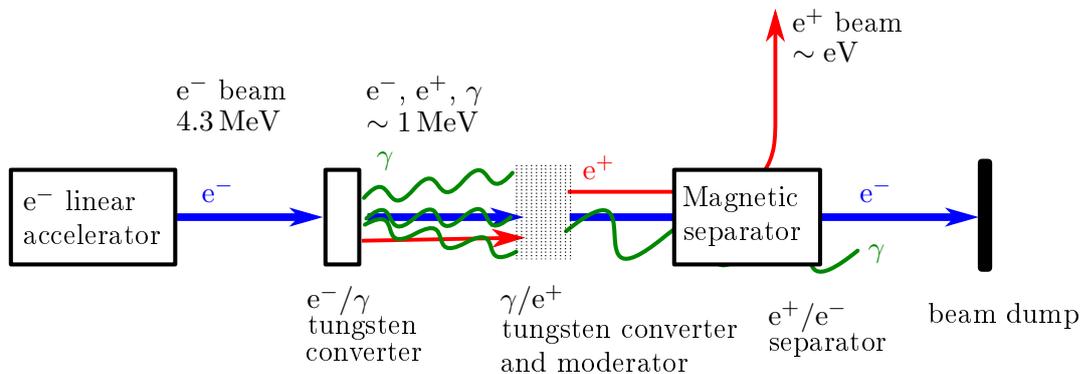


FIGURE 4.7 – Schéma simplifié du processus principal de production de positons lents par modulation avec une multicouche de grilles de tungstène.

Modérateur Le modérateur utilisé à Saclay est constitué d'une multicouche de grilles de tungstène. Chaque grille est composée de filaments de $20\ \mu\text{m}$ de diamètre. Le modérateur est placé en aval du convertisseur sur un support dédié (photo 4.8).

L'ajout successif de grilles de tungstène a permis d'optimiser l'efficacité de modulation. Avant d'être ajoutée, une grille de tungstène est recuite pendant 30 min à environ 1800°C . L'optimum a été obtenu avec 12 grilles et une production de $3.2 \times 10^6\ e^+/s$. Cela correspond à une efficacité



FIGURE 4.8 – À gauche : photographie du montage du convertisseur $e^- \rightarrow e^+$. Le convertisseur est disposé derrière l’orifice circulaire au centre du porte cible. La plaque dans laquelle est creusée l’orifice est destinée à supporter un modérateur. Le support peut être translaté afin que le faisceau incident irradie soit le convertisseur central, soit un deuxième convertisseur (à droite), soit un dispositif d’étude du faisceau d’électrons (à gauche). A droite, photo d’un modérateur en multicouche de grilles de tungstène. Les grilles ont des dimensions de $18\text{ mm} \times 18\text{ mm}$.

de conversion-modération de $8 \times 10^{-9} e^+/e^-$. Il a été observé que cette efficacité de modération varie avec la température et avec le temps. Par exemple, un tir prolongé à 200 Hz augmente la température du modérateur : l’efficacité diminue d’environ $1/3$ par rapport à l’efficacité à 25 Hz (voir la figure 4.9). Le vieillissement de ce type de modérateur est de plus assez mal connu. On retiendra que le flux réel de positons lents, plus d’un an après l’optimisation du modérateur, est de l’ordre de $10\,000 e^+/\text{pulse}$: le taux d’accumulation de positons attendu à Saclay est de $3.4 \times 10^6 e^+/\text{s}$ (voir le tableau 5.8 page 106).

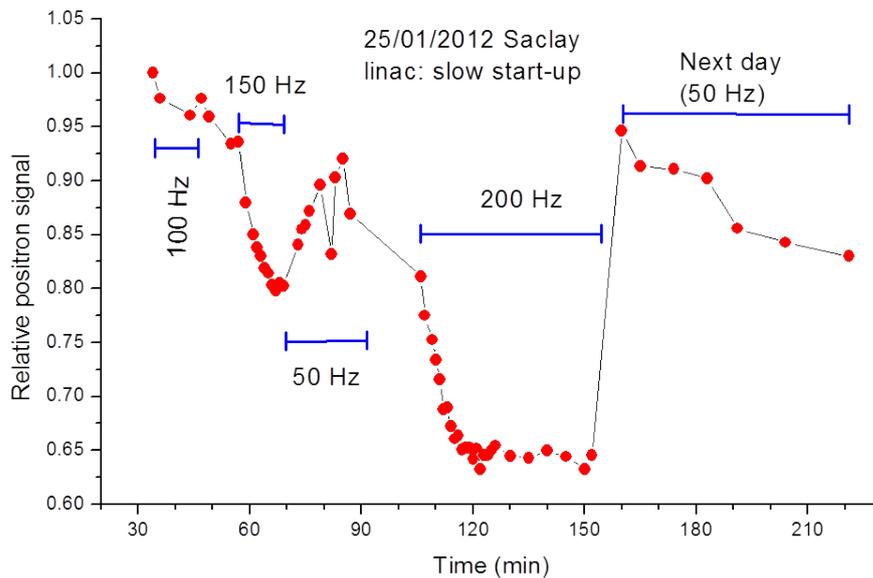


FIGURE 4.9 – Évolution de l’efficacité de modération en fonction du temps. La température du modérateur varie avec le temps d’utilisation et la fréquence du linac.

Dans le cas du transport avec un modérateur en tungstène, la fonction du séparateur n’est plus utile. Il est utilisé à bas champ (quelques dizaines de gauss) comme élément de transport. Les simulations réalisées par Nicolas Ruiz ainsi que des mesures avec un faisceau d’électrons

montrent une transmission de l'ordre de 100 % dans le séparateur [Ruiz 2011].

4.1.3 Compression temporelle du faisceau

La compression temporelle du faisceau est réalisée en appliquant un potentiel dynamique sur le modérateur tungstène. Nous décrivons ici sa mise en œuvre expérimentale.

Principe La compression temporelle du faisceau vise à réduire la durée d'un pulse de positons de 2.5 μs à 80 ns afin de le piéger (voir le paragraphe 3.3.2 page 33). Nous réalisons cette opération en appliquant un potentiel variable sur le modérateur, pendant la génération du faisceau de positons lents. Le potentiel varie entre $\sim 10\text{ V}$ et 150 V. Le signal est produit par un générateur de fonction. Le signal est ensuite amplifié puis appliqué au modérateur (figure 4.10).

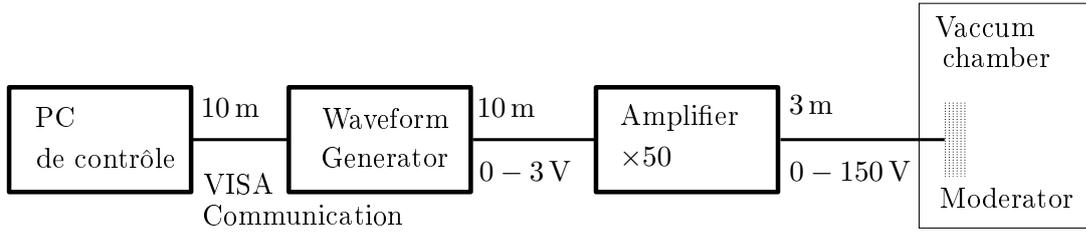


FIGURE 4.10 – Schéma du dispositif expérimental de compression du faisceau.

Matériel Le générateur de fonction aléatoire est produit par *Tabor Electronics* et permet de générer une courbe de 10 V d'amplitude $[-5\text{ V}, +5\text{ V}]$, avec un échantillonnage à 200 MHz et une résolution verticale de 16 bit. Le signal est amplifié par un amplificateur haute tension $[-150\text{ V}, +150\text{ V}]$, le WMA-300 de *Falco Systems*. Il peut atteindre une pente de 2000 V/ μs . Le gain d'amplification est fixe, $\times 50$. L'amplificateur est placé à l'intérieur de la casemate de l'accélérateur pour réduire la capacité introduite par les câbles, qui limite la vitesse de l'amplificateur.

Méthode Le générateur est préalablement configuré à l'aide d'un programme Labview sur un PC de contrôle. Une fonction est chargée ainsi qu'un niveau de déclenchement et un délai de déclenchement vis à vis de l'accélérateur. Un délai est aussi configuré pour être envoyé au relais haute tension *Sw1* qui pilote l'ouverture du piège. La fonction est déterminée par une fréquence d'échantillonnage, un nombre de point n_p et une formule analytique $f(n)$:

$$\forall n \in [0; n_p], \quad f(n) = \frac{a}{500} \left\{ V_0 [\text{sign}(k - n) + 1] + 150 [\text{sign}(n - (\Delta n + k)) + 1] \right. \\ \left. + [\text{sign}(n - k) + 1] [\text{sign}((\Delta n + k) - n) + 1] \right. \\ \left. \times \left[V_0 + \left(V_0 + \frac{Ec_0}{e} \right) \left[\left(1 - \frac{n - k}{n_0} \right)^{-2} - 1 \right] \right] \right\} \quad (4.1)$$

où a est l'amplitude du générateur de fonction aléatoire, V_0 est la tension initiale du modérateur, Ec_0 est l'énergie cinétique d'émission des positons, k est le délai d'application de la tension, $\Delta n = \frac{\Delta t [\text{ns}]}{5 \text{ ns}}$ est le nombre de points d'application de la fonction de compression et n_0 correspond au temps de parcours du premier positon (voir la partie 3.3.2). La fonction $\text{sign}(x)$ vaut -1 lorsque $x < 0$ et $+1$ lorsque $x \geq 0$. La figure 4.11 montre les fonctions générées pour différents Δn .

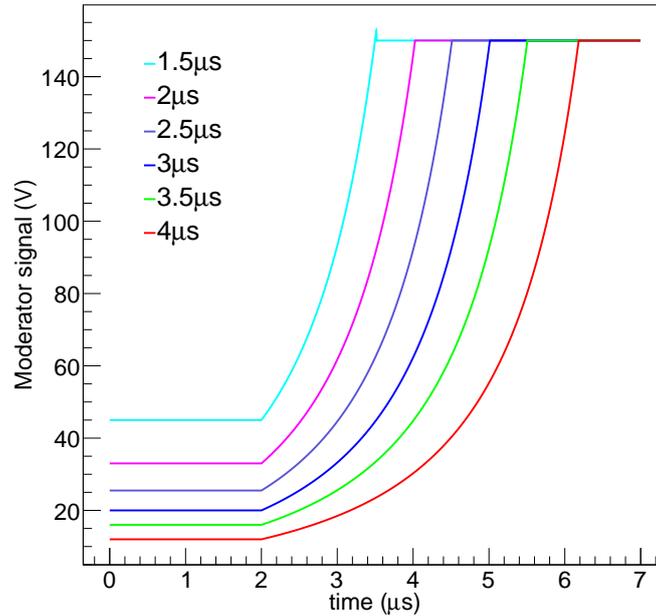


FIGURE 4.11 – Courbes générées par le générateur de fonction arbitraire avec différents $\Delta t [\mu s] = \Delta n \times 5000 \mu s$. Un plateau de potentiel est appliqué pendant $2 \mu s$ pour s’assurer que le potentiel initial est bien défini sur le modérateur au moment de la génération du faisceau. Un délai permet de mettre en phase $f(n)$ avec le déclenchement du linac.

Le signal comprimé est détecté sur la cible située en amont du piège (paragraphe 4.5.3 page 68). Les résultats obtenus en appliquant différentes fonctions $f(n)$ et la comparaison avec les simulations présentées dans la partie 3.3.2 page 36 sont discutés dans le chapitre de résultats au paragraphe 5.4 page 84.

4.2 La ligne de transport

La ligne de transport a basse énergie à pour objectif d’acheminer les positons produits par *SOPHI* vers le piège du RIKEN et la ligne pour la science des matériaux. Une description complète de la conception, de la réalisation et de la caractérisation de la ligne de transport est présentée dans la thèse de Nicolas Ruiz [Ruiz 2011].

Principaux éléments La ligne de transport est constituée d’un ensemble de solénoïdes créant un champ magnétique longitudinal de $\sim 8 \text{ mT}$ (voir figure 4.1). Les différentes interruptions de champ pour l’insertion des éléments de pompage et les détecteurs sont corrigées par des bobines de correction. Des quadripôles magnétiques permettent de corriger la position radiale du faisceau dans la chambre à vide. Une longue section droite accueille un système de quatre électrodes, dont l’une fait 4 m de long : le **stretcher**. Cet élément est dédié à produire un faisceau quasi continu à partir du faisceau pulsé pour la ligne matériaux, non décrite dans ce document. Un déflecteur magnétique, le *beam switch*, permet de diriger le faisceau soit vers le piège du RIKEN, soit vers la ligne matériaux. Tous ces éléments sont alimentés en courant par des alimentations dédiées, pilotées par le système de contrôle commande de l’expérience. La ligne de transport a une longueur de l’ordre de 16 m entre le modérateur tungstène et la première électrode du piège.

Deux pompes ioniques disposées de part et d'autre du stretcher assurent le pompage de la ligne de transport. La pression est de l'ordre de 10^{-8} mbar au niveau des pompes.

Transport des positons La dispersion en énergie dans la ligne de transport a été estimée par simulation. Pour un faisceau avec une énergie initiale de 10 eV, l'accroissement de l'impulsion transverse entre le modérateur et le piège est estimée à environ 50%. Cette augmentation de la dispersion est principalement due aux interruptions de champ entre les solénoïdes, malgré l'utilisation des bobines de correction [Ruiz 2011]. Lors de la caractérisation de la ligne réalisée au dernier trimestre de 2011, l'efficacité de transport à ~ 10 eV est mesurée à 95% entre le modérateur et une cible placée à la sortie du stretcher. Des mesures plus récentes sur la cible située en amont du piège estiment la taille de la tâche faisceau à environ 17.5 mm de diamètre et une dispersion en énergie longitudinale relativement élevée (quelques eV à quelques dizaines d'eV), et qui augmente avec l'énergie de transport du faisceau (figure 4.12). L'élargissement de la distribution est d'autant plus important lorsque le faisceau est comprimé en temps, où l'on fait varier le potentiel du modérateur de 25 à 150 V. Cette dispersion limite l'efficacité d'injection dans le piège. La distribution en énergie longitudinale et l'efficacité de transmission dans le piège sont mesurées et discutées dans le chapitre 5 à la partie 5.3 page 80.

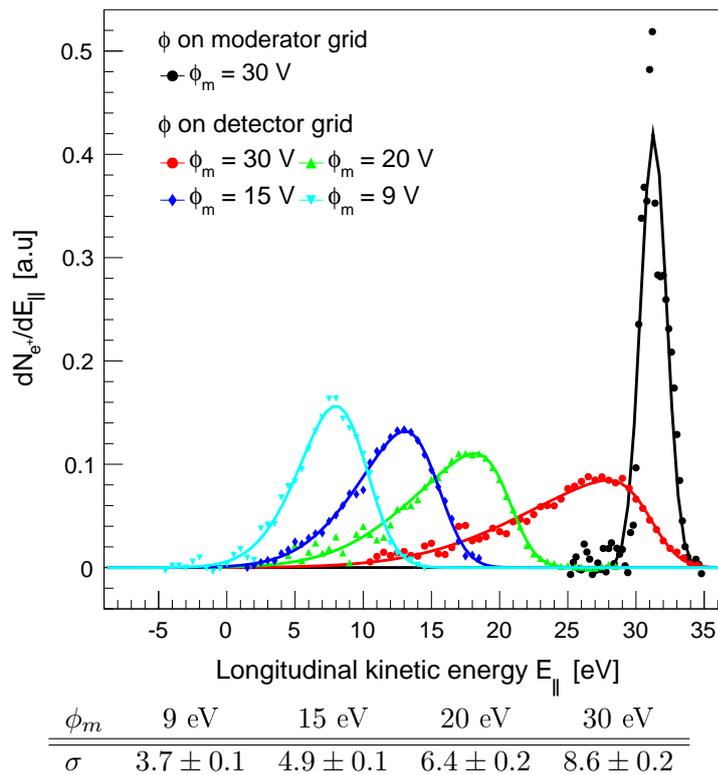


FIGURE 4.12 – Distribution en énergie longitudinale du faisceau de positons lents dans la ligne de transport en fonction de différents biais ϕ_m appliqués sur le modérateur. L'énergie est mesurée par application d'un potentiel retardé ϕ (voir la partie 5.3 page 80). Alors que l'écart type est de ~ 1 eV au niveau du modérateur (en noir), la distribution est très élargie au niveau du détecteur. L'élargissement de la distribution augmente avec le potentiel initial ϕ_m porté sur le modérateur.

4.3 Le piège du RIKEN

Le piège du RIKEN est un piège de Penning-Malmberg (voir section 2.1 page 13). Il a été initialement conçu pour produire des faisceaux d'ions multichargés ultra froids, refroidis dans un plasma de positons. Pour cela, une nouvelle technique d'accumulation de positons a été développée (section 3.1.2 page 27). Il s'agit d'éviter l'utilisation d'un préaccumulateur à gaz tampon : l'ultraviolet est garanti pour éviter la recombinaison des ions avec le gaz résiduel. Le piège du RIKEN est constitué :

- d'un aimant supraconducteur
- d'un jeu d'électrodes annulaires
- d'un pont de résistances de distribution des potentiels sur les électrodes

Le schéma 4.13 présente les principaux éléments du piège, qui sont décrits dans les paragraphes suivants.

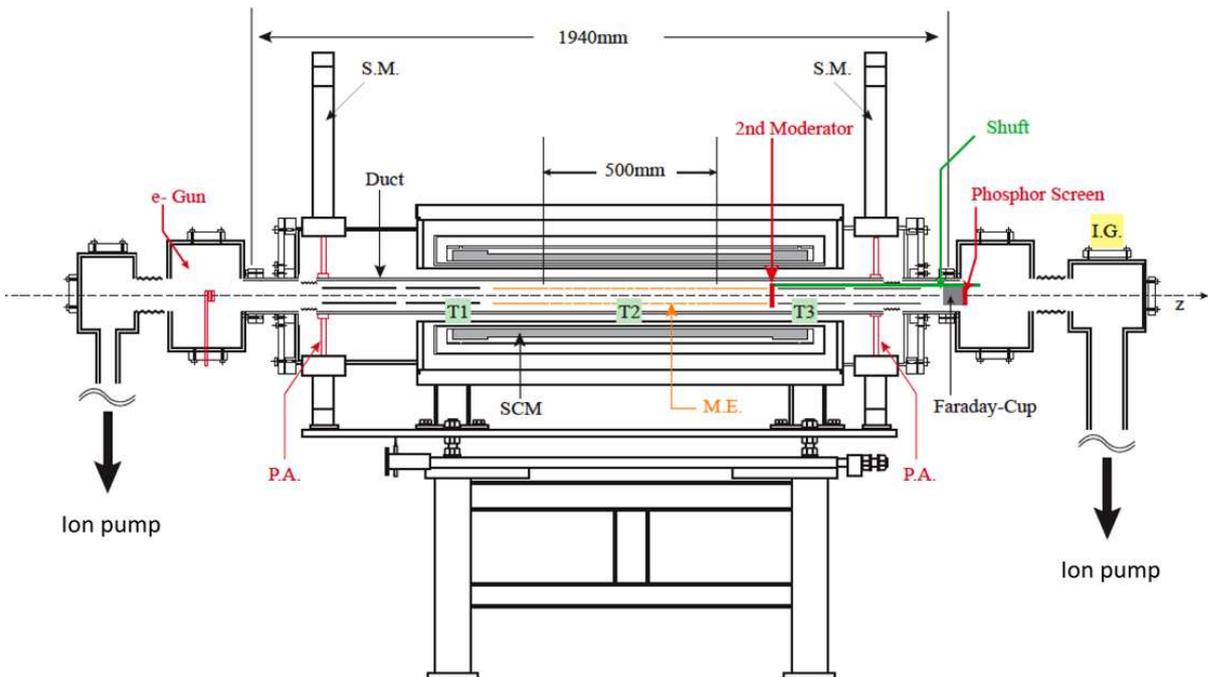


FIGURE 4.13 – Piège du RIKEN. L'axe faisceau correspond à l'axe des z croissant. La bobine supraconductrice est représentée en gris (SCM). Les moteurs pas à pas permettant de bouger le tube faisceau dans le champ magnétique sont désignés par le sigle SM. T1, T2 et T3 montrent l'emplacement des 3 sondes de température de la chambre à vide. Les électrodes sont représentées en orange (ME) et le mécanisme du remoderateur (2^{nd} moderator) est schématisée en vert (shuft). Chaque pompe ionique est équipée d'une jauge de pression (IG). Le canon à électrons est situé côté injection. L'écran phosphore, qui sert à la fois d'écran luminescent, de faraday cup et de cible d'annihilation, est placé dans la zone d'extraction. Le remoderateur et sa mécanique ont aujourd'hui été retiré du piège. Une représentation de l'ensemble des électrodes à l'échelle est présentée à la figure 4.24.

4.3.1 L'aimant supraconducteur

L'aimant du piège du RIKEN est conçu pour produire un champ magnétique de 5 Teslas avec une précision de 10^{-3} sur une région de 500 mm de long, 4 mm de rayon. Il a été produit par la

société Toshiba et livré au laboratoire du RIKEN, au Japon, en Mars 2000. Il est constitué d'une bobine supraconductrice (SCM sur la figure 4.13) faite en alliage de Niobium-Titane NbTi. Elle peut supporter un courant de 85 A lorsqu'elle est refroidie à une température inférieure à 5.4 K.

Pilotage du courant Le pilotage du courant de l'aimant est réalisé par trois éléments installés dans une baie dédiée : un convertisseur numérique analogique, une alimentation de courant et un circuit de protection. Le convertisseur numérique analogique est piloté par un programme Labview installé sur un ordinateur indépendant. A terme, un automate supervisera l'ensemble de l'installation. L'intégration de ces éléments dans le système de supervision est en cours.

Température de l'aimant La température de l'aimant est garantie par un circuit d'hélium et un compresseur. Elle est isolée de l'environnement par un écran thermique, volume cylindrique dans lequel le vide est porté à environ 10^{-6} mbar. Le compresseur comprend un échangeur avec le circuit d'eau dédié à notre expérience. La mesure de la température de l'aimant est possible grâce à trois sondes disposées en 3 points différents, une au niveau du cryostat et les deux autres sur la bobine supraconductrice. Il s'agit de sondes de type *Carbon Glass Resistor*, dont la gamme va de 1.4 K à 100 K.

Avant que l'automatisation de la mesure ait été mise en place, la température était contrôlée par l'opérateur avant la mise en courant de l'aimant. Les deux résistances placées sur la bobine sont mesurées chaque matin au multimètre. La température est déduite des abaques fournis par le constructeur. La figure 4.14 montre l'évolution de la température de l'aimant depuis son installation à Saclay. La précision des abaques est de 0.1 K.

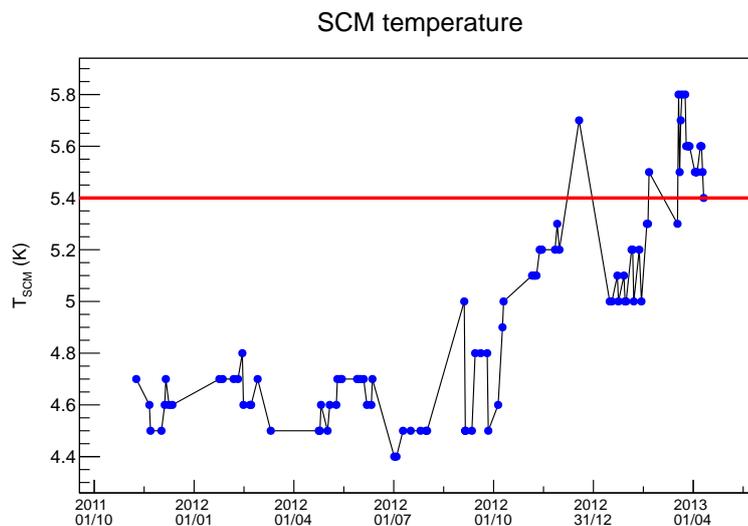


FIGURE 4.14 – Température de l'aimant mesurée au multimètre en fonction du temps. Les périodes d'arrêt du système cryogénique ne sont pas montrées pour plus de clarté. La ligne rouge correspond à la température maximale pour fonctionner à 5 T.

Fin décembre 2012, la température de l'aimant franchit une première fois la limite des 5.4 K. Après de nombreuses tentatives pour améliorer le vide dans les écrans thermiques, nous incrimons les têtes froides, dont la période de maintenance est de 9000 h d'utilisation. Leur maintenance n'a eu lieu que le 25 juillet 2013. L'aimant est utilisé à 3 T entre Mars et Juin 2013, période pendant laquelle a lieu la première accumulation de positons. Pendant cette période, les problématiques de maintenance motivent l'implémentation de la lecture automatique des tem-

pératures par l'automate. Un module CABTF optimisé pour la lecture de précision de capteurs thermiques résistifs (ou thermistances) est installé : la température de l'aimant ainsi que la durée d'utilisation des compresseurs est aujourd'hui contrôlée en permanence.

4.3.2 Le piège électrostatique

Chambre à vide du piège Les électrodes sont contenues dans un tube à vide (*Duct* sur la figure 4.13) dont la pression est maintenue inférieure à 10^{-8} mbar. Le pompage est réalisé à l'aide de deux pompes ioniques, une en amont et une en aval du piège. La pression est mesurée par deux jauges de pression disposées au niveau des pompes ioniques (I.G sur la figure 4.13). Les pressions mesurées par les jauges sont typiquement de 4×10^{-9} mbar et 6×10^{-9} mbar en amont et en aval du piège.

Le tube peut être refroidi par un doigt froid, jusqu'à 10 K dans la zone centrale où est placé le jeu d'électrodes. Tout comme l'aimant, un écran thermique sépare ce tube de l'environnement. La température du tube est contrôlée par 3 sondes de température de type GaAlAs (Gallium-Aluminium-Arsenide) adaptées à la mesure de température sous champ magnétique, disposées le long du tube. Abaisser la température de la chambre à vide permet d'exercer un pompage cryogénique dans la zone centrale du piège où la pression peut descendre jusqu'à 10^{-10} mbar. Cela augmente la durée de vie du plasma en évitant les interactions avec le gaz résiduel.

Le tube de la chambre à vide du piège est mobile, déplacé à l'aide de 4 servomoteurs (2 verticaux, 2 horizontaux) afin d'aligner le champ électrique généré par les électrodes avec le champ magnétique. Ce mouvement est rendu possible par des connexions souples entre la chambre à vide du piège et la ligne de transport, grâce à des soufflets de part et d'autre du piège. Cela permet d'aligner le champ électrique généré par les électrodes (immobiles par rapport à la chambre à vide) avec le champ magnétique de l'aimant supraconducteur, fixe par rapport au sol. L'alignement des champs permet d'augmenter la durée de vie du plasma en évitant les *effets de dérive* $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$.

Les servomoteurs verticaux ainsi que les sondes de températures sont représentées par les sigles *SM* et *T1... T3* sur la figure 4.13. La pression dans la chambre est mesurée par un contrôleur directement relié à l'automate qui supervise l'expérience. Les températures ainsi que la position des moteurs sont mesurées par une carte d'acquisition intégrée dans le PC de contrôle qui pilote le courant délivré dans l'aimant supraconducteur. A terme, ces données seront contrôlées par l'automate.

Jeu d'électrodes annulaires Un jeu de 27 électrodes annulaires permet de produire les champs électrostatiques pour le piégeage longitudinal des électrons et des positons. L'ensemble est segmenté en 3 parties : un bloc central, un bloc d'injection et un bloc d'extraction. Les électrodes sont numérotées de -13 à +13.

Le bloc central contient 21 électrodes de 19 mm de rayon interne et de 20 mm de long (figure 4.15). Ces électrodes sont dans la zone de champ uniforme, et constituent le piège communément appelé *Multi Ring Trap (MRT)*. Les électrodes -2 et +2 sont segmentées en 4 parties pour pouvoir appliquer la technique du rotating wall. Le bloc central comprend aussi une électrode de 160 mm de long à chaque extrémité.

Le bloc d'injection comprend 2 longues électrodes de respectivement 298 mm et 343 mm de long. Le bloc aval est lui aussi constitué de 2 électrodes, de respectivement 242 mm et 220 mm de long. Toutes les électrodes sont espacées de 3 mm. Cet espace est augmenté à ~ 15 mm entre le bloc central et le bloc aval pour laisser place au remodérateur. Le bloc d'injection et le bloc d'éjection sont placés dans la zone de fort gradient de champ magnétique. La figure 4.24 montre une représentation de l'ensemble des électrodes à l'échelle, avec la position du canon à électrons, du remodérateur ainsi que de l'écran phosphore. La figure 4.16 montre un profil de potentiel produit par les électrodes sur l'axe du piège.

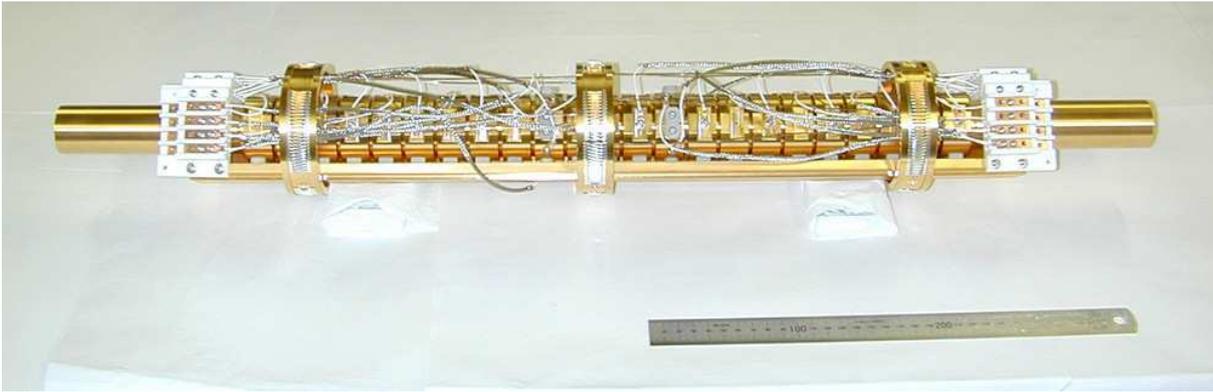


FIGURE 4.15 – Photo du bloc central des électrodes du piège du RIKEN.

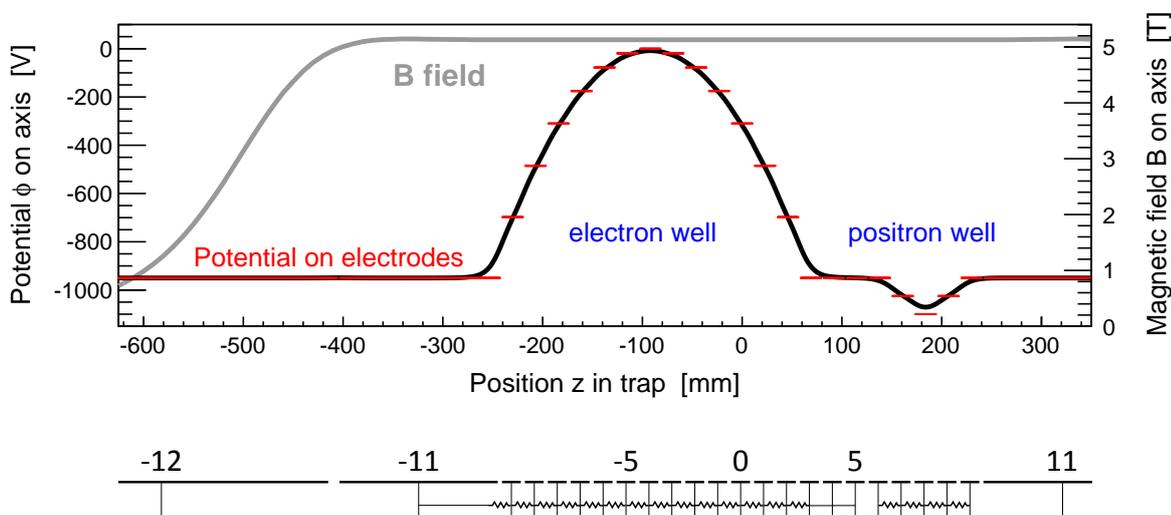


FIGURE 4.16 – Profil électromagnétique dans le piège avec deux puits de potentiel. Les électrodes et les ponts de résistances sont représentés à l'échelle sous le profil. Le premier pont de résistances correspond au puits d'électrons et le second au puits de positons. Le potentiel appliqué sur les électrodes est représenté en rouge. Le champ magnétique est représenté en gris (échelle à droite de la figure).

Les amplificateurs haute tension 10 amplificateurs haute tension monopolaire sont dédiés à l'alimentation des électrodes du piège ainsi qu'au canon à électron. Il s'agit d'amplificateurs FUG HCE de différentes gammes (voir le tableau 4.3.2). Ils sont pilotés en 0 – 10 V par des cartes de conversion numérique-analogique 16 bits intégrées dans un châssis National Instruments. Un PC de contrôle (PC *POSITRAP*) dédié au pilotage des électrodes supervise l'application des tensions sur les électrodes. Un programme en Labview 8.6 est en charge de l'application séquentielle des différents potentiels.

Ces amplificateurs ne se sont pas avérés adaptés au pilotage des électrodes du piège pour différentes raisons. Ils sont très lents, avec un temps caractéristique de retour à la masse de l'ordre de la seconde, et ne permettent pas un réglage fin des rampes de tension à réaliser sur les électrodes. Des amplificateurs bipolaires permettraient une meilleure flexibilité d'utilisation. Enfin, ils ne peuvent pas recevoir de courant : ils ne peuvent être branchés en série au travers du pont de résistances. C'est l'une des raisons qui a motivé le passage à des puits de potentiel carrés

Model	Polarity	Name	Voltage	Curent
HCE7	negative	HV0	1250 V	5 mA
HCE7	negative	HV1	3500 V	2 mA
HCE7	negative	HV2	3500 V	2 mA
HCE7	negative	HV3	3500 V	2 mA
HCE35	negative	HV4	6500 V	5 mA
HCE7	positive	HV5	1250 V	5 mA
HCE7	positive	HV7	3500 V	2 mA
HCE7	positive	HV8	3500 V	2 mA
HCE7	positive	HV9	3500 V	2 mA
HCE7	negative	HV10	650 V	10 mA

Tableau 4.1 – Amplificateurs haute tension de pilotage des potentiels sur les électrodes.

(voir la partie 5.7 page 95). Le coût et l'incertitude sur le nombre et le modèle d'amplificateur à utiliser ont retardé leur achat jusqu'à aujourd'hui.

Les ponts de résistances Un boîtier de connecteurs contenant deux ponts de résistances est installé sur le piège afin de distribuer les potentiels sur les électrodes du bloc central. Les ponts de résistances permettent de réaliser deux puits de potentiels paraboliques, le premier pour les électrons entre les électrodes -11 et 3 , le second pour les positons entre les électrodes 7 et 11 . Pour réaliser un puits de potentiel parabolique sur $2n + 1$ électrodes centré sur l'électrode n_0 , les valeurs des résistances suivent une loi géométrique :

$$\forall k \in [n_0 - n; n_0 + n] ; V_k = \frac{V_E - V_C}{(n_0 - n)^2} (k - n_0)^2 + V_C \quad (4.2)$$

$$\forall k \in [n_0; n_0 + n[; R_k = R_{-k} = [2(k - n_0) + 1] R_0 \quad (4.3)$$

$$R_{well} = n^2 R_0 \quad (4.4)$$

où V_k est le potentiel sur l'électrode k , R_k est la valeur de la résistance entre les électrodes k et $k + 1$, i_{max} est fixé par les amplificateurs utilisés, R_{well} est la résistance totale sur le demi puits formé entre n_0 et n , V_E et V_C représentent respectivement les potentiels du bord et du centre du puits. R_0 est choisi pour remplir les conditions de l'inégalité (4.4). Les ponts de résistances ont été dimensionnés au RIKEN avec $R_0 = 10 \text{ k}\Omega$ pour le puits d'électrons, $R_0 = 220 \text{ k}\Omega$ pour le puits de positons.

Expérimentalement, il est parfois utile de se soustraire à la contrainte de courant maximum i_{max} délivrée par les amplificateurs :

$$\frac{V_E - V_C}{R_{well}} \leq i_{max} \quad (4.5)$$

Par exemple, la différence de potentiel est limitée à 950 V lorsque l'on utilise $HV1$ et $HV2$ aux bornes du pont de résistances du puits d'électrons. Dans ce cas, des puits de potentiel carrés peuvent être réalisés en court-circuitant les ponts de résistances.

Les relais rapides haute tension Trois relais rapides haute tension sont utilisés dans le protocole final d'accumulation des positons, $Sw1$, $Sw2$ et $Sw3$. $Sw1$ et $Sw2$ sont utilisés pour piloter les tensions sur les électrodes -13 et $+13$ qui constituent les barrières de potentiel pour l'injection des positons dans le piège, $gate1$ et $gate2$. $Sw3$ est utilisé pour éjecter rapidement les électrons de leur puits de potentiel en aval du piège. Les 3 relais sont des BEHLKE GHTS.

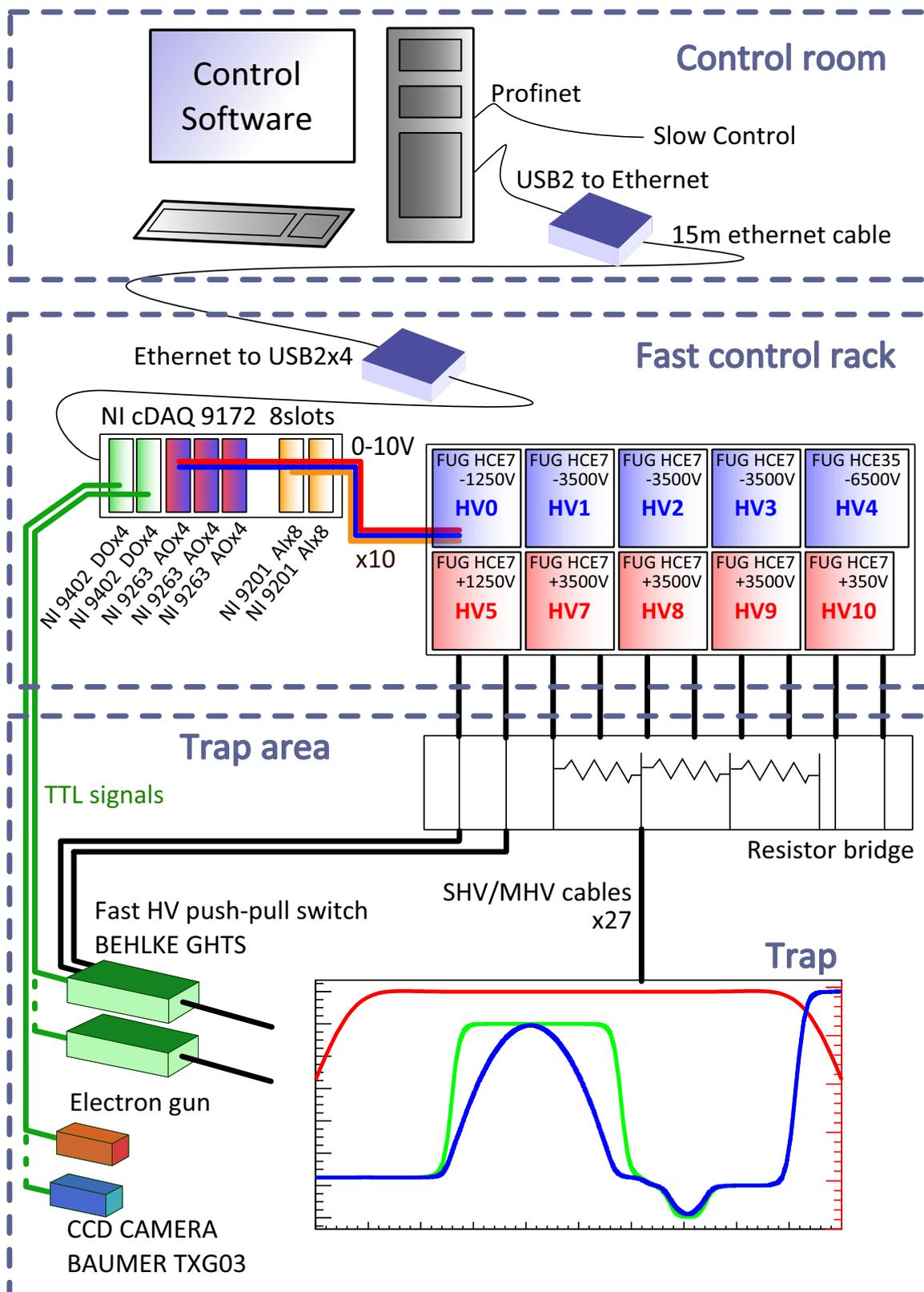


FIGURE 4.17 – Schéma simplifié du système d'acquisition et de contrôle des électrodes du piège (*fast control*).

Sw1 permet de basculer de -2 kV à $+200\text{ V}$ en 26 ns avec une charge capacitive de 500 pF , à une fréquence supérieur à 300 Hz . Tous les relais sont pilotés par des signaux TTL fournis par le châssis de contrôle des électrodes.

Le relais *Sw1* a la particularité d'être synchronisé avec l'arrivée des pulses de positons, en appliquant une porte logique *OU* entre le signal TTL fournit par le générateur de fonction aléatoire qui produit le potentiel dynamique au modérateur, et le signal TTL fourni par le châssis de pilotage des électrodes indiquant si l'on est dans une phase d'injection d'électrons ou d'accumulation de positons.

Le contrôle commande Le système dit de *contrôle commande* fait référence au matériel ainsi qu'aux protocoles de communication qui permettent de contrôler/commander l'ensemble des instruments de l'expérience, ainsi que de faire l'acquisition des données renvoyées par les détecteurs. Concernant le piège du RIKEN, le contrôle commande est décomposé en 2 ensembles distincts : le *fast control* et le *slow control*.

Le *slow control* est commun au reste de l'expérience. Il est réalisé par un automate SIEMENS. Il permet de commander les différents vérins pneumatiques, les vannes, et de contrôler les différentes pressions et températures. C'est un système très robuste qui permet notamment de sécuriser l'expérience.

Le *fast control* est réalisé par un châssis National Instruments pour le pilotage des tensions des électrodes. L'acquisition se fait à l'aide d'un oscilloscope LeCroy. Ces deux instruments sont supervisés par le PC de contrôle POSITRAP grâce à une application Labview. Ce système est moins robuste qu'un automate mais il est très versatile et permet de rapidement faire évoluer le contrôle et l'acquisition en fonction des besoins. Une passerelle a été mise en place entre les deux systèmes pour permettre notamment le contrôle des vérins pneumatiques au sein d'une séquence générée par le *fast control*. Le schéma 4.17 présente une version simplifiée du système de pilotage des potentiels du piège.

4.4 Le canon à électrons

Le canon à électrons sert à former le plasma d'électrons. Conçu au RIKEN puis modifié à Saclay, il utilise un émetteur thermo-ionique pour produire un courant d'électrons. Il est composé de 3 électrodes : la cathode (l'émetteur thermo-ionique), une électrode d'extraction et une anode à la masse. La cathode est un disque d'iridium plaqué avec de l'oxyde d'yttrium Y_2O_3 . Elle peut fournir jusqu'à 2 mA de courant d'électrons. Le courant de chauffage de l'émetteur est typiquement de 1.75 A . La surface d'émission de la cathode est de 0.55 mm^2 . La figure 4.18 donne une représentation du canon et de la cathode.

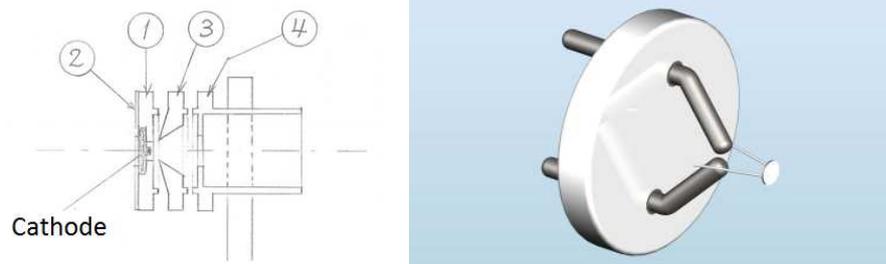


FIGURE 4.18 – A gauche, Schéma du canon à électron : 1. support, 2. plan arrière, 3. électrode extractrice, 4. anode à la masse. Schéma extrait de [Mohri 2012]. A droite, vue conceptuelle de la cathode.

L'énergie cinétique E_c^e des électrons émis est déterminée par la tension appliquée à la cathode V_k , par la relation : $E_c^e = V_k + \beta$, où $\beta = 2.6 \text{ eV}$ est la fonction de travail de la cathode. La différence de potentiel entre la cathode et l'électrode extractrice est typiquement de $\pm 20 \text{ V}$: un relai permet d'inverser la polarité sur l'électrode d'extraction afin d'inhiber/activer le tir d'électrons dans le piège.

Caisson haute tension Pour remplir le puits de potentiel dont la base est à $\sim -1000 \text{ V}$, le canon à électrons doit être porté à la haute tension. Le chauffage du filament de la cathode et la différence de potentiel entre la cathode et l'électrode extractrice sont assurés par des alimentations placées dans un caisson flottant sécurisé, porté à la haute tension par un amplificateur. L'amplificateur doit avoir la puissance suffisante pour fournir à la fois la haute tension du canon et le courant débité par la cathode vers la masse. La figure 4.19 présente le schéma de câblage du canon.

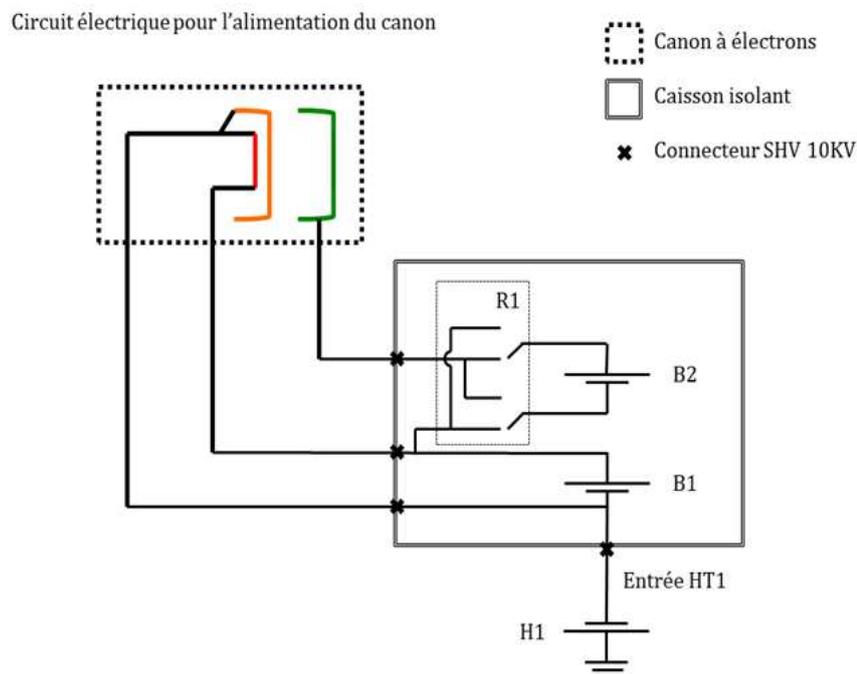


FIGURE 4.19 – Schéma électrique d'alimentation du canon à électrons. La cathode est représentée en rouge et l'anode en vert. Lorsque le relai R1 est activé dans le caisson haute tension, la polarité de l'électrode d'extraction est inversée. Extrait de [Dupré 2011].

Faisceau d'électrons Le champ magnétique au niveau du canon est de 18 mT lorsque l'aimant est à pleine puissance (5 T au niveau du *MRT*). En négligeant les effets de charge d'espace, nous pouvons estimer le rayon du faisceau de positons dans le *MRT* en appliquant la conservation du flux magnétique $r_{MRT} = r_{GUN} \sqrt{Bz_{GUN}/Bz_{MRT}}$. Cela donne un faisceau d'environ $25 \mu\text{m}$ de rayon.

Pilotage du canon La polarité de l'électrode extractrice et le courant de chauffage de la cathode sont pilotés par le *slow control*. La haute tension appliquée sur le canon est directement liée au profil de potentiel généré dans le piège, c'est pourquoi elle est contrôlée par le *fast control*. Le canon est placé sur un bras mobile permettant de le placer dans l'axe faisceau lors de l'injection

d'électrons dans le piège et de le retirer de l'axe pour laisser passer les positons. Ce vérin est originellement piloté par le *slow control* pour sécuriser le système et éviter que le canon à électrons entre en collision avec la MCP qui se trouve dans la même chambre. Cependant il est nécessaire de pouvoir modifier la position du vérin au sein d'une séquence d'accumulation. Une passerelle de communication entre le PC *POSITRAP* et l'automate SIEMENS via une carte de communication PROFINET a été mise en place pour permettre ce mouvement.

Fiabilité du système Le canon à électrons est le système sur lequel il a fallu intervenir le plus grand nombre de fois au cours de ma thèse. La communication avec les éléments déportés dans le caisson haute tension, le contrôle du chauffage de la cathode, les connexions électriques sous vide du système mobile, la maîtrise de la position et de la vitesse des vérins pneumatiques sont autant de paramètres qui ont soulevé des difficultés pratiques. La cathode a été changée à deux reprises et les câbles sous vide se sont déconnectés ou ont été rompus quatre fois. 3 ruptures de vide ont été nécessaires entre le 21 mars et l'arrêt de l'aimant en juin 2013 pour réparer le canon. Cette augmentation du nombre d'interventions est due à l'intensification des mouvements réalisés avec le canon. Lors des expériences d'accumulation réalisées au cours de cette thèse, le mouvement du canon est sollicité toutes les 8 secondes. Cela fait 2250 aller-retour sur une journée de 5 heures d'expériences. Cette sollicitation mal anticipée lors de la conception et des modifications de l'appareil (par exemple des câbles et des connecteurs) fait perdre beaucoup de temps (il faut compter une environ 1 semaine d'arrêt à chaque rupture de vide). Si chaque intervention a permis d'améliorer le système, on retiendra que les structures mécaniques mobiles sous vides portées à la haute tension doivent être considérées avec beaucoup d'attention lors de la conception.

4.5 Les détecteurs

Des détecteurs permettant de caractériser le faisceau de positons et le plasma d'électrons sont disposés en amont et en aval du piège. Un *écran phosphore* porté à la haute tension est installé dans la bride aval du piège. Il joue le triple rôle de **coupe de Faraday**, d'écran luminescent pour la détection des électrons, ainsi que de cible d'annihilation pour la détection des positons. Une autre cible d'annihilation amovible peut être placée dans l'axe faisceau environ 1 m en amont du piège. Deux **détecteurs de rayonnement gamma** sont placés au plus près des cibles d'annihilation pour mesurer le flux de positons. Ces deux détecteurs permettent de mesurer le rapport des flux entre l'amont et l'aval du piège. Le *remodérateur*, utilisé comme coupe de Faraday dans la zone des 5 T, a permis de nombreuses mesures de charge d'électrons. Initialement installé dans le piège, il a été retiré.

4.5.1 Les coupes de Faraday

Une coupe de Faraday est un détecteur formé d'une cible métallique isolée faisant obstacle au faisceau pour en détecter la charge. Une tension positive est appliquée sur la coupe de Faraday pour exercer une force de rappel sur les électrons secondaires émis lors de l'impact des charges sur la cible. Le rappel des électrons secondaires sur la cible évite de fausser la mesure de charges. Un circuit de découplage de la haute tension et du signal d'électrons sur la cible permet la mesure de la charge sur un oscilloscope.

Deux cibles ont été utilisées comme coupe de Faraday : le remodérateur et l'écran phosphore en aval du piège (voir la figure 4.24). Nous utilisons ces détecteurs pour mesurer le nombre d'électrons N_{e^-} confinés dans les plasmas générés dans le piège :

$$N_{e^-} = \frac{1}{eR} \int V(t) dt \quad (4.6)$$

où R est la résistance équivalente du circuit de mesure, e la charge de l'électron et $V(t)$ la tension mesurée aux bornes de la résistance équivalente. La chaîne de détection du nombre de charges est présentée dans la figure 4.20.

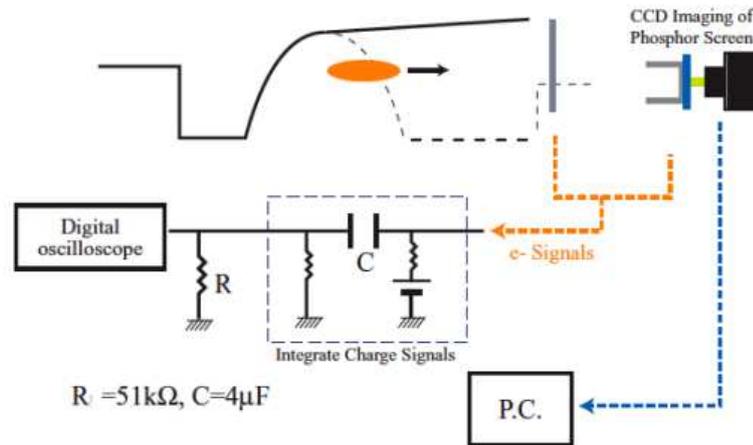


FIGURE 4.20 – Chaîne de détection des paramètres d'un plasma d'électrons. La charge est collectée sur l'écran phosphore. Le circuit de découplage permet de récolter la charge sur l'oscilloscope tout en appliquant une haute tension sur l'écran phosphore. La lumière générée par l'accélération des charges sur l'écran phosphore est recueillie par une caméra CCD pour obtenir le rayon du plasma d'électrons. Extrait de [Dupré 2011].

Le remodérateur Après avoir servi de coupe de Faraday pour les premiers tests d'éjection de plasma d'électrons, ce dispositif a été retiré. Il n'est plus utile à la technique d'accumulation développée à Saclay, due à l'efficacité limitée de la remodération dans le piège. Il avait cependant l'avantage d'être dans la zone de champ uniforme, et de servir de coupe de Faraday *in situ*. Mais la structure mécanique mobile lui permettant de se placer/retirer de l'axe faisceau (*Shuft* sur la figure 4.13) s'est avérée peu fiable et la position du remodérateur très incertaine. Des faux contacts et des problèmes d'isolation vers la masse lorsque la chambre à vide était portée à froid ont longtemps empêché la détection d'électrons. Ces problèmes d'isolation ont ensuite perturbé les mesures de flux de positons à travers le piège et ont motivé son retrait. Des photos du système sont présentées sur la figure 4.21.

4.5.2 L'écran phosphore

L'écran phosphore (PS) en aval du piège est un disque de 26 mm de diamètre centré sur l'axe faisceau à la sortie du piège (environ 24 mm en aval de l'électrode 13). Il est constitué de trois couches minces : une couche d'oxyde d'indium-étain, une couche de phosphore et une couche d'aluminium. L'écran phosphore est le système de détection le plus sollicité dans l'expérience car il remplit trois fonctions :

- Coupe de Faraday pour la détection du nombre de charges du plasma d'électrons
- Écran luminescent pour mesurer le rayon du plasma d'électrons
- Cible d'annihilation pour connaître le flux de positons

L'utilisation comme coupe de Faraday a été présentée dans la partie 4.5.1. Son utilisation comme cible d'annihilation est présentée dans la section 4.5.3.



FIGURE 4.21 – Photos du remodérateur et de sa structure mécanique amovible. En haut à gauche, le porte remodérateur. Le remodérateur est vissé sur la structure. A sa gauche, l'orifice permettant le passage des positons. En haut à droite, la roue dentée qui transforme le mouvement du moteur pas à pas en mouvement de rotation de la tige du remodérateur. Sous la roue on peut voir l'écran phosphore. En bas, le bloc d'extraction des électrodes avec la tige de rotation du remodérateur.

Rayon du plasma Lors de l'éjection du plasma vers l'écran, les charges suivent les lignes de champ magnétique. Un biais de l'ordre du kilovolt est appliqué sur l'écran pour conférer aux charges l'énergie nécessaire à la fluorescence. Une grille à la masse placée en amont de l'écran (~ 3 mm) assure l'homogénéité du champ d'accélération. Si l'alignement des champs électrique et magnétique respecte bien la symétrie cylindrique du système, l'impact du plasma sur l'écran permet d'observer la section du plasma initialement piégé (voir la figure 4.20). Avec r_s le rayon de la tâche observée sur l'écran, le rayon du plasma r_p est donné par $r_p = r_s \sqrt{B_{PS}/B_{MRT}}$, où B_{PS} est le champ magnétique au niveau de l'écran et B_{MRT} est le champ magnétique dans le piège. Lorsque $B_{MRT} = 5$ T, $B_{PS} = 50$ mT soit $r_p = 0.10 \times r_s$.

Détection L'image formée par l'écran phosphore est détectée par une caméra CCD. Il s'agit d'une caméra BAUMER TXG03, équipée d'un capteur SONY ICX098BL. La caméra est déclenchée par le *fast control* au moment de l'extraction d'un plasma d'électrons. L'écran phosphore fait ~ 26 mm de diamètre, pour 525 pixels sur la caméra. Un pixel représente donc $49.5 \mu\text{m}$ sur l'image renvoyée par la caméra.

Difficultés expérimentales La mise en place d'un protocole robuste permettant d'obtenir la densité du plasma, en collectant à la fois la charge et l'image du plasma associé, a échoué. Jusqu'à quatre schémas d'extraction ont été testés, l'un d'entre eux a permis d'obtenir une image du plasma. Cependant, l'extraction du plasma se fait en ~ 200 ms, limitée par le vitesse des amplificateurs utilisés. Ce schéma d'extraction est trop lent pour déterminer convenablement la charge via notre circuit de découplage. Les schémas d'extractions rapides, à l'aide des relais haute tension, donnent un très bon signal pour détecter la charge. Mais aucune image n'a été obtenue avec ce schéma d'extraction. La composition de l'écran phosphore en fait un écran de type $P47$. La décroissance de la luminescence d'un tel écran est de l'ordre de 100 ns. Le capteur de la caméra n'est pas conçu pour un temps d'exposition si court. Un écran phosphore de type $P43$ dont le temps caractéristique de décroissance est de 1 ms serait plus approprié pour la chaîne d'acquisition.

4.5.3 Les détecteurs de rayonnement gamma

Le piège à positons du RIKEN est doté de deux cibles d'annihilation, ainsi que de deux détecteurs associés, afin de pouvoir mesurer le flux de positons à l'entrée et à la sortie du piège. La cible amont est constituée d'une plaque d'inox montée sur un vérin pneumatique, pour pouvoir être placée sur l'axe faisceau ou retirée. La cible en aval est l'écran phosphore en sortie du piège. Les photos 4.22 montrent les détecteurs du piège.

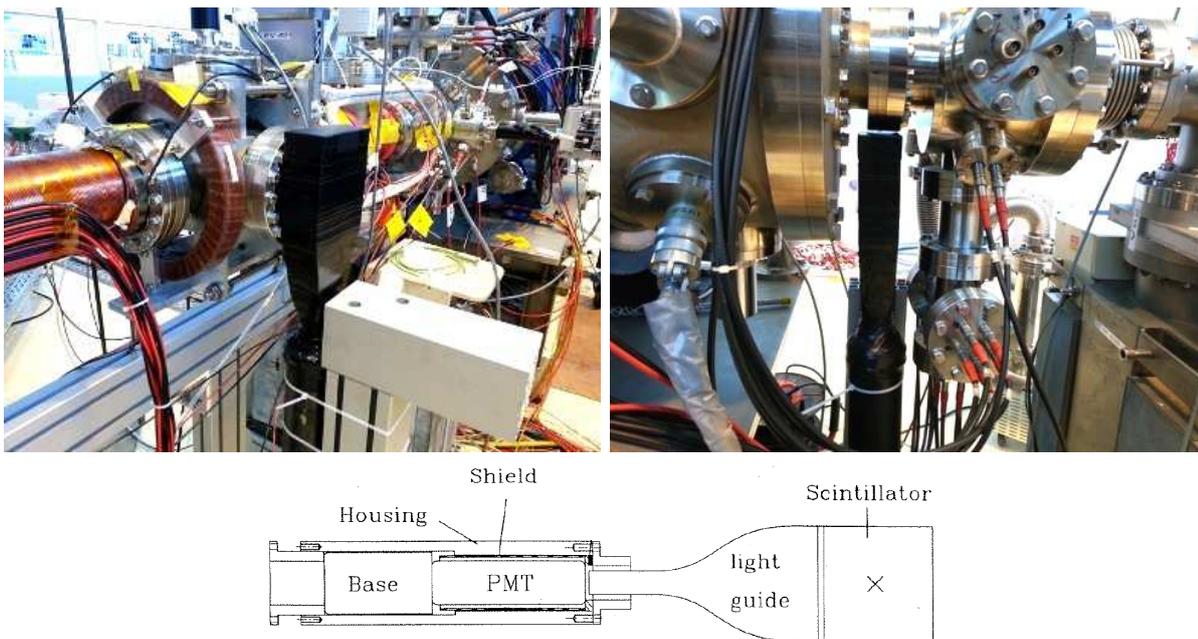


FIGURE 4.22 – En haut : Photo des détecteurs de positons. Assemblage de scintillateurs avec leur guide de lumière et leur photomultiplicateur. Les détecteurs sont recouverts d'un film opaque à la lumière visible. En bas : Schéma du montage.

La zone de détection est un volume constitué par un scintillateur plastique. Le scintillateur permet de détecter les photons issus de l'annihilation des positons sur la cible (les positons s'annihilent avec les électrons de la cible en émettant deux photons à 180° de 511 keV) souvent appelés *photons gamma* ou *gammas*. En déposant leur énergie, les photons gamma excitent les atomes du plastique, qui produisent alors des *photons de scintillation* par desexcitation. La

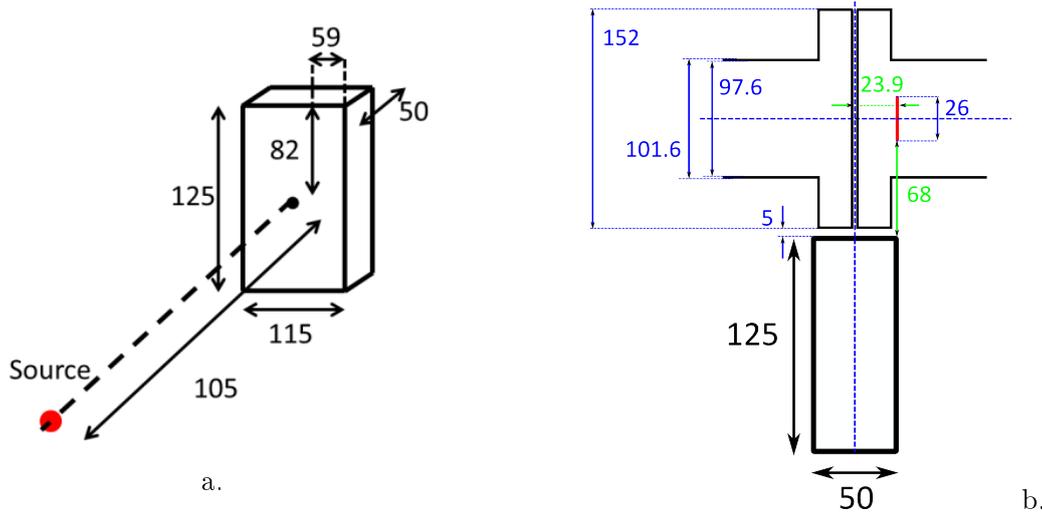


FIGURE 4.23 – Schémas des zones de détection amont (a.) et aval (b.). Les dimensions sont données en mm.

a. Le scintillateur plastique est situé à 105 mm du centre de la plaque d'inox d'annihilation des positons, représenté par le point source en rouge sur le schéma. Il est situé à l'extérieur de la chambre à vide, le centre du volume du scintillateur est dans le plan horizontal passant par le point source (voir la photo à la figure 4.22). Le champ magnétique au niveau du point source est de l'ordre de 8 mT.

b. Le scintillateur plastique est placé sous la bride aval du piège (voir la photo à la figure 4.22). L'écran phosphore, représenté en rouge, sert de cible d'annihilation. Lorsque le piège est porté à 5 T, le champ magnétique au niveau de l'écran phosphore est de 50 mT.

lumière générée dans le plastique de scintillation est guidée vers un photomultiplicateur par un guide de lumière. Le photomultiplicateur convertit le signal lumineux reçu par le guide en signal électrique. Ce signal électrique est lu par un oscilloscope, et donne à l'expérimentateur le flux de positons s'étant annihilés sur la cible. La figure 4.22 présente une photo des détecteurs amont et aval ainsi qu'un schéma d'un du détecteur complet. Les emplacements des détecteurs par rapport aux cibles d'annihilations sont schématisés à la figure 4.23.

Étalonnage des détecteurs L'objectif est d'obtenir un nombre absolu de positons correspondant au signal détecté. Le signal S détecté d'un pulse de positons est défini comme :

$$S \cong N \times \langle E \rangle \times C(B) \quad (4.7)$$

- S est l'intégrale du signal d'un pulse $\frac{1}{R} \int V dt$, auquel est soustrait le bruit de fond. Le bruit de fond est mesuré en réalisant l'intégrale du signal sans faisceau.
- N est le nombre de positons dans le pulse.
- $\langle E \rangle$ est l'énergie moyenne déposée par annihilation dans le scintillateur plastique.
- $C(B)$ est le facteur de calibration comprenant le nombre de photons de scintillation créés par annihilation, l'efficacité de transmission de la lumière, l'efficacité de la photocathode et du photomultiplicateur qui *dépend du champ magnétique B* .

Le facteur $C(B)$ est obtenu en mesurant le signal produit par une source radioactive d'activité A connue. Dans ce cas :

$$S_s \cong A \times t \times \langle E \rangle_s \times C(B) \quad (4.8)$$

où $\langle E \rangle_s$ est le dépôt d'énergie moyen par décroissance du ^{22}Na , estimé par simulation.

Le facteur de calibration du détecteur amont $C_u(B)$ a été obtenu avec un champ magnétique de 0 T . Il se trouve à plus d'un mètre du piège et est moins sensible au champ magnétique que le détecteur aval. Le facteur de calibration $C_d(B)$ a été mesuré avec un champ magnétique de 3 T dans le piège. L'intégrale d'un signal est mesuré en nV.s sur la résistance de l'oscilloscope, en général 50 Ohm. Au final on obtient le nombre de positons annihilés en fonction du signal unitaire obtenu sur chaque détecteur :

$$N_u(1 \text{ nV}\cdot\text{s}/50 \Omega) = 13.3 \pm 2.0 e^+ \quad (4.9)$$

$$N_d(1 \text{ nV}\cdot\text{s}/50 \Omega) = 6.4 \pm 1.0 e^+ \quad (4.10)$$

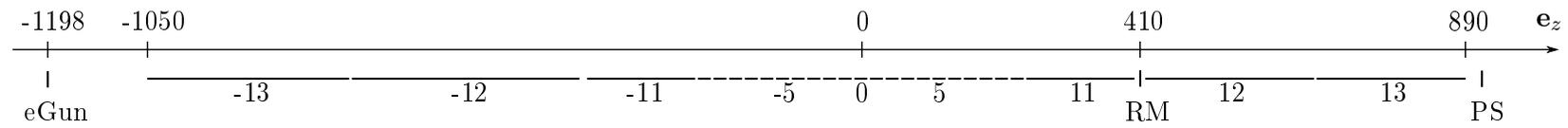


FIGURE 4.24 – Schéma des électrodes du piège à l'échelle. Le canon à électrons est schématisé par eGun, le remodérateur par le sigle RM et l'écran phosphore par PS. Les dimensions sont rapportées en mm. L'écran phosphore se trouve à 24 mm en aval de l'électrode 13.

Chapitre 5

Expériences menées, résultats et discussions

Nous présentons dans ce chapitre la mise en œuvre expérimentale de l'accumulation de positons dans le piège du RIKEN, par injection d'un faisceau pulsé produit par un accélérateur, et refroidi par interaction coulombienne dans un plasma d'électrons. Nous voulons démontrer la faisabilité d'accumuler 2×10^{10} e^+ en 100 s, avec le dispositif expérimental prévu pour GBAR au CERN. Le flux de positons lents attendu est de 2.8×10^8 e^+ /s, et l'efficacité totale d'accumulation attendue est de 70 % [Chardin et al. 2011]. Sur le démonstrateur de Saclay, le flux de positons lents produit au modérateur est ~ 100 fois plus faible, avec 10^4 e^+ /pulse soit 2×10^6 e^+ /s à une fréquence de linac de 200 Hz. L'objectif *à priori* est donc d'accumuler 140×10^6 e^+ pendant 100 s. Les étapes nécessaires à l'accumulation sont présentées dans le chapitre 3 (page 3.4) :

- confiner un plasma de 10^{10} électrons pendant plus de 100 s.
- Focaliser temporellement le faisceau de positons à l'entrée du piège, que l'on caractérise par l'efficacité de focalisation η_B .
- Franchir le miroir magnétique à l'entrée du piège. Nous caractérisons la transmission des positons dans le miroir magnétique par l'efficacité η_M .
- Caractériser et optimiser le piégeage d'un pulse de positons. L'efficacité de piégeage attendue est $\eta_T = \eta_B \times \eta_M$.
- Accumuler chaque pulse en mettant en œuvre le refroidissement des positons par interaction coulombienne avec un plasma d'électrons. Nous caractérisons cette étape par l'efficacité de refroidissement η_C .

L'efficacité d'accumulation η_A correspond au rapport du nombre de positons extraits du piège après accumulation par le flux de positons produit au modérateur. Il vaut alors :

$$\eta_A = \eta_B \times \eta_M \times \eta_C \quad (5.1)$$

Nous sommes parvenus à extraire $\sim 4.4 \times 10^3$ e^+ du piège après 40 secondes d'accumulation à 25 Hz, soit une efficacité d'accumulation η_A de $\sim 0.04\%$. Ce chapitre présente les différentes efficacités relatives à chacune des étapes listées ci-dessus, ainsi que les principaux résultats qui ont mené à la première accumulation de positons le 2 mai 2013. Une comparaison des efficacités estimées pour GBAR et des résultats présentés dans ce chapitre est donnée dans le tableau 5.1.

5.1 Historique

Le piège du RIKEN arrive à Saclay le 25 janvier 2011. L'aimant supraconducteur est porté à 5 T pour la première fois le 18 mai 2011. Un puits de potentiel parabolique est appliqué le 7 novembre sur le pont de résistances. Le premier signal d'électrons est détecté sur le remodérateur

	expected efficiency	measured efficiency
η_B	92%	20%
η_M	75%	20%
η_C	100%	1%
η_A	69%	0.04%

Tableau 5.1 – Comparaison des efficacités estimées pour l’expérience GBAR [Chardin et al. 2011; Dupré 2013] aux résultats présentés dans ce chapitre.

le 6 décembre, après avoir remis le tube du piège à température ambiante. Le 12 décembre, un premier plasma d’électrons est confiné. La connexion entre la ligne de transport et le piège est réalisée début avril 2012. Suite à des difficultés pour observer les positons en aval du piège, le remodérateur est mis en cause et retiré début août. On observe immédiatement la transmission des positons à travers le piège à 5 T : une première estimation de l’effet du miroir magnétique est obtenue. La compression temporelle du faisceau est mise en œuvre au courant du mois d’octobre. Le premier relais rapide haute tension est alors réceptionné. Une première campagne d’accumulation de positons est menée tout au long du mois de novembre. Le premier flux de positons à travers un plasma d’électrons est observé, ainsi que le premier piégeage d’un pulse du linac ; cependant l’accumulation n’a pas lieu. Le système de contrôle de l’expérience (*fast control*) est modifié en décembre : l’installation de deux nouvelles cartes d’acquisition diminue le délai maximum entre deux ordres consécutifs de 300 ms à 10 μ s. Le 20 février 2013, la température de l’aimant franchit 5.4 K : l’aimant supraconducteur ne peut plus être porté à 5 T. La décision est prise de poursuivre les expériences à 3 T. L’étalonnage des scintillateurs est réalisé avec un champ magnétique de 0 T et 3 T au courant du mois de mars. Le piégeage reproductible de positons pulse par pulse est mis en œuvre le 18 avril. Le 2 mai 2013 a lieu la première accumulation de positons avec accroissement du signal jusqu’à 40 secondes d’accumulation. Le 4 juin, la température de l’aimant atteint 10 K et signe la fin des expérimentations. la maintenance des têtes froides est effectuée le 25 juillet, l’aimant est aujourd’hui refroidi à 3 K et peut être de nouveau porté à 5 T.

5.2 Plasma d’électrons

5.2.1 Rôle, objectifs et contraintes

Les plasmas d’électrons ont été le premier sujet d’étude expérimental. L’objectif est de confiner un plasma de 10^{10} e^- dans un champ magnétique de 5 T pendant plus de 100 s. Nous utilisons un puits de potentiel parabolique de 800 V¹ sur une longueur $L = 320$ mm, ce qui permet d’atteindre une densité d’électrons de 10^{17} e^-/m^3 [Oshima et al. 2004; Mohamed 2008]. Ce résultat a été obtenu avec la *configuration 1* présentée dans la figure 5.1 et le tableau 5.2.1. Un tel plasma d’électrons permet le refroidissement des positons par interaction coulombienne [Dupré 2011], en garantissant un temps de refroidissement de ~ 3 ms, indispensable pour injecter les pulses de positons dans le piège à une fréquence de 300 Hz.

5.2.2 Nombre d’électrons piégés

L’objectif es ici d’optimiser le nombre de charges piégées en augmentant la profondeur du puits de potentiel, jusqu’à la limite de puissance délivrée par les amplificateurs sur la chaîne de

1. 800 V correspond à la profondeur du puits en phase d’injection. Cela correspond à potentiel de 950 V pendant la phase de confinement, voir le tableau 5.3.

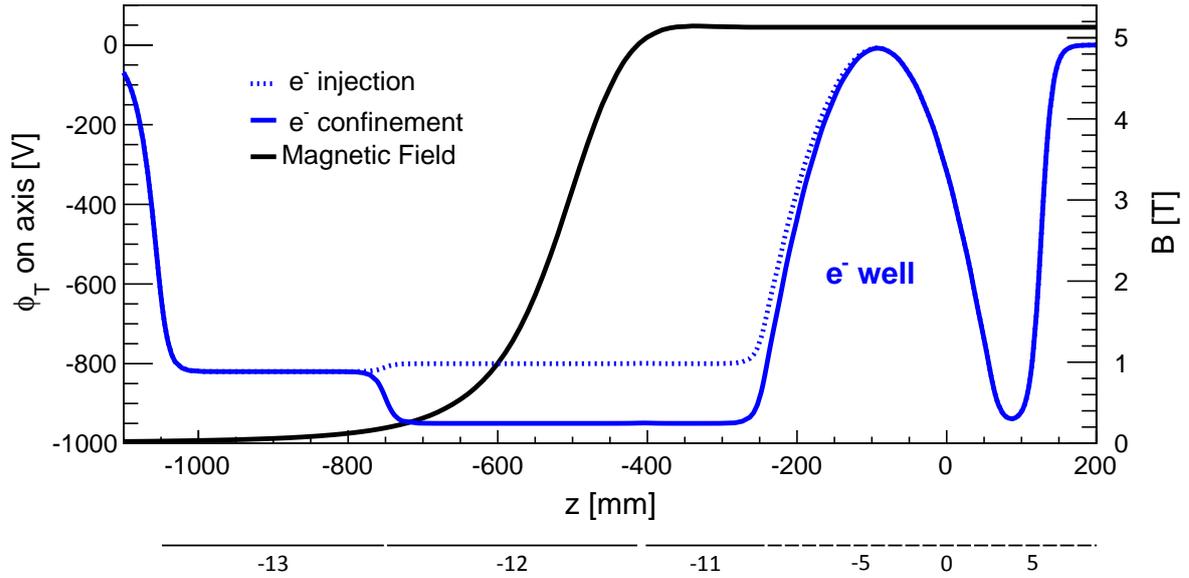


FIGURE 5.1 – Profil de potentiel ϕ_T produit par les électrodes sur l’axe pour le confinement du plasma d’électrons (*configuration 1*). La courbe noire montre le champ magnétique sur l’axe. Les électrodes produisant le champ sont indiquées sous le graphique (-13 à $+8$). Le puits de potentiel est formé entre l’électrode -11 et les électrodes 3 , 4 et 5 ($L = 320$ mm). Le potentiel de l’électrode -12 est relevé pour permettre aux électrons de pénétrer dans le puits en phase d’injection. La différence de potentiel entre le fond du puits et le bord du puits à l’injection est de 800 V (le fond du puits est connecté à la masse). Le canon à électrons est situé à ~ 150 mm en amont de l’électrode -13 .

résistances, soit 950 V. Le nombre maximal d’électrons piégés dépend de différents paramètres. La maîtrise des paramètres d’injection est un point clé pour maximiser le nombre de charges dans un puits de potentiel donné : la différence de potentiel entre le canon à électrons et le fond du puits, le temps d’injection des électrons, le potentiel de l’électrode d’extraction du canon à électrons. L’influence de ces paramètres a été observée mais n’a pas fait l’objet d’études systématiques. Des études systématiques sur les paramètres d’injection sont disponibles dans [Mohamed et al. 2011; Dupré 2011]. Le miroir magnétique n’est pas une problématique pour l’injection des électrons. Le faisceau est généré avec une dispersion angulaire très faible, et le haut flux de charge émis est largement suffisant pour remplir le puits de potentiel avec une durée d’injection de l’ordre de la seconde.

La formation du plasma d’électrons dans le piège se fait en 4 étapes :

1. Tous les potentiels (canon et électrodes) sont fixés au potentiel d’injection.
2. Le tir du canon est activé en inversant la polarité de l’électrode d’extraction du canon. Le temps de tir est typiquement de 2 secondes. Un plasma d’électrons se forme par interaction entre le faisceau d’électrons incident et le faisceau réfléchi sur le bord aval du puits d’électrons.
3. La barrière de potentiel amont est refermée pendant le tir en abaissant le potentiel des électrodes -12 et -11 au potentiel de confinement (~ 200 ms). Les électrons provenant du canon ne peuvent plus pénétrer dans le piège, les électrons contenus dans le puits ne peuvent plus en sortir.
4. La polarité de l’électrode d’extraction est inversée de nouveau pour inhiber le tir.

élément	injection [V]	confinement [V]
eGun	-850	-850
-13	-820	-820
-12	-800	-950
-11	-800	-950
-10	-588	-698
-09	-408	-485
-08	-261	-310
-07	-147	-174
-06	-65	-77
-05	-16	-19
-04	0	0
-03	-19	-19
-02	-77	-77
-01	-174	-174
00	-310	-310
+01	-485	-485
+02	-698	-698
+03	-950	-950
+04	-950	-950
+05	-950	-950
PS	+1500	+1500

Tableau 5.2 – Paramètres de la *configuration 1* pour le confinement du plasma d'électrons. Jeu de potentiels appliqués sur le canon à électrons (eGun), sur les électrodes du piège et sur l'écran phosphore (PS) pour le confinement d'électrons (*configuration 1*, voir figure 5.1). Les potentiels correspondent aux valeurs de consigne fournies aux amplificateurs. Les électrodes +06 à +13 sont à la masse.

Lors d'une séquence d'accumulation des positons, il faut préalablement mettre le canon à électrons sur l'axe faisceau puis le retirer de l'axe faisceau. La durée de déplacement du canon à électrons a été fixée à ~ 2.5 s de façon à ne pas trop secouer la cathode lors du mouvement. Le temps total nécessaire à l'injection des électrons est de 7s. Au CERN, ELENA fournira les antiprotons toutes les 110s : cela laisse plus de 100s pour réaliser l'accumulation des positons.

Dans le dispositif expérimental de Saclay, le fond du puits de potentiel parabolique des électrons est nécessairement connecté à la masse, pour faire circuler le courant délivré par les amplificateurs au travers du pont de résistance. Il est donc impossible de creuser le puits de potentiel d'électrons par le fond. On augmente alors la profondeur du puits en diminuant le potentiel électrique des électrodes aux extrémités du puits (voir le tableau 5.3). Le potentiel porté sur le canon à électrons est modifié pour conserver une différence de potentiel constante entre le canon et l'électrode en amont du puits. Cependant le biais sur le canon influe directement sur le flux d'électrons émis vers le piège. La difficulté de cette mesure consiste donc à retrouver le point de fonctionnement optimal pour chaque profondeur de puits de potentiel donné.

Par exemple, la durée d'injection des électrons optimale est a priori modifiée lorsque la profondeur du puits augmente. Si l'on ne tire pas assez longtemps, le puits de potentiel n'est pas saturé et le nombre de charges confinées n'est pas maximal. Si l'on tire trop longtemps, on observe des charges franchir la barrière de potentiel en aval du puits. Dans ce cas le nombre de charges confinées est aussi diminué. Pour remédier à cette difficulté, nous avons choisi une forte différence de potentiel de 150V entre le bord gauche et le bord droit du puits en configuration

$eGun$ [V]	V_{-13} [V]	V_{left} [V]	V_{right} [V]	i_K [μA]	N_{e^-} [$\times 10^{10}$]
-200	-170	-150	-300	76	0.23
-300	-270	-250	-400	88	0.50
-400	-370	-350	-500	105	0.84
-500	-470	-450	-600	115	1.10
-600	-570	-550	-700	122	1.43
-700	-670	-650	-800	128	1.66
-800	-770	-750	-900	142	1.91
-850	-820	-800	-950	154	1.99

Tableau 5.3 – Tableau des paramètres d'injection pour l'étude du nombre d'électrons piégés en fonction de la profondeur du puits de potentiel (figure 5.2). La dernière ligne correspond à la *configuration 1*.

d'injection (voir le tableau 5.3). Cela permet d'éviter que les charges franchissent la barrière juste après saturation du puits. Ainsi en fixant le temps d'injection à 2s, nous saturons le puits en électrons pendant l'injection sans perdre de charge, et nous simplifions le protocole expérimental.

Le tableau 5.3 présente le nombre d'électrons piégés avec les différentes tensions associées à la profondeur du puits. Les colonnes $eGun$, V_{-13} , V_{left} , V_{right} , i_K et N_{e^-} font référence au potentiel porté respectivement sur le canon à électrons, l'électrode -13, le bord gauche du puits (électrodes -12 et -11), le bord droit du puits (électrodes 3, 4 et 5), au courant débité par la cathode du canon à électrons et au nombre d'électrons détectés sur l'écran phosphore après éjection (figure 5.2). Ces paramètres correspondent à une mise à l'échelle de la *configuration 1*.

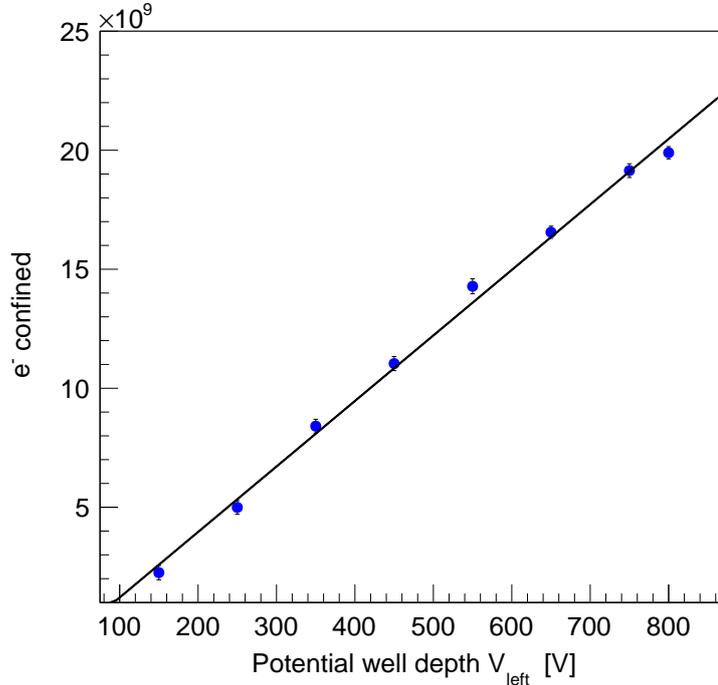


FIGURE 5.2 – Nombre d'électrons confinés en fonction de la profondeur du puits de potentiel. Chaque point correspond au nombre de charges piégées dans une configuration donnée (voir tableau 5.3). La durée d'injection est de 2s, le temps de confinement est de 3s.

Augmentation du nombre de charges La figure 5.2 montre l'augmentation du nombre d'électrons piégés avec la profondeur du puits. Le potentiel en abscisse correspond au potentiel porté sur le bord gauche du puits à l'injection (voir tableau 5.3). Chaque point de mesure correspond à l'extraction du plasma d'électrons sur l'écran phosphore, après 3 s de confinement. On observe une tendance linéaire : le nombre maximum de charges N confinées dans le plasma évolue comme $\omega_p^2 r^2 \propto \phi$, où ω_p est la pulsation plasma et ϕ le potentiel total (voir l'équation 2.44, chapitre 2 page 22). La régression linéaire des points expérimentaux donne une pente de $(2.8 \pm 0.5) \times 10^7 \text{ e}^-/\text{V}$, en accord avec les résultats expérimentaux obtenus précédemment au RIKEN [Dupré 2011]. Nous obtenons alors $2 \times 10^{10} \text{ e}^-$ dans un puits de 800 V. C'est la limite de potentiel accessible, car nous atteignons le courant maximum délivré par l'amplificateur qui alimente la chaîne de résistance du demi puits aval. L'ajustement linéaire donne une ordonnée à l'origine négative, de $(-2.5 \pm 0.2) \times 10^9 \text{ e}^-$. Cela montre la limite du modèle linéaire dans le cas de petits puits de potentiels. Dans ce cas, les paramètres fixés dans ce modèle doivent être ajustés (différence de potentiel $V_{right} - V_{left}$, $eGun - V_{-13}$, le temps d'injection, etc.). Le tableau 5.3 présente donc des paramètres faciles à mettre en œuvre expérimentalement et donnant des résultats reproductibles suivant une loi linéaire dans la gamme de potentiel présentée à la figure 5.2.

Conclusion $2 \times 10^{10} \text{ e}^-$ sont piégés dans un puits de 800 V. Cela correspond aux résultats attendus. Les paramètres utilisés sont les mêmes qu'au RIKEN et correspondent à une densité de $10^{17} \text{ e}^-/\text{m}^{-3}$ [Dupré 2011].

5.2.3 Temps de vie du plasma

Nous cherchons dans cette partie à confiner les électrons pendant les 100 s nécessaires à l'accumulation des positons. La mesure consiste à augmenter le temps de confinement dans la *configuration 1*. Le nombre de charges contenues dans le plasma a été mesuré pour des temps de confinement allant de 1 s à 512 s (figure 5.3). Chaque point de mesure correspond au nombre d'électrons extraits du piège pour un temps de confinement donné.

Discussion des mesures Les points représentés par des triangles ont été mesurés sur le remodérateur. Ils illustrent la capacité du piège à confiner les électrons même lorsque le piège est à température ambiante, où la pression est estimée à $\sim 10^{-8} \text{ mbar}$. On observe néanmoins une perte de charges après 100 s de confinement. Les résultats de l'ajustement avec la fonction exponentielle décroissante

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \quad (5.2)$$

sont présentés à droite de la figure 5.3 : le *temps de vie* τ_c désigne le temps au bout duquel le nombre de charges dans le plasma est divisé par $e \sim 2.7$. La diminution du nombre de charges correspond à une expansion du plasma au delà du rayon maximal de détection du support du remodérateur dans ce cas. Les deux mesures montrent un temps de vie similaire, de l'ordre de 1000 s : L'expansion du plasma est alors dominée par la perte de moment cinétique due aux interactions avec le gaz résiduel (voir partie 2.3.4 page 22).

La configuration optimale est présentée par les cercles pleins rouge, dans laquelle la chambre à vide du piège est refroidie à 10 K. La pression au niveau du piège est alors très inférieure à 10^{-8} mbar . La mesure est réalisée sur l'écran phosphore en aval du piège. Nous avons observé expérimentalement une augmentation de l'incertitude sur le nombre d'électrons mesuré lorsque l'on est passé d'une mesure sur le remodérateur à une mesure sur l'écran phosphore. Le remodérateur était plongé dans le champ magnétique de 5 T pratiquement au contact du plasma. Au contraire, l'écran phosphore est à la sortie du piège dans un champ de $\sim 50 \text{ mT}$: le plasma voit

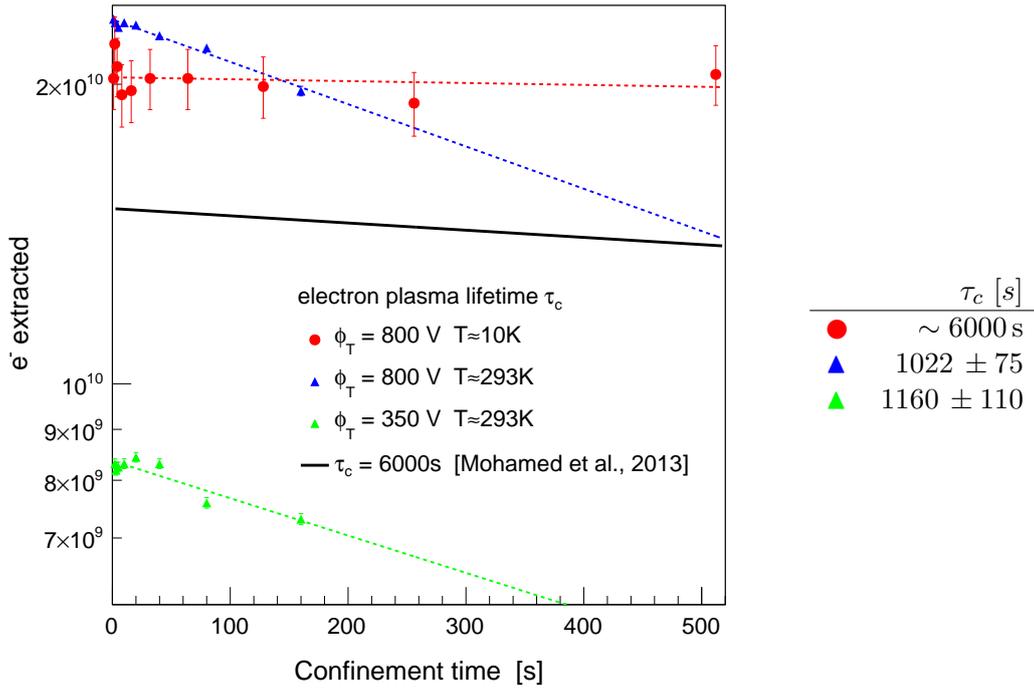


FIGURE 5.3 – Temps de confinement du plasma d'électrons. Les points rouges représentent le temps de vie du plasma dans la *configuration 1* : la chambre à vide est refroidie à ~ 11 K, les charges sont détectées par éjection sur l'écran phosphore. Des mesures réalisées sur le remodérateur sont représentées par des triangles, avec la chambre à vide à température ambiante, pour des puits de potentiel de 800 V et 350 V. L'incertitude sur la mesure au niveau de l'écran phosphore est bien plus importante que sur le remodérateur, car il se trouve dans le champ de fuite du piège. Un ajustement avec une fonction exponentielle décroissante (eq. 5.2) est montrée par une ligne en pointillée pour chaque jeu de points de mesure. Le temps de vie obtenu au RIKEN est représenté pour comparaison par la ligne pleine noire [Mohamed et al. 2013].

son rayon initial augmenter d'un facteur 10 lorsqu'il atteint l'écran phosphore. L'éclatement du plasma, son possible excentrage initial par rapport à l'axe magnétique, ainsi qu'un excentrage de l'écran phosphore explique cette augmentation de l'incertitude.

L'objectif consistant à confiner les électrons pendant plus de 100 s est atteint, et la comparaison avec les résultats obtenus auparavant au RIKEN montrent que le temps de vie est de l'ordre de 6000 s. Toutefois, l'absence de points au delà de 512 s ne permet pas plus de précision quant au temps de vie des électrons dans le piège. L'expérience n'étant pas automatisée à cette étape de développement, effectuer une série de mesures jusqu'à des temps de confinement élevés pose des problèmes de logistique. Chaque série de points présentée a été réalisée dans une même journée.

La stabilité du nombre de charges contenues dans le plasma n'est pas une condition suffisante pour mettre en œuvre le refroidissement. Il faut maintenir sa *densité* à 10^{17} e^-/m^3 pour assurer le refroidissement des positons en moins de 3 ms. Pour mesurer l'expansion du plasma, il faut observer l'évolution de son rayon avec le temps de confinement. Nous n'avons pas pu réaliser cette mesure faute d'avoir réussi à mettre en place une chaîne d'acquisition robuste pour observer la tache d'extraction du plasma sur l'écran phosphore (voir la partie 4.5.2 page 66). Cependant, des mesures de l'évolution de la densité du plasma d'électrons ont été réalisées au RIKEN [Mohamed 2008; Dupré 2011; Mohamed et al. 2013]. Dans des conditions quasi similaires (puits de potentiel de 800 V et d'une longueur de 320 mm, $T = 10$ K, $N_0 = 1.5 \times 10^{10}$ e^- , temps de vie de 6000 s),

T. Mohamed montre que le rayon n'évolue pas en dessous de 200 s de confinement. Nous pouvons donc estimer que l'évolution du rayon du plasma est négligeable pendant les 100 s nécessaires à l'accumulation des positons pour GBAR.

Conclusion L'objectif visant à maintenir $2 \times 10^{10} e^-$ pendant 100 s a été atteint. D'après [Mohamed et al. 2013], la variation de densité du plasma dans ces conditions est négligeable : les conditions permettant le refroidissement des positons sont réalisées.

5.3 Distribution en énergie parallèle du faisceau de positons lents

La distribution en énergie du faisceau de positons a des conséquences à la fois sur la compression temporelle du faisceau et sur la transmission des positons dans le miroir magnétique. Nous présentons les résultats d'une série de mesures de l'énergie longitudinale du faisceau.

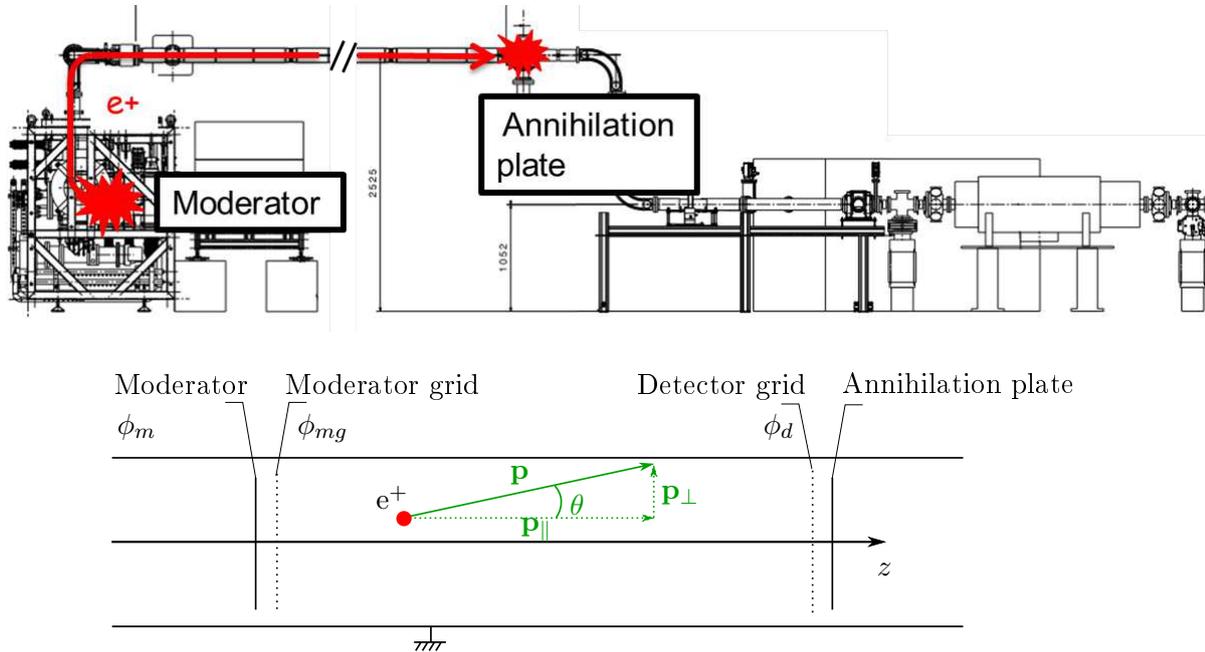


FIGURE 5.4 – En haut, dessin de la ligne faisceau présentant la position du détecteur où est réalisée la mesure. En bas, dessin schématique des différents éléments intervenant dans la mesure.

Principe de la mesure Le modérateur est la source de positons, biaisé au potentiel ϕ_m . L'énergie cinétique initiale d'un positon vaut $E_0 = E_W + e\phi_m$, où e est la charge du positon, et E_W est la fonction de travail du tungstène, soit $E_W \sim 3 \pm 0.7$ eV. Une grille est placée juste derrière le modérateur, que l'on peut porter au potentiel ϕ_{mg} pour transmettre ou bloquer le faisceau. Le détecteur est une cible d'annihilation. Une grille biaisée au potentiel ϕ_d placée devant la cible permet de bloquer ou de transmettre le faisceau vers la cible d'annihilation.

Nous appelons *énergie longitudinale* et *énergie transverse* les grandeurs :

$$E_{\parallel} = \frac{\mathbf{p}_{\parallel}^2}{2m} \quad E_{\perp} = \frac{\mathbf{p}_{\perp}^2}{2m} \quad (5.3)$$

où \mathbf{p}_{\parallel} et \mathbf{p}_{\perp} représentent l'impulsion longitudinale et l'impulsion transverse. L'énergie longitudinale $E_{\parallel G}$ d'un positon au niveau de la grille vaut $E_{\parallel G} = E_{\parallel} - e\phi$, où ϕ correspond à ϕ_d ou ϕ_{mg}

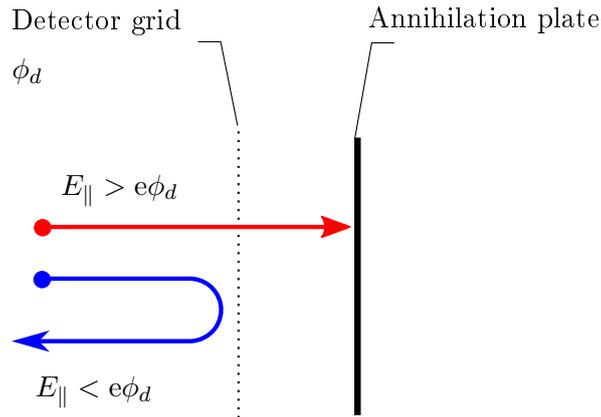


FIGURE 5.5 – Principe de la mesure de la distribution en énergie du faisceau. En augmentant le potentiel ϕ_d , on limite le flux sur la cible d'annihilation aux positons ayant une énergie $E_{\parallel} > e\phi_d$.

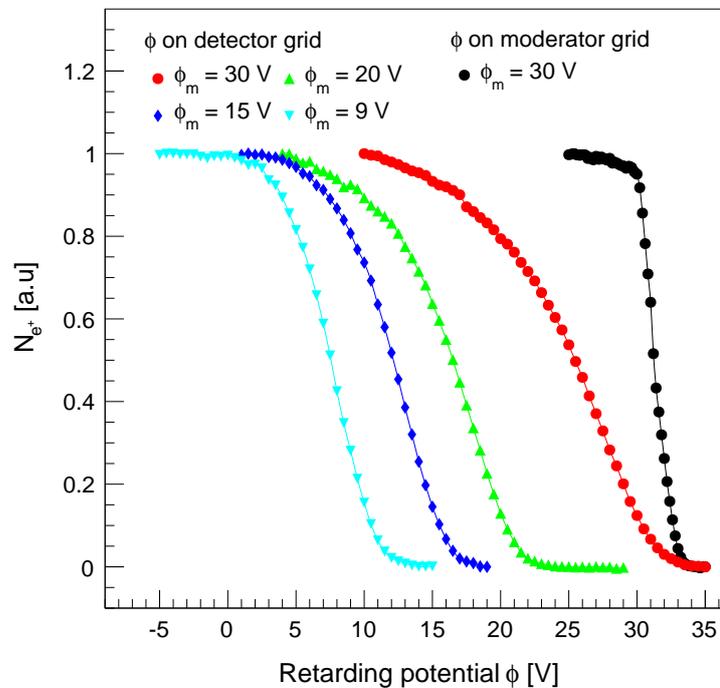


FIGURE 5.6 – Nombre de positons mesuré en fonction de la barrière de potentiel appliquée sur la grille devant le détecteur (en rouge, vert, bleu et cyan) et sur la grille du modérateur (noirs). Les données sont normalisées, les lignes sont des guides pour les yeux. Les cercles pleins noirs et rouges correspondent aux mêmes conditions initiales, $\phi_m = 30$ V.

selon que l'on se place sur la grille du détecteur ou du modérateur, et E_{\parallel} est l'énergie cinétique longitudinale du positon avant d'atteindre la grille. Si $e\phi > E_{\parallel}$, le positon est repoussé vers l'amont et n'est pas détecté (voir figure 5.5). Ainsi, en augmentant ϕ_d , on obtient un flux de positons décroissant en fonction de la distribution énergétique longitudinale du faisceau au niveau du détecteur. En augmentant ϕ_{mg} , on détecte le flux de positons en fonction de la distribution au niveau du modérateur. 5 séries de mesures sont présentées à la figure 5.6. Chaque point de

mesure correspond à l'intégrale de la distribution en énergie parallèle entre 0 et $E_{\parallel} - e\phi$:

$$N(\phi) = \int_0^{E_{\parallel} - e\phi} \frac{dN}{dE_{\parallel}} dE_{\parallel} \quad (5.4)$$

où ϕ représente soit ϕ_{mg} soit ϕ_d en fonction de la grille sur laquelle on applique la barrière de potentiel, N est le nombre d'annihilations mesurées, ici normalisé à 1. Pour chaque série de mesures, nous obtenons les distributions en énergie parallèle $N_{E_{\parallel}}$ en dérivant numériquement la série de points :

$$N_{E_{\parallel}}(E_{\parallel}) \equiv \frac{dN}{dE_{\parallel}}(E_{\parallel}) = -\frac{1}{e} \frac{dN}{d\phi}(\phi) \quad (5.5)$$

La figure 5.7 présente ces distributions. Les courbes représentent un ajustement des points avec une fonction gaussienne asymétrique :

$$N_{E_{\parallel}}(E_{\parallel}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(E_{\parallel} - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \left[1 + \text{Erf}\left(\alpha \frac{E_{\parallel} - \mu}{\sigma}\right)\right] \quad (5.6)$$

où μ est l'espérance, σ est l'écart-type et α est le paramètre d'asymétrie de la distribution. La mesure réalisée ne permet pas de connaître μ , il est fixé au potentiel ϕ_m pour plus de visibilité sur la figure 5.7. Les valeurs des paramètres σ et α sont données à droite de la figure pour chaque distribution.

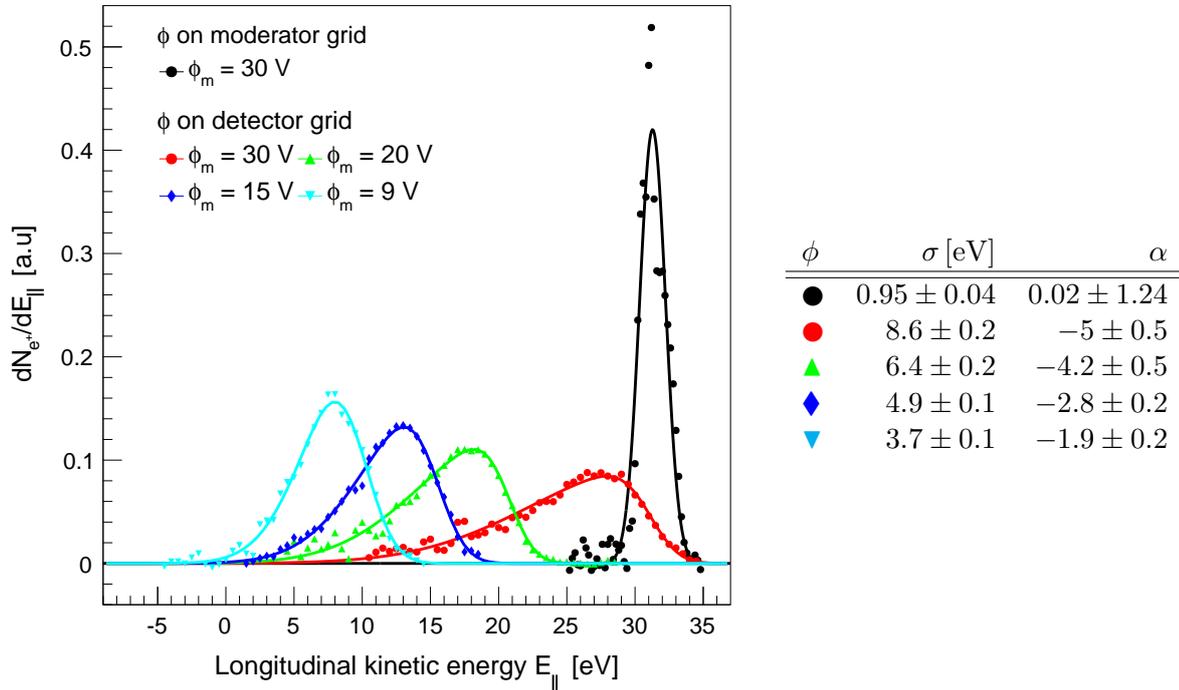


FIGURE 5.7 – Distribution énergétique du faisceau. Les données expérimentales sont représentées par les points, les lignes correspondent à un ajustement avec la fonction (5.6). Les distributions sont centrées sur ϕ_m pour plus de visibilité, en fixant $\mu = \phi_m$ pour chaque mesure. On observe une augmentation de la largeur et de l'asymétrie des distributions avec le potentiel initial sur le modérateur. Les paramètres de l'ajustement sont donnés dans le tableau à droite de la figure.

Distribution en fonction du potentiel ϕ_m La mesure réalisée au niveau du modérateur (en noir) montre que la distribution initiale correspond à la distribution attendue, avec une largeur σ comparable au spectre d'émission du tungstène. En revanche, les largeurs des distributions mesurées sur le détecteur sont bien plus importantes. La différence est frappante entre la distribution représentée en noir et la distribution représentée en rouge, qui correspondent aux mêmes conditions initiales. Le transport entre le modérateur et le détecteur introduit donc un élargissement de la distribution de l'énergie longitudinale. De plus on observe que l'élargissement est plus important lorsque l'on augmente le potentiel ϕ_m : σ double entre $\phi_m = 9$ eV et $\phi_m = 30$ eV. La figure 5.8 présente l'évolution des paramètres de la fonction de distribution (5.6) mesurée sur le détecteur, en fonction du potentiel ϕ_m . Dans cette gamme de potentiel sur le modérateur, σ et α évoluent linéairement avec ϕ_m . On obtient les paramètres de la loi linéaire par un ajustement des fonctions suivantes :

$$\sigma(\phi_m) = \sigma_0 + k_\sigma \phi_m \quad (5.7)$$

$$\alpha(\phi_m) = \alpha_0 + k_\alpha \phi_m \quad (5.8)$$

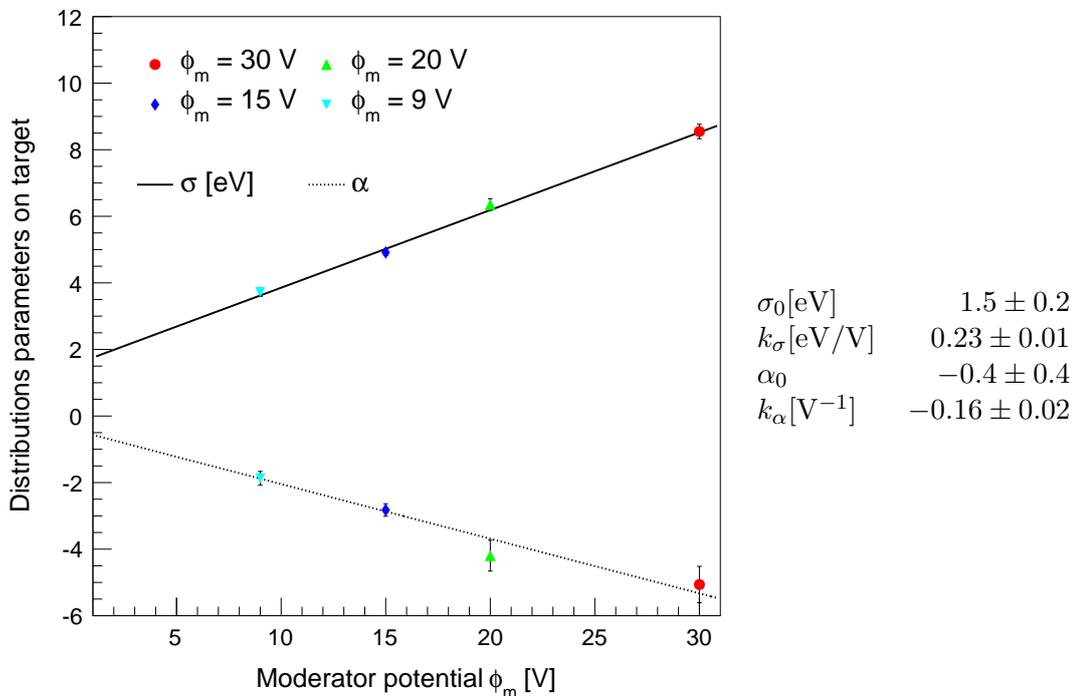


FIGURE 5.8 – Valeurs de σ et α obtenues avec l'ajustement de l'équation (5.6) au niveau du détecteur, en fonction du potentiel ϕ_m sur le modérateur. Les lignes montrent un ajustement linéaire des fonctions (5.7) et (5.8) dont les valeurs des paramètres sont présentées à droite de la figure.

Conséquences de l'élargissement de la distribution L'énergie totale des positons est conservée dans le transport. L'élargissement de la distribution d'énergie longitudinale correspond donc à un transfert vers la composante transverse. Cela va avoir un effet néfaste sur la compression temporelle du faisceau, car la perte d'énergie longitudinale réduit la précision sur la focalisation en temps du faisceau. Lors de la compression du faisceau, un potentiel dynamique allant de ~ 20 V à 150 V est appliqué sur le modérateur. En supposant l'évolution linéaire des paramètres de la fonction de distribution présentée à la figure 5.8 valide sur toute cette gamme de potentiel, on peut

s'attende à une largeur de la distribution en énergie allant jusqu'à 36 eV pour 150 V appliqué au modérateur. Le transfert d'énergie sur la composante transverse va affecter la transmission dans le miroir magnétique. Avec une largeur de distribution de 36 eV dans la composante transverse, la transmission dans le miroir est très faible (voir la partie 3.3.3 page 39).

Nous suspectons que cet élargissement est causé par les interruptions de champ entre les solénoïdes de transport, malgré les bobines de corrections, et par les coudes à angle droit dans ligne. Le transport non adiabatique dans ces régions causerait le transfert d'impulsion longitudinale vers la composante transverse. Des études sont toujours en cours pour réduire ces effets induits dans le transport.

5.4 Compression temporelle du faisceau de positons

L'objectif est de comprimer temporellement le faisceau, initialement de $\sim 2.5 \mu\text{s}$, pour réduire sa durée effective à 80 ns à l'entrée du piège (voir partie 3.3.2 page 33). Estimée par simulation, cette durée permet de piéger l'intégralité du pulse [Dupré 2011]. La compression temporelle du faisceau est réalisée en appliquant un potentiel dynamique sur le modérateur pendant la génération du faisceau. Le dispositif expérimental est présenté dans la partie 4.1.3 page 54. La fonction appliquée sur le modérateur prend la forme :

$$\forall t \in [0; \delta t] , \quad \phi_m(t) = V_0 + \frac{Ec_0}{e} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{\sqrt{2Ec_0/m}}{d} t\right)^2} - 1 \right] \quad (5.9)$$

où V_0 est le potentiel initial du modérateur, $Ec_0 = eV_0 + E_W$ est l'énergie cinétique initiale des positons (E_W est la fonction de travail du tungstène), d est la distance entre le modérateur et le point focal, et δt est la longueur du pulse de positons. Les tests ont été réalisés sur la cible en amont du piège, la distance d vaut alors ~ 14 m. La figure 5.10 montre le signal d'un pulse comprimé en comparaison avec le signal produit par un pulse non comprimé. L'intégrale du signal donne le nombre de positons annihilés sur la cible (voir partie 4.5.3 page 68).

Les résultats de l'étude de la compression du faisceau sont résumés dans le tableau 5.4. Les paramètres utilisés pour optimiser la compression du faisceau sont :

- Le délai entre le déclenchement du linac et le déclenchement du générateur de fonction pour l'application du potentiel dynamique. Il s'agit d'optimiser le déclenchement du générateur pour être en phase avec l'arrivée du faisceau d'électrons issu du linac sur le modérateur. On optimise ainsi le nombre de positons dans le pulse comprimé.
- La durée δt d'application du potentiel dynamique. Il faut optimiser la durée d'application de la fonction de compression, en phase avec la durée réelle du pulse de positons produit au modérateur. Plus la durée δt est courte, plus la compression est efficace (voir simulations au chapitre 3 page 33). Nous nous attendons à une durée optimale de $2.5 \mu\text{s}$ d'après les caractéristiques du linac.
- Le potentiel V_0 initial appliqué au modérateur. V_0 est modifié de telle sorte que $V(\delta t)$ soit le plus proche possible du potentiel maximal délivré par l'amplificateur, soit 150 V. L'objectif de cette démarche est de réduire la dispersion en temps due à la dispersion angulaire initiale du faisceau. Seule la fonction test 12 ne respecte pas ce principe, pour vérifier l'efficacité de compression à plus basse énergie.
- La configuration de la ligne de transport (colonne E_{BL} dans le tableau 5.4). Les courants parcourant les différents éléments magnétiques de la ligne de transport sont réglés pour optimiser la transmission d'un faisceau d'énergie cinétique donné (soit un potentiel statique

ϕ_m donné sur le modérateur). Les réglages correspondant à $\phi_m = 9\text{ V}$ et $\phi_m = 50\text{ V}$ sont testés.

Nous définissons des paramètres d'efficacité de transport et de compression :

Γ correspond au rapport du nombre de positons détectés sur le nombre de positons contenus dans un pulse non comprimé (faisceau de référence sur la figure 5.10). Le signal est intégré sur toute la fenêtre de détection, soit $20\text{ }\mu\text{s}$. Γ correspond à l'efficacité de transport du faisceau comprimé.

η_{250} est l'efficacité de compression dans une fenêtre de 250 ns . L'intégration du signal sur une fenêtre glissante de 250 ns permet d'obtenir la fenêtre en temps dans laquelle il y a le plus grand nombre de désintégrations. Le rapport de ce nombre avec l'intégrale du signal sur toute la fenêtre de détection ($20\text{ }\mu\text{s}$) donne η_{250} .

η_{80} est l'efficacité de compression dans une fenêtre de 80 ns (voir η_{250}).

η_B est l'efficacité de focalisation du faisceau, définie comme $\Gamma \times \eta_{80}$.

Test	Waveform id	E_{BL} eV	delay μs	δt μs	V_0 V	Γ %	η_{250} %	η_{80} %	η_B %
01	C09	9	1	4	12	58			
02	C09	9	1.5	4	12	73			
03	C09	9	2	4	12	79			
04	C09	9	2.5	4	12	85			
05	C09	9	2.1	4	12	85			
06	C09	50	2	4	12	86	43	15	13
07	C10	50	2	3.5	16	86	53	20	17
08	C11	50	2	3	20	86	59	24	21
09	C12	50	2	2.5	25.5	82	59	25	21
10	C13	50	2	2	33	77	52	22	17
11	C14	50	2	1.5	45	69	42	19	13
12	D	50	2	3	12	85	43	15	13

Tableau 5.4 – Paramètres de l'optimisation de la compression temporelle du faisceau. Les efficacités associées à chaque configuration sont données.

Distribution en énergie La figure 5.9 présente une mesure de la distribution d'énergie longitudinale du faisceau comprimé en temps, par la méthode présentée dans la partie 5.3. Les paramètres de compression correspondent à la configuration C12, qui présente le meilleur facteur de compression η_{80} (voir tableau 5.4). La mesure est réalisée sur l'écran phosphore en aval du piège. On observe une chute de la transmission sur une fenêtre de 150 V correspondant à la dispersion en énergie introduite par la compression temporelle du faisceau. En comparant avec la distribution en énergie parallèle au niveau du modérateur (en rouge), on observe un accroissement de la largeur de la distribution. Cet accroissement s'explique par l'élargissement de la distribution en énergie du faisceau de positons avec l'augmentation du potentiel appliqué au modérateur, montré à la figure 5.8. Le modèle de distribution représenté par courbe en pointillée bleue prend en compte cet élargissement de la distribution, en utilisant les modèles linéaires des équations (5.7) et (5.8). L'élargissement qui en résulte par rapport à la distribution au modérateur est compatible avec la mesure. La largeur à mi-hauteur sur la mesure est de $\sim 45\text{ eV}$, doublée par rapport à la largeur de la distribution au modérateur.

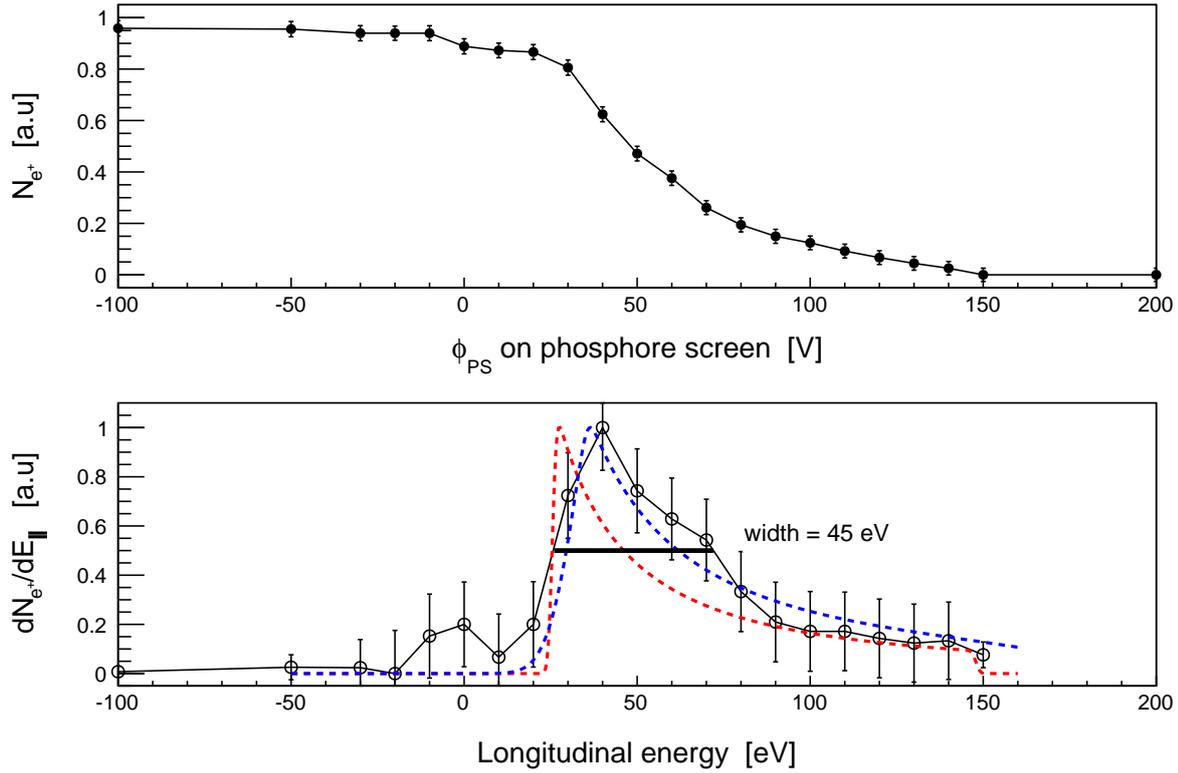


FIGURE 5.9 – Mesure de la distribution en énergie parallèle du faisceau de positons sur l'écran phosphore. La mesure est réalisée avec la méthode décrite dans la partie 5.3. Le graphique du haut présente le flux de positons détecté en fonction du potentiel appliqué sur l'écran phosphore. En dessous, les cercles représentent la distribution en énergie correspondant aux points de mesures. Les lignes pointillées montrent la distribution au modérateur (en rouge) et après transport (en bleu) en intégrant la fonction (5.6) sur la gamme de potentiel appliquée au modérateur. Les paramètres d'intégration σ et α sont les paramètres présentés à la figure 5.7 pour la distribution au modérateur, et les modèles linéaires des équations (5.7) et (5.8) sont utilisés pour la distribution après transport. L'élargissement de la distribution mesurée est de 45 eV, compatible avec le modèle prenant en compte l'élargissement pendant le transport.

Focalisation en temps La configuration retenue à l'issue de l'optimisation de la compression du faisceau correspond au test 9, avec l'application de la courbe C12. Si le facteur de transport Γ est inférieur à d'autres configuration, c'est dans cette configuration que le facteur de compression η_{80} est le plus élevé, $\eta_{80} = 25\%$. Le potentiel appliqué varie de 25.5 à 148 V en $2.5 \mu\text{s}$. La largeur à mi-hauteur du signal mesuré est de ~ 220 ns. On obtient alors une efficacité de focalisation η_B de 21 %. La simulation réalisée prévoyait une efficacité supérieure, de 50 à 70 % (voir la partie 3.3.2 page 36). Elle ne prenait pas en compte la dispersion introduite par la ligne de transport, discutée dans le paragraphe précédent. Le fait que le réglage de la ligne de transport influe sur la transmission du faisceau est aussi un indice des problèmes liés au transport adiabatique dans la ligne. D'autres méthodes de focalisation sont à envisager pour augmenter l'efficacité d'injection de positons pour GBAR au CERN [Mills Jr. 1980; Merrison et al. 2003; Alberola et al. 2006]. Par exemple, on pourrait réaliser la compression juste en amont du piège, ce qui permettrait de transporter le faisceau à basse énergie et limiter les difficultés liées au transport. La dernière référence montre la compression d'un pulse d'une durée initiale de 300 ns dans une fenêtre de 2.3 ns, soit un gain d'un facteur ~ 100 , avec une efficacité de $\sim 30\%$. On peut envisager une

meilleure efficacité pour GBAR en considérant une acceptation de 80 ns avec un pulse initial de $2 \mu\text{s}$, soit seulement un gain d'un facteur 25 sur la durée du pulse.

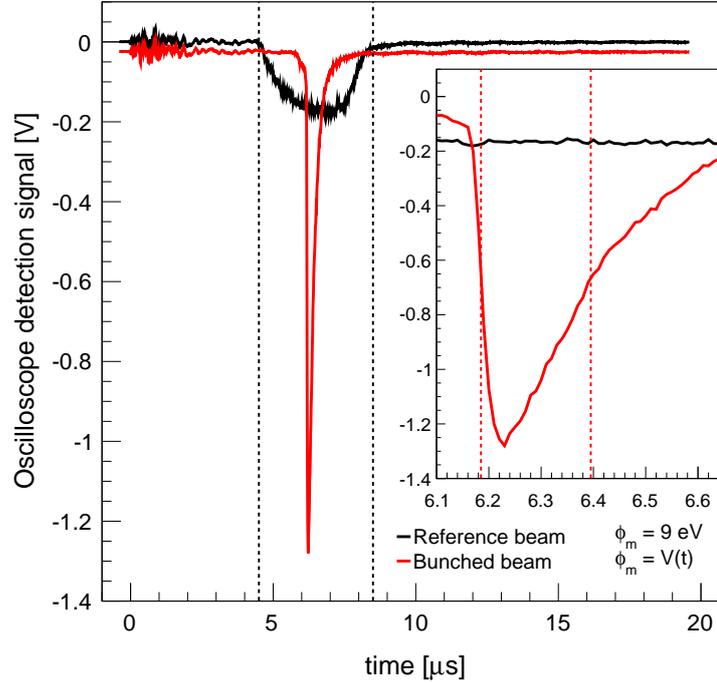


FIGURE 5.10 – Compression temporelle du faisceau de positons sur la cible amont du piège. La courbe noire correspond au signal obtenu en appliquant un potentiel statique de 9 V sur le modérateur (faisceau de référence). La courbe rouge montre le signal obtenu en appliquant le potentiel dynamique sur le modérateur (test 09 dans le tableau 5.4). Un agrandissement sur le pic du faisceau comprimé montre sa largeur à mi-hauteur, de 220 ns. Le résultat de la simulation présentée à la figure 3.7 page 37 montre une largeur de la distribution en temps sur le détecteur de 153 ns. L'élargissement de la distribution en temps peut s'expliquer par l'élargissement de la distribution en énergie pendant le transport.

Conclusion L'efficacité η_B de focalisation du faisceau à l'entrée du piège dans une fenêtre de 80 ns vaut :

$$\eta_B \sim 21\% \quad (5.10)$$

Le flux de positons incident étant de $\sim 10^4 e^+/\text{pulse}$, on s'attend à cette étape à pouvoir piéger $N_e^+ < 2.1 \times 10^3 e^+/\text{pulse}$. L'efficacité totale d'injection dans le piège η_T dépend encore du franchissement du miroir magnétique, dont nous présentons les résultats dans la partie suivante.

5.5 Franchissement du miroir magnétique

Nous étudions ici la transmission η_M dans le miroir magnétique. Afin de fournir de l'impulsion longitudinale aux positons dans le miroir, un potentiel négatif ϕ_{inj} est porté sur l'électrode -12 à l'entrée dans le piège. Pour ne pas créer de barrière électrostatique en aval du miroir, toutes les électrodes suivantes sont portées à ce même potentiel. Nous désignons dans la suite par *potentiel d'accélération* la valeur $-\phi_{inj}$ par commodité. La figure 5.11 présente la transmission dans le piège en fonction du potentiel d'accélération : η_M correspond au rapport du flux de positons en

aval du piège sur le flux mesuré en amont. Le champ magnétique est de 3 T, le faisceau incident est comprimé en temps avec les caractéristiques présentées dans la partie précédente.

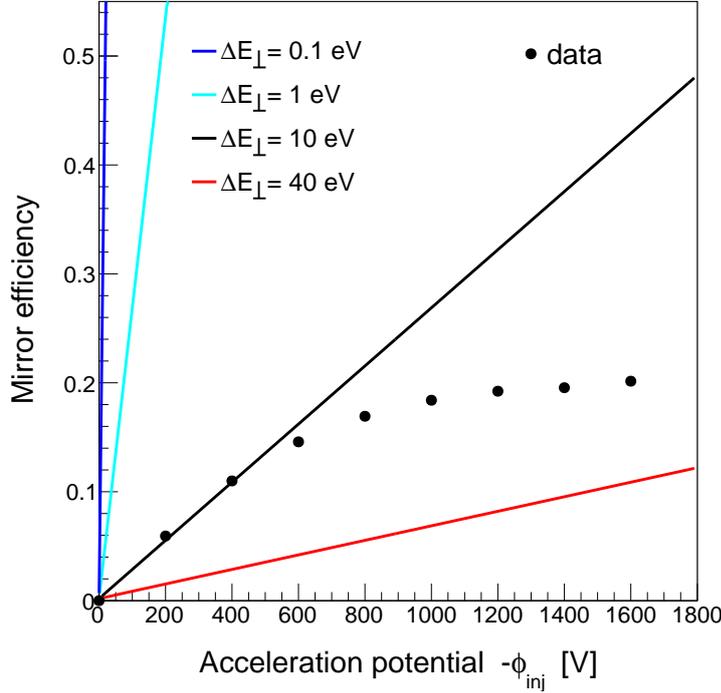


FIGURE 5.11 – Transmission dans le miroir magnétique. La mesure correspond aux cercles pleins noirs. Chaque point correspond à la transmission, rapport du flux détecté en aval sur le flux en amont du piège, mesurée pour un potentiel d'accélération donné. Les droites représentent la fonction donnée à l'équation (5.12) pour différentes valeurs de ΔE_{\perp} . Avec l'élargissement de la distribution en énergie de la distribution comprimée en temps, on s'attend à une largeur ΔE_{\perp} comprise entre 7 eV et 35 eV, ce qui correspond à la mesure.

Transmission dans le miroir La figure 5.11 montre une efficacité $\eta_M \sim 20\%$ à $\phi_{inj} = -1150$ V, potentiel d'injection qui sera utilisé pour l'accumulation. Les arguments d'angle solides présentés dans la partie 3.3.3 (page 39) montraient une efficacité attendue de l'ordre de 68% à 3 T. Ces arguments supposent que la distribution d'angle à l'entrée du piège est la même qu'au niveau du modérateur. Or nous avons mis en évidence un élargissement de la distribution d'énergie pendant le transport. Toujours avec des arguments d'angle solide, on peut estimer la transmission dans le miroir en supposant la distribution isotrope dans un cône d'angle θ_D déterminé par la largeur de la distribution d'énergie transverse ΔE_{\perp} : $\sin^2 \theta_D \sim \Delta E_{\perp} / (-\phi_{inj})$. L'équation 3.32 page 42 est modifiée en :

$$\eta_M = \frac{1 - \cos \theta_{max}}{1 - \cos \theta_D} \quad (5.11)$$

où θ_{max} est l'angle d'acceptance du piège et θ_D est l'angle limite de la distribution. Exprimée en fonction de ΔE_{\perp} , cela donne :

$$\eta_M(\phi_{inj}) = \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{B_i}{B_{max}}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\Delta E_{\perp}}{-\phi_{inj}}}} \quad (5.12)$$

Les transmissions correspondant à 0.1 eV, 1 eV, 10 eV et 40 eV sont présentées à la figure 5.11, pour $B_i = 8$ mT et $B_{max} = 3$ T. On observe une perte d'efficacité de plus de 70 % si l'élargissement de la distribution en énergie transverse passe de 1 eV à 10 eV en amont du piège, dans le cas d'une distribution quasi-isotrope accélérée à 1 keV. Les mesures montrent une transmission correspondant à un faisceau d'énergie transverse compris entre 10 eV et 40 eV, ce qui correspond à la gamme de dispersion d'énergie introduite par le transport du faisceau comprimé en temps. Les points de mesure montrent une tendance qui correspond à une saturation. Cela s'explique par la réflexion partielle du faisceau avant même d'atteindre l'électrode -12 , où a lieu l'accélération à 1 keV.

Au RIKEN, la transmission dans le miroir était de l'ordre de 95 % à $\phi_{inj} = -1200$ V. Cette efficacité s'explique par un meilleur transport et par une meilleure émittance transverse du faisceau de positons. L'utilisation d'un modérateur au néon solide avec une source de sodium ^{22}Na produit un faisceau avec une distribution d'énergie dans le plan transverse d'une largeur de l'ordre de 0.6 eV [Mills Jr. and Gullikson 1986]. En améliorant la qualité initiale du faisceau et en diminuant la dispersion introduite par la ligne de transport, nous pouvons espérer une nette amélioration de cette efficacité. L'élément SOPHI est prévu pour mettre en œuvre la modulation au néon solide sur un faisceau produit par un accélérateur (voir la partie 4.1 page 47). La ligne de transport de GBAR au CERN aura une longueur réduite par rapport à la ligne de Saclay, et comportera moins d'éléments susceptibles d'augmenter la dispersion du faisceau (coudes, rupture de champ, etc. . .). Enfin, l'utilisation d'un *buncher* dédié à l'entrée du piège pourra faciliter le transport adiabatique des positons à basse énergie.

Distribution en énergie des positons transmis Nous avons étudié l'impact d'une barrière de potentiel dans le piège sur la transmission des positons. Il s'agit de quantifier l'influence du potentiel total au niveau du plasma d'électrons lorsqu'il est préalablement chargé dans le piège lors de l'accumulation des positons. La mesure est réalisée en détectant le flux de positons sur l'écran phosphore pour différents potentiels appliqués sur les électrodes -2 à $+3$ dans le piège. Ce sont les électrodes qui permettent de confiner le plasma d'électrons dans la *configuration 3*, configuration qui sera utilisée lors des expériences d'accumulation (voir la figure 5.13 plus loin). Les résultats sont présentés à la figure 5.12. Deux séries de points sont présentées. Les points représentés par des cercles pleins bleus correspondent à une configuration de potentiel statique, où toutes les électrodes (mis à part les électrode -2 à $+3$) sont portées au potentiel d'injection $\phi_{inj} = -1150$ V. La deuxième série de points, en rouge, représente la même mesure lorsque le potentiel porté sur l'électrode -11 , appelée *gate 1* par la suite, est pulsé entre le potentiel d'injection et le potentiel de piégeage $\phi_{-11} = 200$ V juste après l'arrivée du pulse de positons. Pendant l'accumulation, cette opération permet de créer la barrière de potentiel en amont du piège. Nous observons ici l'influence de ce potentiel dynamique sur l'énergie du faisceau dans le piège.

On observe une relation quasi-linéaire entre la valeur de la barrière de potentiel et la transmission dans le piège. Cela indique que l'énergie longitudinale dans le piège est *étalée* sur toute la gamme d'énergie allant de 0 eV à $-\epsilon\phi_{inj}$. Cela correspond à ce que l'on attend. En effet, les positons qui ont franchi le miroir magnétique ont vu leur énergie longitudinale transférée dans la composante transverse. La courbe bleue montre que 25 % du flux est bloqué par la barrière de potentiel à -800 V. C'est le potentiel attendu au niveau du plasma d'électrons lorsqu'il est préalablement chargé dans le piège dans la *configuration 1*. Les points rouges montrent que le changement de potentiel de l'électrode -11 fournit de l'énergie longitudinale aux positons. La distribution est aussi quasi-linéaire, mais il faut une barrière de potentiel plus importante pour bloquer le faisceau. On remarque notamment que pour une barrière de potentiel inférieur à -650 V, la perte de transmission est négligeable. Cet effet secondaire de la fermeture de *gate 1* est dans ce cas bénéfique pour la transmission. Cependant l'augmentation de l'énergie longitudinale

des positons peut s'avérer problématique pour leur refroidissement.

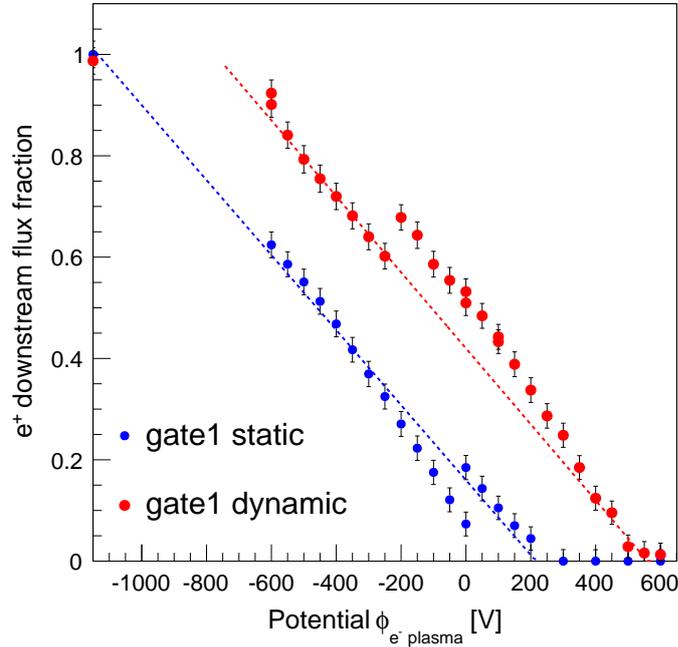


FIGURE 5.12 – Influence d'une barrière de potentiel sur la transmission dans le piège. On détecte le flux de positons sur l'écran phosphore en fonction de la barrière de potentiel portée sur les électrodes -2 à $+3$. La distribution en énergie parallèle des positons qui ont franchi le miroir est alors quasi-constante. Les discontinuités que l'on observe sont dues à des défauts pendant la mesure : un arrêt du linac (points rouges) et l'inversion de polarité de la barrière de potentiel (points bleus).

Conclusion Avec des potentiels d'accélération de l'ordre du kV, la transmission η_M des positons dans le piège vaut :

$$\eta_M \sim 20\% \quad (5.13)$$

La distribution d'énergie parallèle dans le piège est alors quasi-constante. L'application d'un potentiel dynamique à l'entrée du piège, ainsi que la présence du plasma d'électrons changent la distribution, mais n'affectent pas la valeur de cette transmission. En prenant en compte l'efficacité η_B de compression, nous pouvons faire une estimation de l'efficacité total η_T d'injection dans le piège : $\eta_T = \eta_B \times \eta_M \sim 4\%$. Nous espérons donc piéger à cette étape de l'ordre de $400 e^+$ par pulse, soit $8 \times 10^4 e^+/s$ à 200 Hz.

5.6 Piégeage des positons

5.6.1 Optimisation du piégeage d'un pulse de positons

Avant d'étudier l'accumulation des positons, nous devons optimiser le piégeage des pulses arrivant dans le piège. L'objectif est d'atteindre l'efficacité totale de piégeage η_T estimée par l'étude de compression temporelle du faisceau et de franchissement du miroir magnétique, soit le piégeage de $400 e^+$ par pulse. Pour piéger les positons, il faut mettre en place les barrières de potentiels permettant le confinement des charges. Nous utilisons pour cela les deux électrodes

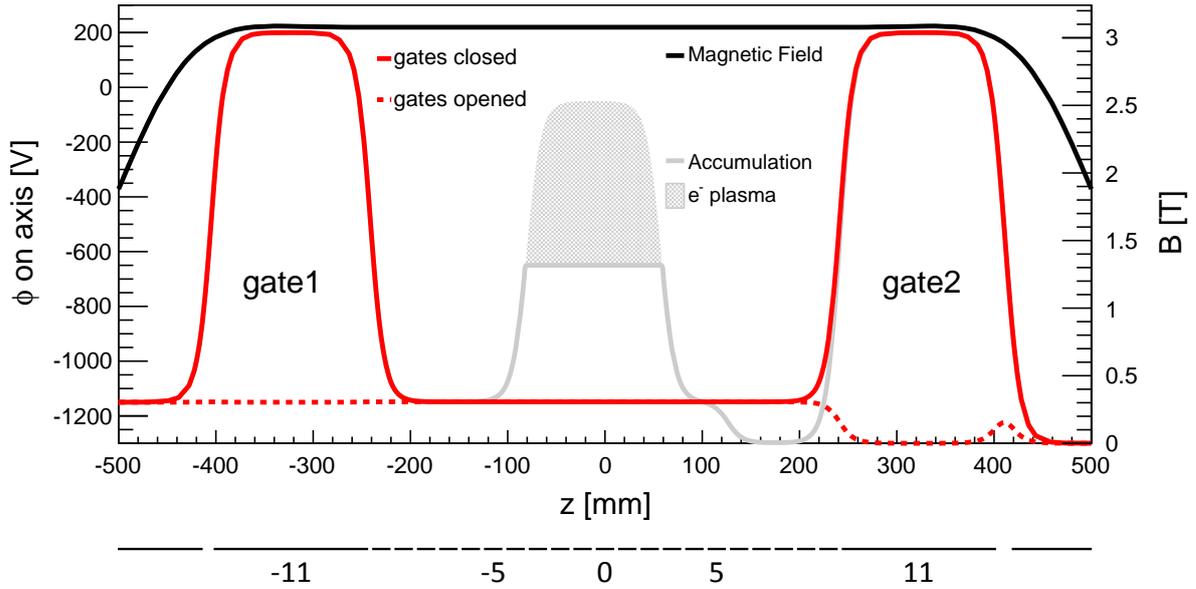


FIGURE 5.13 – Profil de potentiel ϕ sur l'axe pour le piégeage des pulses de positons. Les électrodes -10 à $+10$ sont portées au potentiel de -1150 V. *gate1* bascule entre -1150 V et 200 V pour passer de la configuration d'injection à la configuration de confinement des positons ; *gate2* bascule entre 200 V et -1300 V pour passer du confinement à l'extraction des positons. Le profil de potentiel qui sera utilisé lors de l'accumulation (*configuration 3*) est montré en grisé.

-11 et $+11$ aux extrémités du piège. Par analogie avec des *portes* qui sont *ouvertes* ou *fermées*, nous désignons par *gate1* et *gate2* les potentiels portés sur ces deux électrodes :

gate1 est le potentiel porté sur l'électrode -11 . *gate1* est en position *fermée* lorsque le potentiel est de 200 V, empêchant le passage des positons. elle est en position *ouverte* lorsque le potentiel est égal au potentiel d'injection ϕ_{inj} , soit -1150 V dans la configuration d'accumulation. La transmission des positons est totale dans ce cas.

gate2 est le potentiel porté sur l'électrode $+11$. Comme *gate1*, elle est fermée lorsque le potentiel est porté à 200 V. La position ouverte correspond au potentiel d'éjection des positons vers l'écran phosphore, soit -1300 V dans la configuration d'accumulation.

L'ouverture et la fermeture de *gate1* et *gate2* est actionnée par des relais rapides haute tension, pour changer rapidement les potentiels devant le temps de vol caractéristique des positons dans le piège (voir partie 4.3.2 page 59).

Le profil de potentiel utilisé est présenté à la figure 5.13. Les positons sont détectés par annihilation sur l'écran phosphore. La mesure est effectuée par un oscilloscope déclenché par l'extraction des positons à l'ouverture de *gate2*. L'optimisation du piégeage des pulses de positons est réalisée en deux temps :

- 1 Mettre en évidence le piégeage d'un pulse de positons. Nous agissons sur le délai entre l'ouverture de *gate1* et de *gate2* de façon à s'assurer que le signal détecté est le résultat de positons piégés.
- 2 Optimiser les conditions de capture du pulse dans le piège. On agit sur le délai entre le linac et *gate1*, ainsi que sur la fonction de compression du faisceau, pour maximiser l'amplitude du signal d'éjection des positons après leur piégeage.

Lorsque les positons sont injectés dans le piège lors d'une séquence de piégeage, ils sont réfléchis par *gate2* en aval du piège. Pour s'assurer que des positons sont toujours présents dans

le piège lorsque l'on referme *gate1*, son déclenchement est réalisé pendant le passage du pulse. Pour cela, on règle préalablement le délai t_0 entre le signal fourni par le linac et le déclenchement de *gate1* de façon à tronquer le signal de flux transmis dans le piège. Le nombre de positons piégés n'est alors pas optimal : l'optimisation du délai t_0 entre le linac et *gate1* est réalisée ultérieurement, après la démonstration du piégeage de positons.

La figure 5.14 résume les étapes du protocole de piégeage. Par défaut, *gate1* et *gate2* sont fermées (+200 V). L'ouverture de *gate1* est déclenchée à t_0 . La durée d'ouverture de *gate1* doit être longue devant la durée d'un aller retour dans le piège (~ 80 ns), et courte par rapport au délai entre deux pulses (40 ms à 25 Hz). Nous fixons la durée d'ouverture de *gate1* à 500 ns.

L'ouverture de *gate2* est déclenchée par l'ouverture de *gate1* après l'application d'un délai Δt . Lorsque $\Delta t \ll 500$ ns, *gate1* et *gate2* sont ouvertes pendant le passage du pulse : le flux de positons mesuré est le flux directement transmis sans piégeage. Lorsque $\Delta t > 500$ ns, *gate2* n'est jamais ouverte lorsque *gate1* est ouverte : le signal de positons mesuré est alors nécessairement un signal de positons ayant été piégés. En augmentant Δt depuis zéro au delà de 500 ns, on observe la transition entre le flux traversant et le flux piégé, illustrée à la figure 5.15. Une fois le piégeage démontré, le délai Δt est fixé.

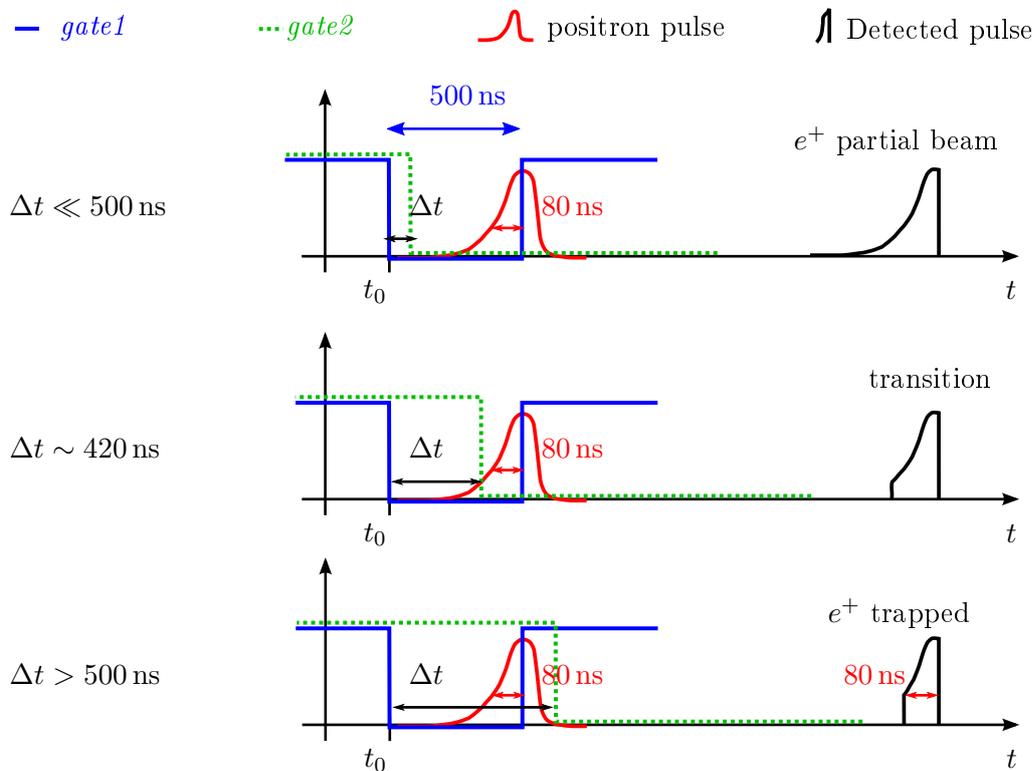


FIGURE 5.14 – Étapes du piégeage des positons pulse par pulse. *gate1* est préalablement réglée pour se fermer pendant le passage du pulse, en fixant t_0 et sa durée d'ouverture à 500 ns. On s'assure ainsi de la présence de positons dans le piège, contenus à priori dans une fenêtre de 80 ns précédant la fermeture de *gate1*. Le délai Δt d'ouverture de *gate2* par rapport à *gate1* est augmenté depuis 0 jusqu'à $\Delta t > 500$ ns. Le signal détecté, initialement égal à la fraction de flux transmise avant la fermeture de *gate1*, réduit jusqu'au moment où *gate2* n'est ouverte qu'après la fermeture de *gate1* : le signal détecté correspond alors à des positons piégés.

Un réglage fin du déclenchement initial t_0 est effectué pour maximiser le flux piégé entre les deux barrières de potentiel (voir la figure 5.16). La fonction de compression du faisceau, optimisée

pour obtenir le plus grand nombre de désintégrations dans une fenêtre de 80 ns *sur la cible amont du piège*, est aussi modifiée pour optimiser maintenant le nombre de positons stockés à chaque pulse.

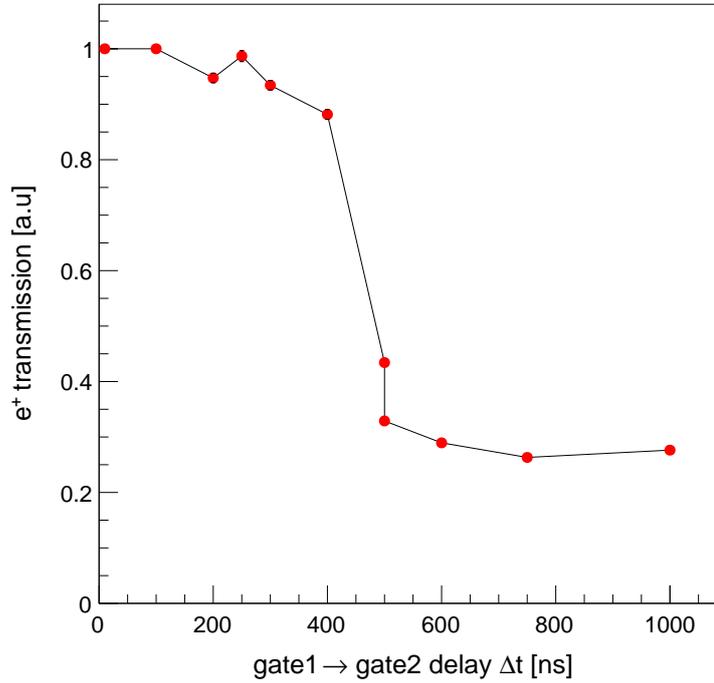


FIGURE 5.15 – Transition entre positons passants et positons piégés avec le délai Δt appliqué entre *gate1* et *gate2*. Au delà de 500 ns (durée d'ouverture de *gate1*), la fraction de flux mesurée correspond à des positons piégés. La fraction de flux obtenue est alors égale à l'efficacité de compression $\eta_B = 25\%$ dans une fenêtre de 80 ns.

Fraction de flux piégée et optimisation du délai t_0 La figure 5.15 montre la fraction du flux incident piégée, lorsque Δt est supérieure à 500 ns. On observe que cette fraction vaut $25\% = \eta_{80}$, soit l'efficacité de compression calculée précédemment sur la distribution temporelle du faisceau comprimé. L'optimisation du délai t_0 a été réalisée pour différentes valeurs du paramètre d de la fonction de compression temporelle appliquée au niveau du modérateur (figure 5.16, voir équation (5.9)). La fonction retenue pour l'accumulation correspond à $d = 16$ m, le délai est $t_0 = 6200$ ns. Les incertitudes sur les mesures sont estimées par la distance entre les deux maxima des données représentées par les cercles pleins rouges. La fluctuation du flux de positons incidents est la principale source d'incertitude entre séries de données. Le maximum de positons piégés obtenu vaut $\sim 380 e^+$, soit une efficacité de piégeage de 3.8% par rapport au flux totale de positons lents produit au modérateur. Cette valeur correspond à l'efficacité de piégeage estimée précédemment.

Conclusion L'efficacité de piégeage η_T obtenue expérimentalement est quasiment égale à l'estimation effectuée à l'issu de la compression temporelle du faisceau et du franchissement du miroir magnétique :

$$\eta_T \sim 3.8\% \sim \eta_B \times \eta_M \quad (5.14)$$

Le nombre de positons N_{e^+} disponible par pulse pour l'accumulation est alors :

$$N_{e^+} = 380 \pm 60 e^+ / \text{pulse} \quad (5.15)$$

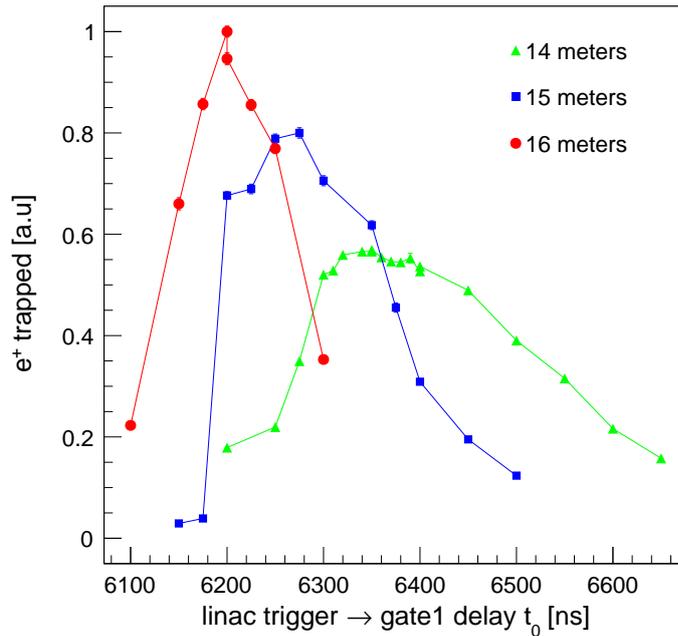


FIGURE 5.16 – Optimisation du délai t_0 entre le déclenchement du linac et la fermeture de *gate1*. Les différentes couleurs correspondent à différentes valeurs de d dans la fonction de compression, de respectivement 14, 15 et 16 mètres (voir équation (5.9)).

ce qui correspond par extrapolation à un taux d'accumulation idéal à 200 Hz de :

$$N_{e^+} \sim 7.6 \times 10^4 e^+/s \quad (5.16)$$

5.6.2 Confinement des positons sans refroidissement

En augmentant le délai Δt entre l'ouverture de *gate1* et de *gate2* à des temps supérieurs à ceux présentés à la figure 5.15, on peut observer le temps de vie des positons dans le piège sans avoir préalablement chargé le plasma d'électrons. Cela donne le temps de vie des positons sans le principal processus de refroidissement mis en jeu dans la méthode d'accumulation. La figure 5.17 montre le nombre de positons détectés sur l'écran phosphore pour différents temps de confinement au delà de $1 \mu s$. Les mesures sont réalisées jusqu'à la limite du générateur de délai, soit 30 ms. La fréquence du linac étant de 25 Hz, soit un pulse toute les 40 ms, le pulse de positons piégé est bien éjecté avant le piègeage du pulse suivant. On observe une décroissance exponentielle du signal de positons détectés avec le temps de confinement. Un ajustement avec la fonction exponentielle décroissante

$$N(t) = N_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau_{NC}}\right) \quad (5.17)$$

donne un temps de vie des positons dans le piège sans plasma d'électrons $\tau_{NC} = 32 \pm 4$ ms.

τ_{NC} est très faible et ne permet pas d'accumuler des positons pendant 100 s. Ce temps est très inférieur au temps de refroidissement des charges par rayonnement cyclotron $\gamma_c^{-1} \sim 6/B^2 \sim 670$ ms. La perte du signal de positons peut être due à l'interaction des positons avec le gaz résiduel, ou avec les électrodes du piège après une dérive due aux inhomogénéités du champ électromagnétique. Comme nous allons le voir dans la partie suivante, nous avons pu maintenir

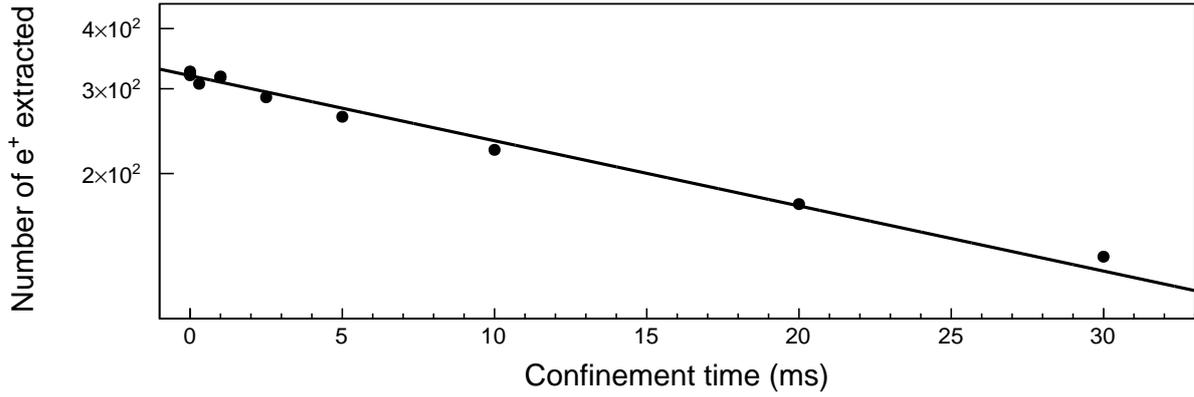


FIGURE 5.17 – Temps de vie des e^+ sans processus de refroidissement. Chaque point représente le nombre de positons détectés en fonction du temps de confinement dans le piège. Les barres d'erreurs sont confondues avec les points. Le délai Δt d'ouverture de *gate2* est étendu jusqu'à 30 ms. La baisse du flux de positons traduit leur temps de vie dans le piège. La ligne noire correspond à un ajustement des points par une fonction exponentielle décroissante. La constante de temps donnée par l'ajustement est de 32 ± 4 ms.

des positons dans le piège pendant 20 s avec l'utilisation du refroidissement. On privilégie donc la dérive des charges dans les inhomogénéités du champ. Le profil de potentiel n'est pas harmonique et le champ électrique au niveau de *gate1* et *gate2* est de l'ordre de 450×10^3 V/m, pouvant entraîner une dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ des charges (voir la partie 2.1 page 13). En principe, le refroidissement des positons réduit l'amplitude de leur mouvement longitudinal hors des zones de fort gradient de champ, en ~ 3 ms soit un temps 10 fois supérieur au temps d'annihilation. La perte de charges par dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ devrait donc être négligeable lorsque l'on met en œuvre le refroidissement des positons.

5.7 Accumulation des positons

L'accumulation des positons consiste à piéger chaque pulse de positons incident tout en maintenant le confinement des positons piégés précédemment. Pour réaliser l'accumulation, il est nécessaire de mettre en œuvre le refroidissement des positons, sans quoi ils sortent du piège à l'injection du nouveau pulse, lorsque l'on abaisse la barrière de potentiel *gate1*. Nous mettons donc à l'épreuve la dernière étape du processus d'accumulation, l'efficacité η_C de *refroidissement des positons par interaction coulombienne dans un plasma d'électrons*. Dans le cas d'une accumulation idéale (totalité de chaque pulse injecté refroidi et temps de vie des positons refroidis infini), nous devrions observer une augmentation linéaire du nombre de charges piégées avec le nombre de pulses injectés dans le piège.

Le profil de potentiel utilisé est celui de la *configuration 3*, présenté dans la figure 5.18. Le puits de potentiel de positons est un puits *carré* de 150 V par rapport au potentiel ϕ_{inj} , appliqué sur les électrodes 6 à 10. Un plasma d'électrons est préalablement chargé dans le piège. La fréquence du linac est fixé à 25 Hz. On observe le signal de positons piégés par extraction sur l'écran phosphore, en fonction du temps d'accumulation. L'extraction des positons se fait en basculant le potentiel porté sur *gate2* à -1300 V, soit le potentiel appliqué sur le fond du puits de positons. *gate1* est pulsée pour injecter chaque pulse dans le piège (position ouverte) et pour les piéger et mettre en œuvre le refroidissement dans le plasma d'électrons (position fermée). Le temps de confinement, que l'on définit ici comme la durée entre la commande d'arrêt de l'injection des

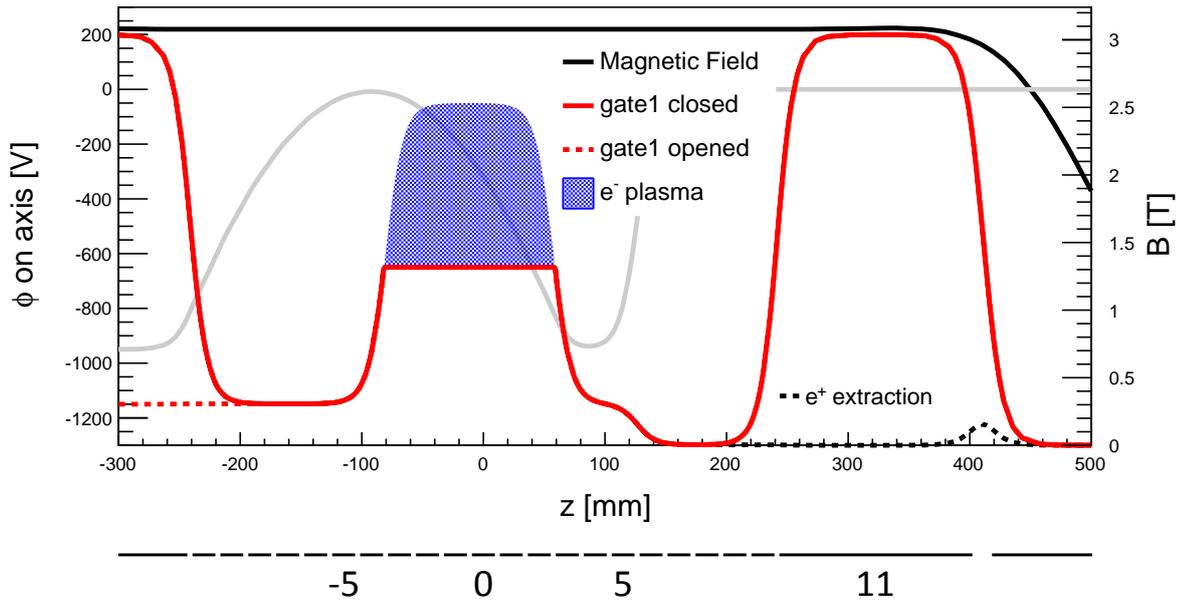


FIGURE 5.18 – Profil de potentiel sur l’axe lors de l’accumulation des positons, appelée *configuration 3*. Le champ magnétique est de 3 T. Cette configuration est *dégradée* pour le confinement des électrons. La *configuration 1*, utilisé précédemment pour confiner les électrons, est rappelée en gris clair (le champ magnétique est alors de 5 T).

positons et la commande d’extraction, est inférieur à 40 ms. Après chaque extraction de positons, le plasma d’électrons est éjecté pour en recharger un nouveau. Les résultats sont présentés dans la figure 5.19, où le temps d’accumulation est traduit en nombre de pulses injectés dans le piège. Les mesures ont été réalisées avec des temps d’accumulation allant de 50 ms à 40 s, soit 1 à 1000 pulses injectés. Chaque point de la figure correspond à une moyenne de l’intégrale du signal de détection, sur 10 à 30 éjections selon le temps d’accumulation. On observe clairement l’augmentation du nombre de positons stockés avec le nombre de pulses injectés dans le piège. 4400 e^+ sont éjectés après 40 secondes d’accumulation.

Conditions expérimentales dégradées Le nombre de positons extraits du piège après 40 s d’injection correspond à environ 1% d’efficacité d’accumulation des positons injectés. Comme évoqué dans la partie 5.1, l’accumulation a été réalisée dans des conditions très dégradées, dues à un problème sur le système cryogénique de l’aimant supraconducteur. Le champ magnétique est de 3 T, et la chambre à vide du piège est à température ambiante.

La configuration du puits de potentiel des électrons est modifiée par rapport à la *configuration 1*, essentiellement pour deux raisons :

- Nous sommes passés à un puits de potentiel *carré* pour appliquer une différence de potentiel entre le bord et le fond du puits supérieure à la tension maximum applicable aux bornes de la chaîne de résistance nécessaire à la formation d’un puits parabolique. Ainsi nous avons pu abaisser les bords du puits de potentiel au niveau du potentiel d’injection jusqu’à -1150 V.
- le passage de 5 T à 3 T a fortement altéré le temps de vie des électrons dans le puits de potentiel, ainsi que les propriétés d’injection des électrons. Dans le cas de puits de potentiel carrés de longueur L , la durée des vie du plasma évolue en $\sim B^2/L^2$ [Mohamed et al. 2013]. Nous avons réduit la longueur du puits aux électrodes -2 à $+3$ pour retrouver un point de fonctionnement acceptable avec un temps de vie du plasma d’électrons de l’ordre de 30 s.

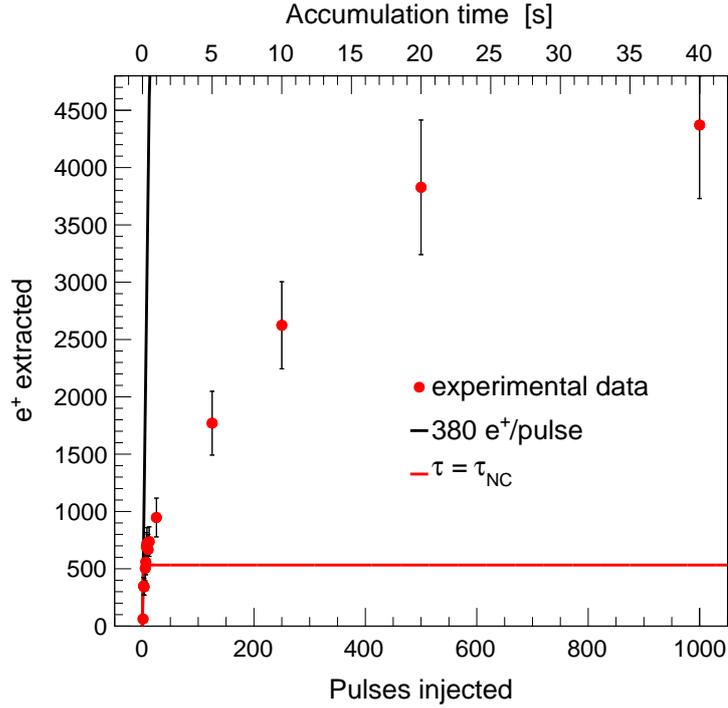


FIGURE 5.19 – Nombre de positons piégés en fonction du nombre de pulses injectés. La croissance du signal met en évidence l’accumulation des pulses. La ligne noire montre la valeur attendue dans des conditions optimales. La ligne rouge montre l’accumulation limite des charges si la durée de vie des charges $\tau = \tau_{NC}$ est la même que lorsque le refroidissement n’est pas mis en œuvre. La mesure est réalisée à 25 Hz : 1000 pulses correspondent à 40 secondes d’accumulation. L’augmentation du nombre de charges n’est pas linéaire et semble saturer avec le temps d’injection.

Malgré l’adaptation de la configuration de potentiel aux conditions expérimentales, les caractéristiques du plasma d’électrons sont particulièrement dégradées, et nous ne connaissons pas sa densité dans de telles conditions. Le potentiel plasma est estimé à -650 V. Cela laisse une grande différence de potentiel entre le potentiel total au niveau du plasma et le potentiel au niveau du puits de positons, de l’ordre de 500 V. Cela implique que le refroidissement n’est plus efficace pour des positons dont l’énergie est en deçà de 500 eV. De plus le potentiel propre du plasma d’électrons diminue avec la décroissance rapide de la densité du plasma, et est très incertain après quelques secondes d’accumulation.

Nous avons tracé en rouge sur la figure 5.19 la saturation du nombre de positons accumulés si leur durée de vie correspond à $\tau_{NC} = 32$ ms, la durée de vie mesurée sans processus de refroidissement. Nous supposons l’injection de N_0 positons à chaque pulse, qui se désintègrent suivant la loi $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau)$ où τ est la constante de désintégration. Après l’injection du k -ème pulse, le nombre de positons est donné par

$$N(t) = N_k \exp(-t/\tau) \quad (5.18)$$

$$\text{avec } N_k = N_0 \frac{1 - \exp(-kT/\tau)}{1 - \exp(-T/\tau)} \quad (5.19)$$

où T est la période d’injection, ici 40 ms (voir la figure 5.20). La courbe rouge sur la figure 5.19 représente donc la fonction $N_k(k)$ pour $\tau = \tau_{NC}$ et $N_0 = 380$. On voit la saturation rapide du nombre de positons dans ce modèle, autour de 530 charges. Cela nous permet de supposer que le

mécanisme de refroidissement a partiellement fonctionné, ayant pour conséquence l'allongement du temps de vie des positons dans le piège. Il faut dans ce cas que la constante caractéristique de refroidissement des charges soit inférieure ou de l'ordre de τ_{NC} .

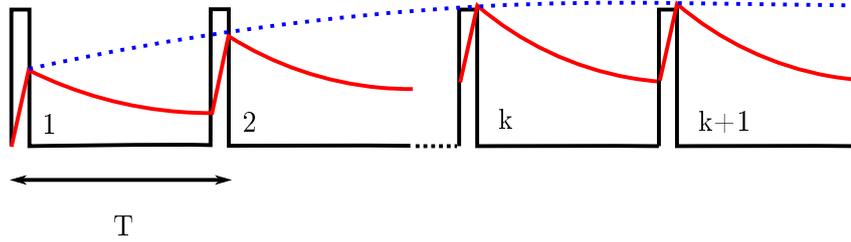


FIGURE 5.20 – Schéma descriptif de la saturation d'accumulation de charges. Un nombre constant de charges est injecté avec une période T , représenté en rouge. Le nombre de charge décroît suivant une loi exponentielle. La saturation du nombre de charge est montrée par la tendance en pointillée bleu.

Nous estimons la densité du plasma de positons de l'ordre de $\sim 4 \times 10^{15} \text{ e}^-/\text{m}^3$ lors de l'accumulation, soit une densité 25 fois inférieure à la densité requise. Le temps caractéristique de refroidissement τ_C est alors de l'ordre de 40 ms (voir la partie 3.1.2 page 28), soit de l'ordre de τ_{NC} . C'est encore très faible devant le temps caractéristique d'annihilation avec les électrons du plasma, de l'ordre de 100 s, mais cela correspond à la période d'injection à 25 Hz. L'ensemble des caractéristiques du plasma d'électrons sont rappelées dans le tableau 5.5.

B	T	P	N_{e^-}	τ_{e^-}	n_{e^-}	τ_C
3 T	293 K	10^{-8} mbar	3×10^9	30 s	$4. \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$	40 ms

Tableau 5.5 – État du système lors de l'accumulation des positons, avec la *configuration 3*. Les 7 colonnes correspondent respectivement au champ magnétique B , à la température T de la chambre à vide du piège, à la pression P estimée au niveau du piège, au nombre initial d'électrons N_{e^-} contenus dans le plasma d'électrons, au temps caractéristique τ_{e^-} avec lequel le nombre d'électrons du plasma est divisé par 2, à l'estimation de la densité initiale n du plasma et au temps caractéristique de refroidissement τ_C correspondant.

Une mesure du temps de vie des positons dans le piège a été réalisée après 10 s d'accumulation, présentée à la figure 5.21. Cela correspond à l'injection de 250 pulses dans le piège. La moitié des charges est encore confinée dans le piège après 20 s : des positons peuvent donc avoir une grande durée de vie dans le piège. Cela renforce l'hypothèse que le temps de vie τ_{NC} n'est pas du à l'annihilation des positons par interaction avec le gaz résiduel. En faisant l'hypothèse que la décroissance du nombre de charge est de type exponentiel, on dégage deux tendances représentées en bleu et rouge : une décroissance exponentielle rapide avec une constante de temps $\tau_1 \sim 860$ ms, et une décroissance exponentielle lente de constante de temps $\tau_2 \sim 47$ s. En reprenant le modèle d'accumulation de l'équation 5.19, on s'attend à une saturation de l'accumulation due au processus lent à

$$N_\infty \sim N_0 / (1 - \exp(-T/\tau_2)) \sim 1175 \times N_0 \quad (5.20)$$

Avec $N_0 = 380$, $N_\infty \sim 4.5 \times 10^5 \text{ e}^+$ ce qui ne permet pas d'expliquer la saturation de la courbe d'accumulation. La constante de temps τ_1 est très supérieure à τ_{NC} : on ne peut donc assimiler la tendance rapide de disparition des charges au mécanisme de disparition des positons non refroidis. On peut noter que τ_1 est cependant comparable au temps de refroidissement synchrotron à 3 T, $\gamma^{-1} = 670$ ms.

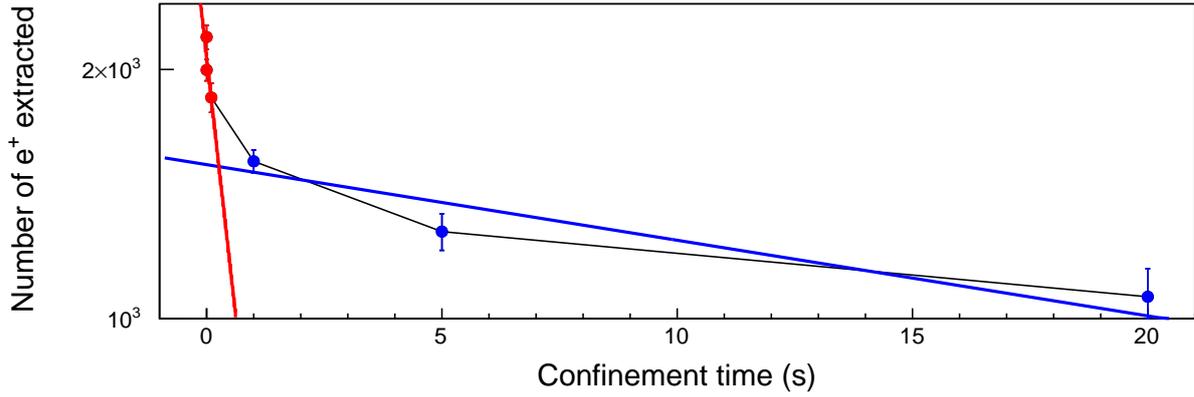


FIGURE 5.21 – Temps de vie des positons après 10 s d’accumulation. Les points correspondent au nombre de charges extraites du piège pour différents temps de confinement, jusqu’à 20 s. La diminution de charges détectée semble dominée par deux processus, un rapide (en rouge) et un lent (en bleu). L’ajustement des points par une fonction exponentielle décroissante donne des constantes de temps respectives de 860 ms et 47 s.

Conclusion L’accumulation des positons est observée, mais elle ne suit pas un processus linéaire. Le processus de refroidissement semble avoir opéré de façon partielle, ce qui s’explique par l’état dégradé du plasma d’électrons. Un premier argument expliquant la saturation de la courbe d’accumulation vient de la perte d’efficacité de refroidissement due à l’expansion du plasma d’électrons. De plus, le temps caractéristique de refroidissement initial est estimé à 40 ms, ce qui correspond à la période d’injection dans le piège. Le faible rendement d’accumulation peut donc s’expliquer par une compétition entre le temps de refroidissement, qui augmente avec le temps d’injection, au profit de la disparition des charges qui dérivent, caractérisée par τ_{NC} , ainsi que la fuite de charges *mal* refroidies lors de l’ouverture de *gate1* pour l’injection des pulses. Nous pouvons ajouter un argument purement géométrique qui renforce le dernier argument : compte tenu de la longueur du plasma d’électrons, l’espace disponible après refroidissement en amont du plasma est égal à l’espace disponible en aval (voir la figure 5.18). Ainsi les positons refroidis dans le plasma d’électrons peuvent se trouver confinés en amont comme en aval du plasma avec la même probabilité : dès les premières injections la moitié des positons est probablement perdue à chaque nouvelle injection. Enfin, on remarque une bosse entre les électrodes 12 et 13 dans le profil de potentiel de la configuration d’extraction (figure 5.18). Elle correspond à un espace de 15 mm entre les électrodes 11 et 12, prévu originalement pour accueillir le remodérateur. Lorsque nous avons retiré le remodérateur, nous n’avons pas resserré cet espace entre les électrodes. Ici, cela peut avoir une conséquence très néfaste, empêchant la détection des positons complètement refroidis dans leur puits de potentiel. Par exemple, la décroissance rapide caractérisée par la constante $\tau_1 \sim \gamma^{-1}$ présentée à la figure 5.21 peut correspondre à des positons se refroidissant par rayonnement synchrotron, non éjectés lors de l’ouverture de *gate2*. Nous ne pouvons pas tirer plus de conclusions avec ces éléments, cependant nous présentons dans la partie suivante quelques propriétés des charges accumulées que nous pouvons déduire de la structure temporelle du signal d’extraction.

5.8 Signal de détection des positons

Nous discutons dans cette dernière partie la structure temporelle du signal détecté sur l’écran phosphore à l’extraction, afin de mieux comprendre le mécanisme d’accumulation dans la *configu-*

ration 3. L'extraction du signal est effectuée en basculant le potentiel porté sur *gate2* à -1300 V à l'aide d'un relais rapide haute tension. Le changement de potentiel se fait en ~ 100 ns. Le signal détecté correspond donc à une mesure de temps de vol des positons entre leur région de confinement et l'écran phosphore. Ce signal nous donne des informations sur l'état du nuage de positons lors de l'accumulation. Il a été étudié en faisant varier les différents paramètres suivants :

- le temps t_A d'accumulation des positons dans le piège,
- le temps de confinement t_C des positons, défini comme le temps entre la dernière injection et l'extraction des positons,
- la présence d'un puits de potentiel dédié pour les positons (électrodes $+6$ à $+10$ à -1300 V ou -1150 V),
- la présence du plasma d'électrons pour le refroidissement des positons.

Les différentes configurations sont résumées dans le tableau 5.6. Les signaux d'extraction correspondants sont présentés dans les figures 5.22 et 5.23.

Configuration	t_A [s]	t_C [ms]	e^+ well	e^- plasma
30011	3	0.01	yes	yes
30111	3	1	yes	yes
30211	3	50	yes	yes
30311	3	100	yes	yes
30411	3	200	yes	yes
30511	3	500	yes	yes
30611	3	1000	yes	yes
31011	20	0.01	yes	yes
31001	20	0.01	no	yes
31511	20	500	yes	yes
31501	20	500	no	yes

Tableau 5.6 – Paramètres de la *configuration 3* pour l'accumulation de positons. Le nom de la configuration est la concaténation de 5 chiffres désignant respectivement la configuration de potentiel (ici *configuration 3*), le temps d'accumulation t_A , le temps de confinement t_C , la modification du puits de potentiel des positons (électrodes $+6$ à $+10$) et la modification du puits d'électrons (électrodes -3 à $+2$).

Régimes de confinement des positons La figure 5.22 montre l'allure du signal détecté après 3 secondes d'accumulation pour différents temps de confinement. La courbe rouge, qui correspond au temps de confinement de $10 \mu\text{s}$, montre deux pics distincts. On observe une nette diminution de l'amplitude du premier pic avec l'augmentation du temps de confinement, alors que le second pic semble très peu affecté. La suppression totale du premier pic est obtenue après un temps de confinement $t_C \sim 500$ ms. Ce phénomène est aussi visible après 20 s d'accumulation, en comparant les configurations 31011 et 31511 (courbes rouge et verte) sur la figure 5.23. Cela montre que deux régimes de piégeage sont observés, avec deux temps de vie très distincts. Le calcul du temps de vie de la population du premier pic est présenté dans le paragraphe suivant. La séparation des pics montre une différence de temps de vol pour chaque population, traduisant une différence de leur distribution d'énergie. Cette distribution d'énergie est difficilement quantifiable, au vu de l'incertitude sur la position initiale de la distribution, et du temps d'arrivée exact de la distribution relativement à la vitesse de transition du relais haute tension.

La différence entre les signaux détectés dans la configuration 30011 et 31011 (noir et rouge) montre que l'amplitude du second pic augmente fortement avec le temps d'accumulation, alors que l'amplitude du premier varie peu. L'augmentation du nombre de positons avec le temps

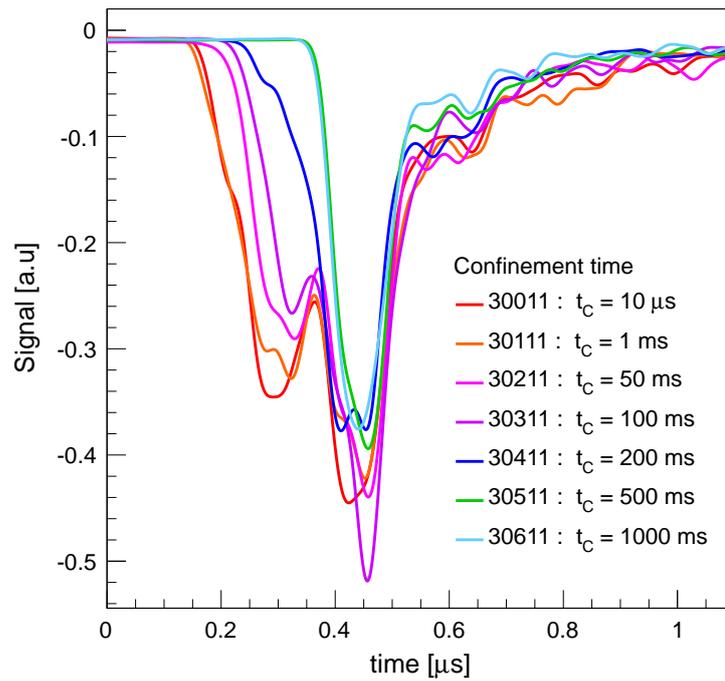


FIGURE 5.22 – Temps de vol des positons éjectés après différents temps de confinement. Les traces sont lissées pour améliorer la visibilité. Le temps d'accumulation est de 3 s.

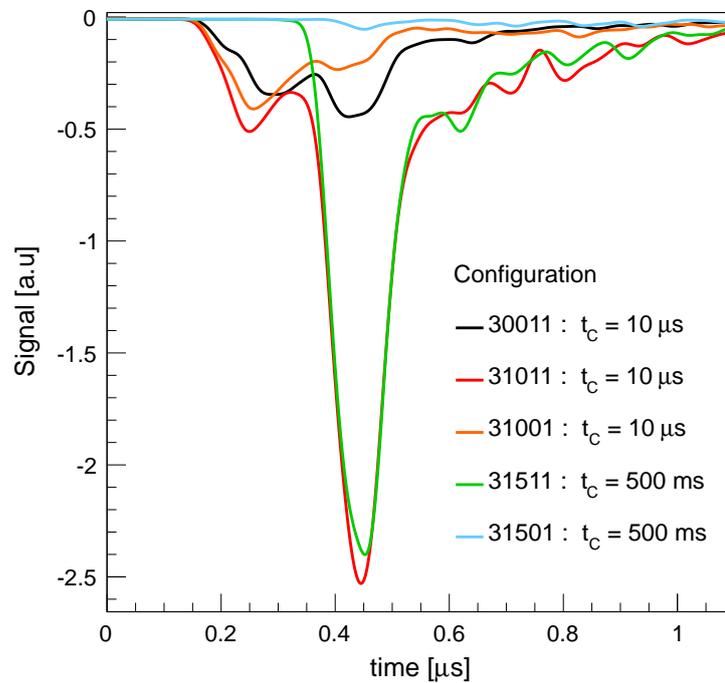


FIGURE 5.23 – Signal d'éjection des positons piégés dans différentes configurations de confinement, présentées dans le tableau 5.6. Les traces sont lissées pour améliorer la visibilité. Le temps d'accumulation est de 20 s, excepté dans la configuration 30011 où il est de 3 s.

d'accumulation, présenté à la figure 5.19, correspond donc à l'augmentation de l'amplitude du second pic. La courbe orange sur la figure 5.23 nous fournit une autre information. Lorsque l'on supprime le puits de potentiel dédié aux positons (voir figure 5.24), le second pic est supprimé alors que le premier pic subsiste. L'accumulation n'a pas eu lieu, et ne subsiste que le premier régime. Cela montre que les positons du second pic sont localisés dans le puits de potentiel de 150 V dédié à leur accumulation, ils ont donc été refroidis. Cet argument est renforcé par le fait que le temps de vol des positons du second pic est supérieur à ceux du premier pic, traduisant une température plus basse. Lorsque l'on supprime le puits de potentiel et que l'on extrait les positons après un temps de confinement de 500 ms, aucun signal n'est détecté (courbe turquoise sur la figure 5.23).

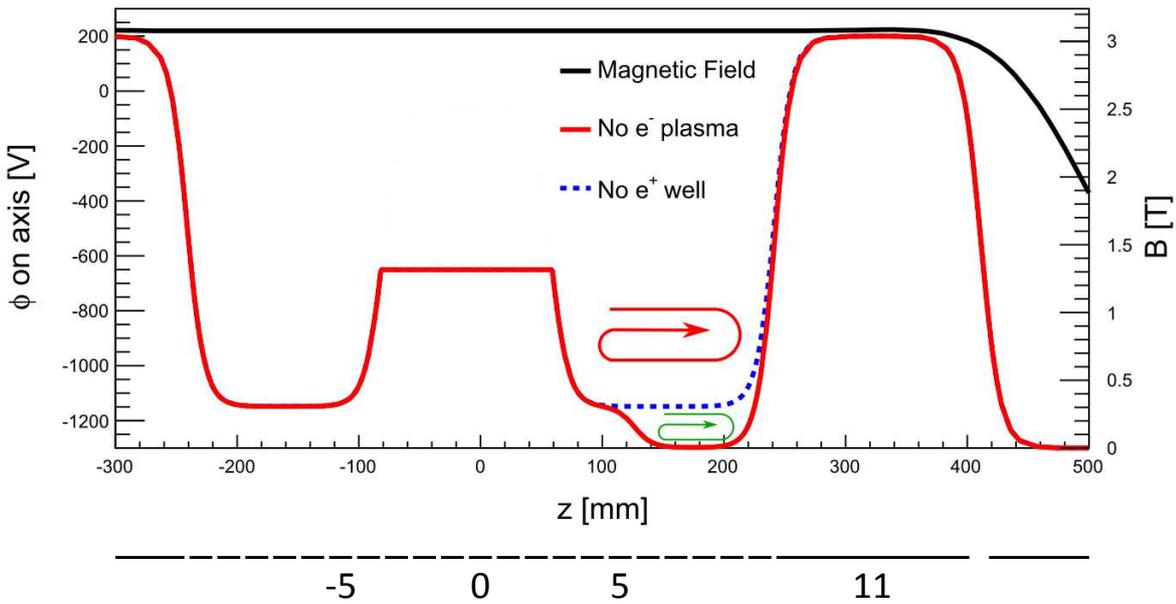


FIGURE 5.24 – *configuration 3* modifiée. Lorsque l'on teste l'accumulation de positons sans plasma d'électrons, le potentiel plasma est simulé en changeant le biais sur les électrodes du puits d'électrons. Lorsque l'on *supprime* le puits de positons, on applique un potentiel plat dans la région du puits, à $\phi_{inj} = -1150$ V. Les zones de confinement supposées des deux signaux de positons mesurés sont représentées par une flèche rouge (pic 1) et une flèche verte (pic 2). La région couvrant l'intégralité de la longueur du piège est éliminée car le potentiel porté sur *gate1* laisse sortir les positons vers l'amont du piège dans la configuration d'injection.

Temps de confinement des positons Le temps de vie de la population du premier pic est calculé en intégrant numériquement les courbes de la figure 5.22. La figure 5.25 montre l'intégrale de chaque pulse en fonction du temps de confinement. Afin de déterminer le temps de stockage τ_W de cette population, un ajustement exponentiel est réalisé avec la fonction suivante :

$$N(t) = N_A + N_W \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_W}\right) \quad (5.21)$$

où N_A représente l'intégrale du second pic (positons *froids*) après 3 secondes d'accumulation. Nous faisons l'hypothèse que l'amplitude du second pic reste constante, hypothèse acceptable d'après la figure 5.22. N_W est la valeur initiale de l'intégrale du premier pic et τ_W est le temps de vie que l'on recherche. On estime l'incertitude sur chaque mesure par la différence de valeur entre

le premier et le second point de mesure, entre lesquels on estime la décroissance du signal nul. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.7, et donnent une constante de temps caractéristique de la décroissance exponentielle $\tau_W = 236$ ms pour les positons du premier pic.

N_A	N_W	τ_W [ms]	χ^2
274 ± 26	405 ± 27	236 ± 48	5.2331

Tableau 5.7 – Paramètres de l’ajustement du temps de confinement des positons du premier pic d’éjection par la fonction (5.21).

Enfin, lorsque le plasma d’électrons n’est pas préalablement chargé, le nombre de positons piégés cesse de croître après quelques pulses injectés. Cela montre que l’accumulation des positons, traduite par l’augmentation d’amplitude du second pic, est la conséquence de l’injection du plasma d’électrons. Nous pouvons interpréter ces résultats en prêtant aux deux régimes de positons les propriétés suivantes :

1. positons relativement énergétiques, *chauds*, piégés entre le puits de potentiel des électrons et *gate2* (flèche rouge dans la figure 5.24). Ils ne sont plus refroidis dans le plasma d’électrons. Les positons s’annihilent en ~ 240 ms.
2. Positons de faible énergie longitudinale, refroidis grâce à la présence du plasma d’électrons, piégés dans leur puits de potentiel. Le temps de vie est alors bien meilleur et permet l’accroissement du second pic avec le temps d’accumulation.

Le temps caractéristique τ_W est supérieur au temps caractéristique τ_{NC} obtenu sans mettre en œuvre le refroidissement. Cela renforce l’hypothèse qu’il s’agit de positons confinés dans la région indiquée d’une flèche rouge à la figure 5.24, correspondant à des positons partiellement refroidis, d’énergie longitudinale inférieure à 500 eV. Ce temps est relativement bas par rapport au temps caractéristique de refroidissement synchrotron : le couplage hypothétique des mouvements longitudinaux et orthogonaux, notamment dans le fort gradient de champ à proximité de *gate2*, favorise plus la dérive des charges que le refroidissement par rayonnement synchrotron. Le refroidissement des positons dans le plasma d’électrons est indispensable à leur confinement dans leur puits de potentiel, bien que ce mécanisme ne puisse être directement responsable du refroidissement final leur permettant de rester confiner dans le puits de 150 V. La formation du pic d’accumulation serait donc le résultat d’un double processus de refroidissement, dont la première étape est le le refroidissement partiel dans le plasma d’électrons indispensable au second processus. Le mécanisme de refroidissement final de la technique développée par N. Oshima (voir la partie 3.1.2 page 28), impliquant la formation d’un nuage d’ions H_2^+ dans le puits de potentiel des positons, n’a pas été mis en œuvre dans ce travail. Cependant la différence radicale entre les signaux observés avec et sans la formation d’un puits pour les positons laisse penser que les positons refroidis constituant le second pic ont bien subi une étape de refroidissement finale liée à la formation du puits de potentiel. Cet argument va en faveur du refroidissement par interaction avec un nuage d’ions. En effet, le refroidissement par interaction avec le gaz résiduel ou par couplage entre le mouvement longitudinal et le mouvement transversal est indépendant de la formation de ce puits.

Conclusion Nous avons mis en évidence le mécanisme d’accroissement du nombre de charges piégées avec le nombre de pulses injectés. L’accumulation a été caractérisée et nous permet d’expliquer le comportement du nuage de positons dans le piège. Les positons piégés se comportent selon deux régimes distincts. Les positons encore *chauds* après leur injection ont un temps de vie de l’ordre de 240 ms. Ils correspondent à une fraction de positons refroidis sous la barrière de potentiel propre du plasma d’électrons. Une faible fraction d’entre eux subit une dernière étape

de refroidissement. Ce mécanisme peut impliquer l'interaction avec le gaz résiduel, le refroidissement synchrotron par couplage entre le mouvement longitudinal et le mouvement transverse, et surtout l'interaction avec un nuage d'ions H_2^+ formé dans le puits de potentiel des positons lors de l'injection des électrons dans le piège, cette dernière hypothèse étant la plus probable. C'est la composante *froide* d'accumulation, au temps de vie relativement long, supérieur à 40s. L'efficacité de refroidissement η_C correspond au taux de transfert de la composante chaude vers la composante froide, observée par l'évolution des amplitudes relatives des deux pics du signal d'extraction. L'observation de ce mécanisme a probablement été compromis par un défaut dans la configuration de potentiel du à l'espacement entre l'électrode 11 et l'électrode 12. Le signal détecté ne serait alors qu'une partie du signal réellement accumulé. L'efficacité de refroidissement η_C pourra être optimisée en revenant à une configuration optimale d'accumulation :

- Aimant supraconducteur à 5 T
- Piège refroidi à 10 K
- Large puits de potentiel parabolique d'électrons
- Réduction du gap entre l'électrode 11 et l'électrode 12
- Formation contrôlée et optimisée d'un nuage de H_2^+ pour augmenter l'efficacité de refroidissement

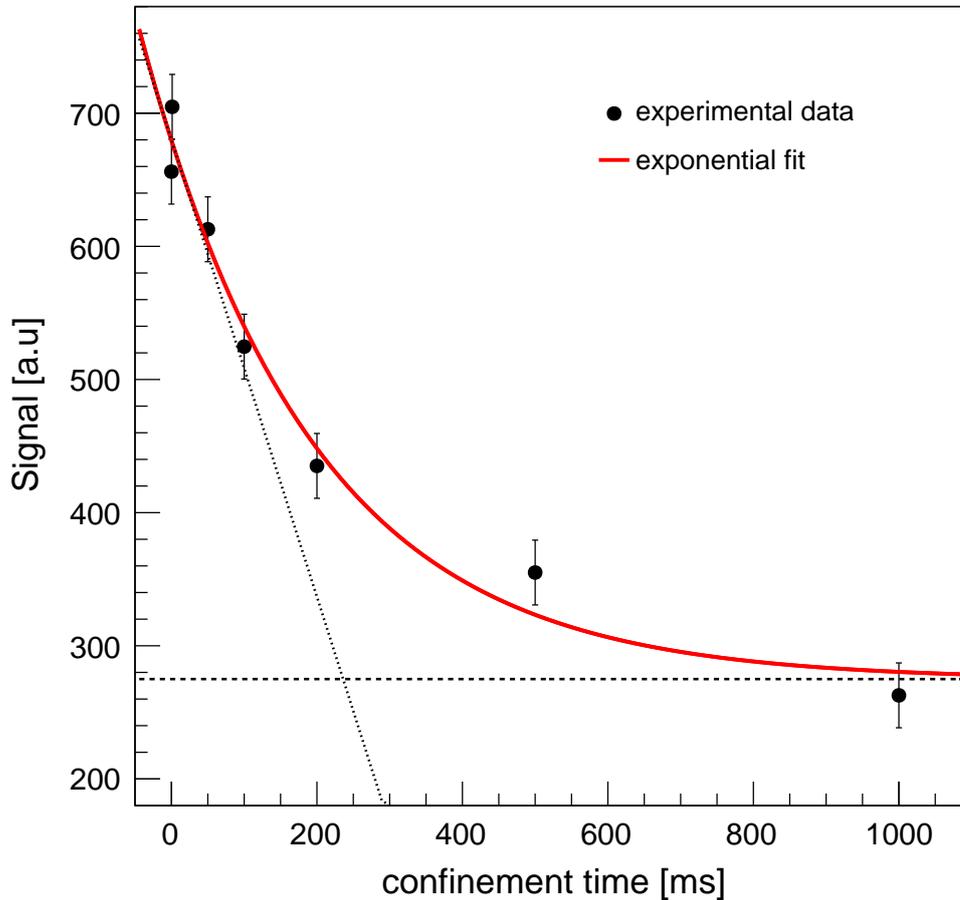


FIGURE 5.25 – Temps de vie des positons constituant le premier pic du signal d'extraction. L'ajustement des points de mesure expérimentaux avec la fonction (5.21) donne un temps de confinement $\tau_C = 236$ ms.

Conclusion

Nous présentons dans cette thèse la première accumulation de positons issus d'un faisceau pulsé produit par un accélérateur, et refroidi par un plasma d'électrons. Aucun gaz tampon n'est utilisé, garantissant un ultravide nécessaire au confinement des antiparticules. Nous montrons le confinement de 2×10^{10} électrons pendant plus de 500 s. Le chargement du plasma d'électrons dans le piège se fait en seulement quelques secondes. La méthode d'injection des positons met à profit la structure temporelle du faisceau, pour confiner chaque pulse produit par l'accélérateur. Nous présentons les résultats de compression temporelle du faisceau, l'efficacité d'injection dans le piège et l'accroissement du nombre de charges piégés avec le nombre de pulses injectés. L'accumulation et le temps de vie des charges sont caractérisés. Ces résultats forment la base expérimentale pour entreprendre les études systématiques qui permettront d'améliorer les performances de la méthode d'accumulation, afin d'atteindre les valeurs requises par le cahier des charges de l'injecteur de positons de GBAR, présentées dans le tableau 5.8 à la page suivante.

L'étude de l'injection dans le piège montre que le faisceau de positons lents issu de l'accélérateur a une émittance plus élevée que le faisceau produit par la source au ^{22}Na et le modérateur au néon solide utilisée précédemment au RIKEN. Un effort doit être fourni, notamment sur le transport du faisceau, pour réduire la dispersion d'énergie transverse du faisceau à ~ 1 eV à l'entrée du piège, afin d'améliorer l'efficacité d'injection actuelle, mesurée à 4%. L'efficacité d'accumulation des positons injectés dans le piège est de l'ordre de 1%. Ce résultat a été obtenu malgré un défaut de maintenance du système cryogénique de l'aimant supraconducteur. La remise en service de l'expérience dans des conditions optimales devrait augmenter significativement le refroidissement des positons, et par conséquent leur accumulation. La formation d'un nuage d'ions H_2^+ devra être mis en œuvre pour augmenter encore cette efficacité, afin d'obtenir les 70% spécifiés par le cahier des charges. Enfin l'accumulation massive des charges nécessitera un ajustement de la configuration de potentiel pendant l'injection, pour augmenter la capacité de stockage jusqu'à $10^{10} e^+$.

L'optimisation de l'extraction des positons du piège vers la chambre de réaction est aussi un point clé pour la formation de nuages denses de positroniums. L'extraction d'un plasma dense d'électrons en 70 ns a été réalisé au RIKEN sur l'écran phosphore en sortie du piège. Nous présentons ici l'extraction des charges accumulées en ~ 200 ns. Cependant la charge d'espace du plasma dans un puits de 1 kV, nécessaire à l'accumulation de $10^{10} e^+$, se répercute par un élargissement de la distribution temporelle lors du transport après extraction. La remodération des positons est envisagée pour réduire la dispersion temporelle à moins de 100 ns sur la chambre de réaction. La compression temporelle du faisceau à l'aide d'un *buncher* est une autre option envisageable. La taille caractéristique du faisceau de positons en sortie du piège est aussi un enjeu. Avec un rayon du plasma de positons estimé à $400 \mu\text{m}$, le rayon du faisceau dans un champ magnétique de transport de 8 mT est de 1 cm. La focalisation du faisceau sur la chambre de réaction, soit une surface caractéristique de 1 mm^2 , est donc un défi pour l'optique de transport des positons en aval du piège. La technique du *rotating wall* pourra aider à réduire la taille du plasma : l'utilisation d'un champ électrique tournant de 100 MHz devrait permettre de gagner un facteur 2 sur le rayon du faisceau.

	Performances visées	Performances visées	Résultats obtenus
	GBAR CERN	Démonstrateur Saclay	Démonstrateur Saclay
Flux d'électrons (e^-/s)	1.25×10^{15}	4.5×10^{14}	4.5×10^{14}
Conversion (e^+ lents/ e^-)	3×10^{-7}	2.2×10^{-8}	$4. \times 10^{-9}$
Flux de positons (e^+ lents/s)	3×10^8	10^7	$2. \times 10^6$
Focalisation en temps		60 %	25 %
Transport		90 %	80 %
Transmission miroir		90 %	20 %
Efficacité de refroidissement		70 %	1.1 %
Efficacité d'accumulation	70 %	34 %	0.044 %
Accumulation (e^+ /pulse)	7×10^5	1.7×10^4	4.4
Accumulation (e^+ /s)	2.1×10^8	3.4×10^6	880

Tableau 5.8 – Performances relatives entre l'expérience GBAR au CERN et le démonstrateur de Saclay. La première colonne indique les spécifications de l'injecteur de positons requises pour GBAR au CERN, la seconde colonne indique les performances attendues pour le démonstrateur de Saclay et la dernière colonne présente les résultats obtenus. L'efficacité d'accumulation correspond au produit de l'efficacité de focalisation temporelle avec l'efficacité de transport, la transmission dans le miroir et l'efficacité de refroidissement. Les valeurs moyennées par seconde tiennent compte d'une fréquence linac de 200 Hz à Saclay, 300 Hz au CERN.

Bibliographie

- E.G. Adelberger, B.R. Heckel, C.W. Stubbs, and Y. Su. Does Antimatter Fall with the Same Acceleration as Ordinary Matter? *Physical Review Letters*, 66(7) :850–853, 1991.
[doi: 10.1103/PhysRevLett.66.850](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.850).
- E.G. Adelberger, J.H. Gundlach, B.R. Heckel, S. Hoedl, and S. Schlamminger. Torsion balance experiments : A low-energy frontier of particle physics. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 62(1) :102–134, 2009.
[doi: 10.1016/j.ppnp.2008.08.002](https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2008.08.002).
- N. Alberola, T. Anthonioz, A. Badertscher, C. Bas, A.S. Belov, P. Crivelli, S.N. Gninenko, N.A. Golubev, M.M. Kirsanov, A. Rubbia, and D. Sillou. Development of a high-efficiency pulsed slow positron beam for measurements with orthopositronium in vacuum. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 560(2) :224–232, 2006.
[doi: 10.1016/j.nima.2006.01.025](https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.01.025).
- M. Amoretti, C. Amsler, G. Bonomi, A. Bouchta, P. Bowe, C. Carraro, C.L. Cesar, M. Charlton, M.J.T. Collier, M. Doser, V. Filippini, K.S. Fine, A. Fontana, M.C. Fujiwara, R. Funakoshi, P. Genova, J.S. Hangst, R.S. Hayano, M.H. Holzschneider, L.V. Jørgensen, V. Lagomarsino, R. Landua, D. Lindelöf, E. Lodi Rizzini, M. Macrì, N. Madsen, G. Manuzio, M. Marchesotti, P. Montagna, H. Pruys, C. Regenfus, P. Riedler, J. Rochet, A. Rotondi, G. Rouleau, G. Testera, A. Variola, T.L. Watson, and D.P. van der Werf. Production and detection of cold antihydrogen atoms. *Nature*, 419 :456–459, 2002.
[doi: 10.1038/nature01096](https://doi.org/10.1038/nature01096).
- C.D. Anderson. The Positive Electron. *Physical Review*, 43(6) :491–494, 1933.
[doi: 10.1103/PhysRev.43.491](https://doi.org/10.1103/PhysRev.43.491).
- G.B. Andresen, M.D. Ashkezari, M. Baquero-Ruiz, W. Bertsche, P.D. Bowe, E. Butler, P.T. Carpenter, C.L. Cesar, S. Chapman, M. Charlton, J. Fajans, T. Friesen, M.C. Fujiwara, D.R. Gill, J.S. Hangst, W.N. Hardy, M.E. Hayden, A.J. Humphries, J.L. Hurt, R. Hydomako, S. Jonsell, N. Madsen, S. Menary, P. Nolan, K. Olchanski, A. Olin, A. Povilus, P. Pusa, F. Robicheaux, E. Sarid, D.M. Silveira, C. So, J.W. Storey, R.I. Thompson, D.P. van der Werf, J.S. Wurtele, and Y. Yamazaki. Autoresonant Excitation of Antiproton Plasmas. *Physical Review Letters*, 106(2) :025002–5, 2011.
[doi: 10.1103/PhysRevLett.106.025002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.025002).
- A. Apostolakis, E. Aslanides, G. Backenstoss, P. Bargassa, O. Behnke, A. Benelli, V. Bertin, F. Blanc, P. Bloch, P. Carlson, M. Carroll, E. Cawley, G. Chardin, M.B. Chertok, M. Danielsson, M. Dejardin, J. Derre, A. Ealet, C. Eleftheriadis, L. Faravel, W. Fetscher, M. Fidecaro, A. Filipčič, D. Francis, J. Fry, E. Gabathuler, R. Gamet, H.-J. Gerber, A. Go, A. Haselden, P.J. Hayman, F. Henry-Couannier, R.W. Hollander, K. Jon-And, P.-R. Kettle, P. Kokkas, R. Kreuzer, R. Le Gac, F. Leimgruber, I. Mandić, N. Manthos, G. Marel, M. Mikuž, J. Miller,

- F. Montanet, A. Muller, T. Nakada, B. Pagels, I. Papadopoulos, P. Pavlopoulos, G. Polivka, R. Rickenbach, B.L. Roberts, T. Ruf, L. Sakeliou, M. Schäfer, L.A. Schaller, T. Schietinger, A. Schopper, L. Tauscher, C. Thibault, F. Touchard, C. Touramanis, C.W.E. Van Eijk, S. Vlachos, P. Weber, O. Wigger, M. Wolter, D. Zavrtnik, D. Zimmerman, John Ellis, N.E. Mavromatos, and D.V. Nanopoulos. Tests of the Equivalence Principle with neutral kaons. *Physics Letters B*, 452(3–4) :425–433, 1999.
[doi: 10.1016/S0370-2693\(99\)00271-3](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00271-3).
- M.D. Barrett, B. DeMarco, T. Schaetz, V. Meyer, D. Leibfried, J. Britton, J. Chiaverini, W.M. Itano, B. Jelenković, J.D. Jost, C. Langer, T. Rosenband, and D.J. Wineland. Sympathetic cooling of ${}^9\text{Be}^+$ and ${}^{24}\text{Mg}^+$ for quantum logic. *Physical Review A*, 68(4) :042302–8, 2003.
[doi: 10.1103/PhysRevA.68.042302](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.68.042302).
- L.S. Brown and G. Gabrielse. Geonium theory : Physics of a single electron or ion in a Penning trap. *Reviews of Modern Physics*, 58(1) :233–311, 1986.
[doi: 10.1103/RevModPhys.58.233](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.58.233).
- R.E. Brown. Proposed measurement of the gravitational acceleration of the antiproton. *AIP Conference Proceedings*, 150 :436–444, 1986.
[doi: 10.1063/1.36165](https://doi.org/10.1063/1.36165).
- G. Chardin, P. Grandemange, D. Lunney, V. Manea, A. Badertscher, P. Crivelli, A. Curioni, A. Marchionni, B. Rossi, A. Rubbia, V. Nesvizhevsky, P.-A. Hervieux, G. Manfredi, P. Comini, P. Debu, P. Dupré, L. Liskay, B. Mansoulié, P. Pérez, J.-M. Rey, N. Ruiz, Y. Sacquin, A. Voronin, F. Biraben, P. Cladé, A. Douillet, A. Gérardin, S. Guellati, L. Hilico, P. Indelicato, A. Lambrecht, R. Guérout, J.-P. Karr, F. Nez, S. Reynaud, V.-Q. Tran, A. Mohri, Y. Yamazaki, M. Charlton, S. Eriksson, N. Madsen, D.-P. van der Werf, N. Kuroda, H. Torii, and Y. Nagashima. Proposal to measure the Gravitational Behaviour of Antihydrogen at Rest. Technical Report CERN-SPSC-2011-029 ; SPSC-P-342, CERN, 2011.
[url : http://cds.cern.ch/record/1386684/files/SPSC-P-342.pdf?version=1](http://cds.cern.ch/record/1386684/files/SPSC-P-342.pdf?version=1).
- A.E. Charman and The ALPHA Collaboration. Description and first application of a new technique to measure the gravitational mass of antihydrogen. *Nature Communications*, 4 : 1785–9, 2013.
[doi: 10.1038/ncomms2787](https://doi.org/10.1038/ncomms2787).
- P. Comini and P.-A. Hervieux. $\bar{\text{H}}^+$ ion production from collisions between antiprotons and excited positronium : cross sections calculations in the framework of the GBAR experiment. *New Journal of Physics*, 15(9) :095022–33, 2013.
[doi: 10.1088/1367-2630/15/9/095022](https://doi.org/10.1088/1367-2630/15/9/095022).
- R.C. Davidson. *Physics of Nonneutral Plasmas*. Imperial College Press, 2001. ISBN 978-1860943034.
[url : http://www.worldscientific.com/worldscibooks/10.1142/p251](http://www.worldscientific.com/worldscibooks/10.1142/p251).
- P. Debu. GBAR. *Hyperfine Interactions*, 212(1-3) :51–59, 2012.
[doi: 10.1007/s10751-011-0379-4](https://doi.org/10.1007/s10751-011-0379-4).
- P. Debu, P. Perez, and Y. Sacquin. Performances du linac SELMA : étude à l’aide du spectromètre d’AIRIX. Technical report, CEA/DSM/IRFU/SPP, 2011.
- H. Dehmelt. Experiments with an isolated subatomic particle at rest. *Reviews of Modern Physics*, 62(3) :525–531, 1990.
[doi: 10.1103/RevModPhys.62.525](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.62.525).

- P.A.M. Dirac. The quantum Theory of the Electron. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 117(778) :610–624, 1928.
[url : http://www.jstor.org/stable/10.2307/94981](http://www.jstor.org/stable/10.2307/94981).
- D.H.E. Dubin and T.M. O’Neil. Trapped nonneutral plasmas, liquids, and crystals (the thermal equilibrium states). *Reviews of Modern Physics*, 71(1) :87–172, 1999.
[doi: 10.1103/RevModPhys.71.87](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.71.87).
- P. Dupré. *Piégeage de positons dans un piège de Penning-Malmberg, en vue de leur accumulation avec un faisceau pulsé*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6, 2011.
[url : http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00671574](http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00671574).
- P. Dupré. A new scheme to accumulate positrons in a Penning-Malmberg trap with a linac-based positron pulsed source. *AIP Conference Proceedings*, 1521 :113–122, 2013.
[doi: 10.1063/1.4796067](https://doi.org/10.1063/1.4796067).
- Y. Enomoto, N. Kuroda, K. Michishio, C.H. Kim, H. Higaki, Y. Nagata, Y. Kanai, H.A. Torii, M. Corradini, M. Leali, E. Lodi-Rizzini, V. Mascagna, L. Venturelli, N. Zurlo, K. Fujii, M. Ohtsuka, K. Tanaka, H. Imao, Y. Nagashima, Y. Matsuda, B. Juhász, A. Mohri, and Y. Yamazaki. Synthesis of Cold Antihydrogen in a Cusp Trap. *Physical Review Letters*, 105(24) :243401–4, 2010.
[doi: 10.1103/PhysRevLett.105.243401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.243401).
- D.A. Fischer, K.G. Lynn, and D.W. Gidley. High-resolution angle-resolved positron reemission spectra from metal surfaces. *Physical Review B*, 33(7) :4479–4492, 1986.
[doi: 10.1103/PhysRevB.33.4479](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.33.4479).
- R. Funakoshi, M. Amoretti, G. Bonomi, P.D. Bowe, C. Canali, C. Carraro, C.L. Cesar, M. Charlton, M. Doser, A. Fontana, M.C. Fujiwara, P. Genova, J.S. Hangst, R.S. Hayano, L.V. Jørgensen, A. Kellerbauer, V. Lagomarsino, R. Landua, E. Lodi Rizzini, M. Macrì, N. Madsen, G. Manuzio, D. Mitchard, P. Montagna, L.G.C. Posada, A. Rotondi, G. Testera, A. Variola, L. Venturelli, D.P. van der Werf, Y. Yamazaki, and N. Zurlo. Positron plasma control techniques for the production of cold antihydrogen. *Physical Review A*, 76(1) :012713–8, 2007.
[doi: 10.1103/PhysRevA.76.012713](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.76.012713).
- G. Gabrielse, A. Khabbaz, D.S. Hall, C. Heimann, H. Kalinowsky, and W. Jhe. Precision Mass Spectroscopy of the Antiproton and Proton Using Simultaneously Trapped Particles. *Physical Review Letters*, 82 :3198–3201, 1999.
[doi: 10.1103/PhysRevLett.82.3198](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.3198).
- G. Gabrielse, N.S. Bowden, P. Oxley, A. Speck, C.H. Storry, J.N. Tan, M. Wessels, D. Grzonka, W. Oelert, G. Schepers, T. Seifick, J. Walz, H. Pittner, T.W. Hänsch, and E.A. Hessels. Driven Production of Cold Antihydrogen and the First Measured Distribution of Antihydrogen States. *Physical Review Letters*, 89(23) :233401–4, 2002.
[doi: 10.1103/PhysRevLett.89.233401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.233401).
- E.M. Hollmann, F. Anderegg, and C.F. Driscoll. Confinement and manipulation of non-neutral plasmas using rotating wall electric fields. *Physics of Plasmas*, 7(7) :2776–2789, 2000.
[doi: 10.1063/1.874128](https://doi.org/10.1063/1.874128).
- L.V. Jørgensen, M. Amoretti, G. Bonomi, P.D. Bowe, C. Canali, C. Carraro, C.L. Cesar, M. Charlton, M. Doser, A. Fontana, M.C. Fujiwara, R. Funakoshi, P. Genova, J.S. Hangst, R.S. Hayano, A. Kellerbauer, V. Lagomarsino, R. Landua, E. Lodi Rizzini, M. Macrì, N. Madsen, D. Mitchard, P. Montagna, A. Rotondi, G. Testera, A. Variola, L. Venturelli, D.P. van der

- Werf, and Y. Yamazaki. New Source of Dense, Cryogenic Positron Plasmas. *Physical Review Letters*, 95(2) :025002–5, 2005.
[doi: 10.1103/PhysRevLett.95.025002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.025002).
- L.D. Landau and E.M. Lifshitz. *Mechanics, Third Edition*. Elsevier, 1976. ISBN 978-0750628960.
- M.A. Leontovich and H. Lashinsky. *Reviews of Plasma Physics*, volume 4, chapter Coulomb collisions in a fully ionized plasma. Consultant bureau, New York, 1966.
- J.H. Malmberg and J.S. deGrassie. Properties of Nonneutral Plasma. *Physical Review Letters*, 35(9) :577–580, 1975.
[doi: 10.1103/PhysRevLett.35.577](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.35.577).
- J.P. Merrison, M. Charlton, P. Aggerholm, H. Knudsen, D.P. van der Werf, J. Clarke, and M.R. Poulsen. Development and applications of time-bunched and velocity-selected positron beams. *Review of Scientific Instruments*, 74(7) :3284–3292, 2003.
[doi: 10.1063/1.1581390](https://doi.org/10.1063/1.1581390).
- A.P. Mills Jr. Time bunching of slow positrons for annihilation lifetime and pulsed laser photon absorption experiments. *Applied Physics*, 276(3) :273–276, 1980.
[doi: 10.1007/BF00899876](https://doi.org/10.1007/BF00899876).
- A.P. Mills Jr. and E.M. Gullikson. Solid neon moderator for producing slow positrons. *Applied Physics Letters*, 49(17) :1121–1123, 1986.
[doi: 10.1063/1.97441](https://doi.org/10.1063/1.97441).
- A.P. Mills Jr. and M. Leventhal. Can we measure the gravitational free fall of cold Rydberg state positronium? *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 192(1–2) :102–106, 2002.
[doi: 10.1016/S0168-583X\(02\)00789-9](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(02)00789-9).
- T. Mohamed. Successful production of non-neutral electron plasma of high density in the multi-ring trap. *Plasma Devices and Operations*, 192(3) :181–188, 2008.
[doi: 10.1080/10519990802259460](https://doi.org/10.1080/10519990802259460).
- T. Mohamed, H. Imao, N. Oshima, A. Mohri, and Y. Yamazaki. Fast electron accumulation and its mechanism in a harmonic trap under ultrahigh vacuum conditions. *Physics of Plasmas*, 18(3) :032507–5, 2011.
[doi: 10.1063/1.3562501](https://doi.org/10.1063/1.3562501).
- T. Mohamed, A. Mohri, and Y. Yamazaki. Comparison of non-neutral electron plasma confinement in harmonic and rectangular potentials in a very dense regime. *Physics of Plasmas*, 20(1) :012502–6, 2013.
[doi: 10.1063/1.4773900](https://doi.org/10.1063/1.4773900).
- A. Mohri. Energy tail Generation of An Electron Beam at Injection into a Higher Magnetic Field. Technical report, GBAR collaboration internal notes, 2012.
- A. Mohri, H. Higaki, Y. Yamazawa, M. Aoyagi, T. Yuyama, and T. Michishita. Confinement of Nonneutral Spheroidal Plasmas in Multi-Ring Electrode Traps. *Japan Journal of Applied Physics*, 37 :664–670, 1998.
[doi: 10.1143/JJAP.37.664](https://doi.org/10.1143/JJAP.37.664).
- T.J. Murphy and C.M. Surko. Positron trapping in an electrostatic well by inelastic collisions with nitrogen molecules. *Physical Review A*, 46(9) :5696–5705, 1992.
[doi: 10.1103/PhysRevA.46.5696](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.46.5696).

- M.M. Nieto and T. Goldman. The arguments against "antigravity" and the gravitational acceleration of antimatter. *Physics Reports*, 205(5) :221–281, 1991.
doi: [10.1016/0370-1573\(91\)90138-C](https://doi.org/10.1016/0370-1573(91)90138-C).
- N. Oshima, T.M. Kojima, D. Dumitriu, A. Mohri, T. Kambara, Y. Kanai, Y. Nakai, M. Wada, and Y. Yamazaki. A new positron accumulator with electron plasma. *RIKEN Review*, 31 : 65–69, 2000.
url : http://www.riken.jp/ap/mci/main/activities/paperlist/riken_review_oshima.pdf.
- N. Oshima, T.M. Kojima, M. Niigaki, A. Mohri, K. Komaki, Y. Iwai, and Y. Yamazaki. Development of a cold HCI source for ultra-slow collisions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 205 :178–182, 2003.
doi: [10.1016/S0168-583X\(02\)01945-6](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(02)01945-6).
- N. Oshima, T. Kojima, M. Niigaki, A. Mohri, K. Komaki, and Y. Yamazaki. New Scheme for Positron Accumulation in Ultrahigh Vacuum. *Physical Review Letters*, 93(19) :195001–4, 2004.
doi: [10.1103/PhysRevLett.93.195001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.195001).
- S. Pakvasa, W.A. Simmons, and T.J. Weiler. Test of equivalence principle for neutrinos and antineutrinos. *Physical Review D*, 39(6) :1761–1763, 1989.
doi: [10.1103/PhysRevD.39.1761](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.39.1761).
- W. Paul. Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Reviews of Modern Physics*, 62(3) :531–542, 1990.
doi: [10.1103/RevModPhys.62.531](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.62.531).
- P.J.E. Peebles and B. Ratra. The cosmological constant and dark energy. *Reviews of Modern Physics*, 75(2) :559–606, 2003.
doi: [10.1103/RevModPhys.75.559](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.559).
- P. Perez and Y. Sacquin. The GBAR experiment : gravitational behaviour of antihydrogen at rest. *Classical and Quantum Gravity*, 29(18) :184008, 2012.
doi: [10.1088/0264-9381/29/18/184008](https://doi.org/10.1088/0264-9381/29/18/184008).
- J.-M. Rey, V. Blideanu, M. Carty, G. Coulloux, A. Curtioni, O. Delferrière, F. Forest, J.L. Lancelot, L. Liskay, D. Neuvéglise, P. Pérez, and N. Ruiz. A High Intensity Positron Source at Saclay : The SOPHI Project. *AIP Conference Proceedings*, 1099 :944–947, 2009.
doi: [10.1063/1.3120198](https://doi.org/10.1063/1.3120198).
- N. Ruiz. *Etude et réalisation d'un faisceau de positons lents*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6, 2011.
- J. Scherk. Antigravity : A crazy idea? *Physics Letters B*, 88(3–4) :265–267, 1979.
doi: [10.1016/0370-2693\(79\)90463-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(79)90463-5).
- S. Schlamminger, K.-Y. Choi, T.A. Wagner, J.H. Gundlach, and E.G. Adelberger. Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance. *Physical Review Letters*, 100 :041101–4, 2008.
doi: [10.1103/PhysRevLett.100.041101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.041101).
- A.Yu. Voronin, P. Froelich, and V.V. Nesvizhevsky. Gravitational quantum states of Antihydrogen. *Physical Review A*, 83(3) :032903–10, 2011.
doi: [10.1103/PhysRevA.83.032903](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.032903).

J. Walz and T.W. Hänsch. A Proposal to Measure Antimatter Gravity Using Ultracold Antihydrogen Atoms. *General Relativity and Gravitation*, 36(3) :561–570, 2004.

doi: [10.1023/B:GERG.0000010730.93408.87](https://doi.org/10.1023/B:GERG.0000010730.93408.87).

F.C. Witteborn and W.M. Fairbank. Experimental Comparison of the Gravitational Force on Freely Falling Electrons and Metallic Electrons. *Physical Review Letters*, 19(18) :1049–1052, 1967.

doi: [10.1103/PhysRevLett.19.1049](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1049).

Résumé

L'expérience GBAR - *Gravitational Behaviour of Antihydrogen at Rest* - est conçue pour réaliser un test direct du principe d'équivalence faible sur l'antimatière. Son objectif est de mesurer l'accélération d'un antiatome d'hydrogène en chute libre, appelée \bar{g} . Son originalité réside dans la production d'antiions \bar{H}^+ pour appliquer le refroidissement sympathique afin d'obtenir une température de l'ordre du μK , indispensable à la réalisation de la mesure. Les ions \bar{H}^+ sont produits par les réactions $\bar{p} + Ps \rightarrow \bar{H} + e^-$, puis $\bar{H} + Ps \rightarrow \bar{H}^+ + e^-$, où \bar{p} représente l'antiproton et Ps le positronium, l'état lié entre le positon et l'électron. Pour produire la quantité de Ps nécessaire à l'expérience GBAR, 2×10^{10} positons doivent être injectés sur une cible mésoporeuse de SiO_2 en moins de 100 ns. Un tel flux nécessite l'accumulation et le refroidissement des positons dans un piège à particules.

Cette thèse décrit l'injecteur de positons en phase de démonstration à Saclay pour l'expérience GBAR. Il est constitué d'un piège de Penning-Malmberg (emprunté au laboratoire du RIKEN) alimenté par un faisceau de positons lents. Un accélérateur linéaire d'électrons de 4.3 MeV produit le faisceau pulsé de positons en tirant sur une cible de tungstène, modéré ensuite par un modérateur constitué de multiples couches de grilles de tungstène. Le flux de positons lents est de $10^4 e^+/\text{pulse}$, soit $2 \times 10^6 e^+/\text{s}$ à 200 Hz. Nous présentons dans ce document la toute première accumulation de positons produit par un accélérateur (plutôt qu'une source radioactive), et leur refroidissement dans un plasma de 2×10^{10} électrons préalablement chargés dans le piège.

The *Gravitational Behaviour of Antihydrogen at Rest* experiment - GBAR - is designed to perform a direct measurement of the weak equivalence principle on antimatter by measuring the acceleration (\bar{g}) of antihydrogen atoms in free fall. Its originality is to produce \bar{H}^+ ions and use sympathetic cooling to achieve μK temperature. \bar{H}^+ ions are produced by the reactions $\bar{p} + Ps \rightarrow \bar{H} + e^-$, and $\bar{H} + Ps \rightarrow \bar{H}^+ + e^-$, where \bar{p} is an antiproton and Ps stands for positronium, the bound-state of a positron and an electron. To produce enough Ps atoms, 2×10^{10} positrons must be impinged on a porous SiO_2 target within 100 ns. Such an intense flux requires the accumulation (collection and cooling) of the positrons in a particle trap.

This thesis describes the injector being commissioned at CEA Saclay for GBAR. It consists of a Penning-Malmberg trap (moved from RIKEN) fed by a slow positron beam. A 4.3 MeV linear accelerator shooting electrons on a tungsten target produces the pulsed positron beam, which is moderated by a multi-grid tungsten moderator. The slow positron flux is $10^4 e^+/\text{pulse}$, or $2 \times 10^6 e^+/\text{s}$ at 200 Hz. This work presents the first ever accumulation of low-energy positrons produced by an accelerator (rather than a radioactive source) and their cooling by a prepared reservoir of 2×10^{10} cold electrons.