



HAL
open science

Etude d'un profileur optique de faisceaux intenses de protons par absorption laser

Bruno Pottin

► **To cite this version:**

Bruno Pottin. Etude d'un profileur optique de faisceaux intenses de protons par absorption laser. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2001. Français. NNT : . tel-00001420

HAL Id: tel-00001420

<https://theses.hal.science/tel-00001420>

Submitted on 14 Jun 2002

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.

N° D'ORDRE :

Université de Paris XI - Orsay
Institut de Physique Nucléaire

THESE

Présentée

Pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

PAR

Bruno POTTIN

Sujet : **ETUDE D'UN PROFILEUR OPTIQUE DE FAISCEAUX
INTENSES DE PROTONS PAR ABSORPTION LASER**

Soutenue le 18 octobre 2001 devant la Commission d'examen composé de :

R. ANNE	Rapporteur
P. AUSSET	
P.-Y. BEAUVAIS	Rapporteur
J.-M. LOISEAUX	
A. C. MUELLER	Directeur de thèse
J.-P. ROZET	Président

Remerciements

Au cours de ma thèse, j'ai eu la chance de rencontrer de nombreuses personnes qui ont toutes contribué à son aboutissement. Je m'excuse, doré et déjà, de ne pas toutes les nommer car la liste serait trop longue. Sachez toutefois que je suis conscient de l'aide que vous m'avez apportée et je vous en remercie.

Je tiens aussi à remercier Alex Mueller, directeur de la Division Accélérateur de l'institut de Physique Nucléaire d'Orsay, d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse et de m'avoir soutenu tout au long de ses trois années au sein de l'institut.

Je remercie également Patrick Ausset et Pierre-Yves Beauvais pour leur accueil au sein de leurs groupes respectifs : le groupe diagnostics et l'équipe de la source SILHI.

Un GRAND MERCI à Bernard Monsanglant. Il m'a fait profiter de son expérience dans le domaine expérimental. Le temps, trop court à mon goût, passé à ses côtés m'a été très bénéfique.

Je remercie aussi Saïd Essabaa sans qui beaucoup de choses n'auraient pas pu être possible. De plus, ses connaissances, tant dans la physique atomique que dans l'instrumentation laser m'ont été très bénéfique pour l'avancée de mes travaux.

Au cours de ce travail, de nombreuses expériences ont eu lieu sur la source SILHI, je remercie donc Raphaël Gobin pour sa sympathie et sa disponibilité qui ont permis des "exploits" expérimentaux afin d'aboutir à l'obtention de résultats cohérents.

Je tiens aussi à remercier Gérard Gousset, du LPGP, qui m'a beaucoup aidé lors des études théoriques de la physique des plasma.

Je remercie Rémy Anne et Pierre-Yves Beauvais pour avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse et d'y avoir porté un fort intérêt. Je remercie également Patrick Ausset, Jean-Marie Loiseaux, et Jean-Pierre Rozet de m'avoir fait l'honneur de participer au jury de ma thèse.

Enfin, je voudrais exprimer ma gratitude à des gens trop souvent oubliés mais sans qui les expériences ne pourraient exister, les techniciens : Alain Boulot, Robert Gacougnolle, Pierre Julou, Philippe Menny, Georges Charruau, Yannick Gauthier, Francis Harrault et Pierre-Alain Leroy.

Un dernier remerciement à mes compagnons de repas tant à l'IPN qu'au CEA, pour leur bonne humeur et la bonne ambiance qui en découle.

Table des matières

I.	INTRODUCTION GENERALE	7
I.1	Pourquoi les protons hautes intensités ?	7
I.2	Les accélérateurs "fort courant"	9
I.3	Le projet IPHI	11
I.3.1	La source SILHI et la ligne de transport basse énergie	12
I.3.2	Le RFQ (Radio Frequency Quadrupole) et le DTL (Drift Tube Linac)	14
I.3.3	La ligne diagnostics	15
I.4	Organisation de la thèse	16
	Références	17
II.	LES DIAGNOSTICS DE FAISCEAUX INTENSES	19
II.1	Rôle des diagnostics - Grandeurs à mesurer	19
II.2	Description des diagnostics	20
II.2.1	La mesure de courant	21
II.2.2	La mesure de position	21
II.2.3	La mesure de profil du faisceau et de l'émittance transverse	21
II.2.4	Mesure de l'énergie et de la dispersion en énergie	22
II.2.5	Diagnostics spécifiques	22
II.3	La ligne diagnostics d'IPHI	23
II.4	Les mesures de profils	24
II.4.1	Profileurs à émission secondaire	24
II.4.2	Profileurs à ionisation du gaz résiduel	26
II.4.3	Profileurs à écrans luminescents	26
	Conclusion	27
	Annexes	28
II.A1	Description de la mesure de compensation de charge d'espace	29
II.A1.1	Qu'est-ce que la charge d'espace ?	29
II.A1.2	La compensation	29
II.A1.3	Le taux de compensation de charge d'espace	31
II.A1.4	L'analyseur d'énergie à 4 grilles	33
II.A1.4.1	Principe de fonctionnement	33
II.A1.4.2	Mesure typique	34
II.A1.4.3	Mesure de compensation sur la LBE	35
	Références	38

III. SPECTROSCOPIE DU GAZ RESIDUEL	41
III.1 Montage expérimental	42
III.2 Analyse de la luminescence	43
III.3 Cinétique de la collision $H^+ + H_2$	46
III.3.1 Bibliographie sur l'interaction $H^+ + H_2$	46
III.3.2 Description de l'interaction $H^+ + H_2$	47
III.3.3 Bilan des espèces	52
III.4 Les sources de luminescence	53
III.4.1 Protons incidents de 95 keV	53
III.4.2 Particules H à 95 keV	54
III.4.3 Particules H et H_2 froids	54
III.4.4 Particules H^+ et H_2^+ froids	55
III.4.5 Les électrons	56
Conclusion	61
Annexes	62
III.A1 Sensibilité spectrale du PM ORIEL 77348	63
III.A2 Niveaux d'énergie de l'hydrogène atomique et moléculaire	64
Références	66
IV. SPECTROSCOPIE DES GAZ INJECTES	69
IV.1 Système mécanique – Impact sur le faisceau	69
IV.2 Injection de H_2	73
IV.2.1 Mesure des spectres	73
IV.2.1 Variation de l'intensité du faisceau de protons	75
IV.2.2 Variation de la pression de H_2 injecté	77
IV.3 Injection de Ar	78
IV.3.1 Variation de l'intensité du faisceau de protons	81
IV.3.2 Variation de la pression d'Ar injecté	83
IV.4 Injection de Kr	84
IV.4.1 Variation de l'intensité du faisceau de protons	85
IV.4.2 Variation de la pression de Kr injecté	87
IV.5 Injection de Ne	87
IV.5.1 Variation de l'intensité du faisceau de protons	88
IV.5.2 Variation de la pression de Ne injecté	90
IV.6 Injection de Xe	91
IV.6.1 Variation de la pression de Xe injecté	92
IV.7 Bilan	93
IV.8 Premières sources d'explication	94
IV.8.1 Augmentation des raies hydrogène lors de l'injection	94
IV.8.2 Changement de pente brutal	95

Conclusion	96
Annexes	97
IV.A1 Spectre de luminescence de l'azote injecté	98
Références	99
V. MESURE DE RENDEMENT	101
V.1 La mesure de rendement électrique	102
V.1.1 Principe de fonctionnement du filtre de Wien	102
V.1.2 Méthode de mesure de rendement électrique	103
V.2 La mesure de rendement optique	105
V.2.1 Mécanisme de production et de décalage de la raie H_{α}	105
V.2.2 Etude de faisabilité d'une mesure de rendement	106
V.2.2.1 Faisabilité physique	106
V.2.2.2 Faisabilité mécanique	107
V.2.2.3 Validation de la nouvelle mesure de rendement optique	111
V.3 Confrontation des deux mesures de rendement	113
Conclusion	116
Annexes	117
V.A1 Mécanismes d'interaction H^+ , H_2^+ et H_3^+ avec H_2	118
Références	120
VI. L'ABSORPTION OPTIQUE	123
VI.1 Qu'est ce que l'absorption ?	124
VI.2 Principe de l'absorption	125
VI.3 Lois de variation de l'absorption optique	126
VI.4 Application au profileur de faisceau	127
VI.5 Etats métastables	128
VI.5.1 Définition	128
VI.5.2 Règles de sélection	129
VI.5.3 Etats métastables de l'atome d'argon	130
VI.5.3.1 Configuration électronique	130
VI.5.3.2 Niveaux métastables	131
VI.5.4 Production et destruction des métastables	132
VI.5.4.1 Bilan des métastables	132
VI.5.4.2 Comparaison des termes de perte	136
VI.5.4.3 Quantification des termes de perte des métastables de l'argon	137
VI.5.5 Variation des niveaux métastables	138
VI.6 Mesures expérimentales	141
VI.6.1 Mise en évidence de l'absorption optique	141
VI.6.2 Sélection de la raie la plus absorbante	146
VI.6.3 Evolution de l'absorption en fonction de l'intensité faisceau	150

VI.6.4	Evolution de l'absorption en fonction de la position transverse _____	151
Conclusion	_____	152
Annexes	_____	154
VI.A1	Structure électronique de l'argon _____	155
Références	_____	156
VII. PROFILEUR PAR ABSORPTION LASER	_____	159
VII.1 Dispositif mécanique du profileur	_____	159
VII.1.1	L'avantage d'un faisceau laser _____	159
VII.1.2	Implantation mécanique _____	160
VII.2 Description du système laser	_____	161
VII.2.1	La diode laser _____	162
VII.2.2	La cavité externe _____	163
VII.2.3	L'alimentation de contrôle _____	164
VII.3 Principe d'accord en fréquence	_____	165
VII.3.1	Les cellules de gaz _____	167
VII.3.2	La détection _____	169
VII.4 Caractérisation du laser	_____	169
VII.4.1	La puissance _____	169
VII.4.2	L'intensité _____	170
VII.4.3	Evolution de l'intensité en fonction de la tension _____	170
VII.4.4	La longueur d'onde _____	172
VII.5 Tests d'absorption sur les cellules de gaz	_____	173
VII.6 Problèmes expérimentaux liés au laser	_____	175
VII.6.1	Pour une position donnée _____	175
VII.6.2	Changement de positions _____	176
VII.7 Mesures d'absorption sur SILHI	_____	177
VII.7.1	Contrôle informatique des mesures de profils _____	177
VII.7.2	Etude de la fiabilité expérimentale du laser _____	179
VII.7.2.1	Fiabilité de la mesure d'absorption laser dans le temps _____	179
VII.7.2.2	Vérification de l'existence du régime de diffusion _____	180
VII.7.2.3	Régime linéaire entre l'absorption et l'intensité du faisceau _____	181
VII.7.2.4	Existence de problèmes expérimentaux liés au laser _____	182
VII.7.3	Mesures de profils du faisceau de protons _____	183
VII.7.3.1	Profils mesurés _____	183
VII.7.3.2	Analyse des mesures _____	184
Conclusion	_____	186
Références	_____	187
VIII. CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	_____	189

Chapitre I

Introduction générale

I.1	Pourquoi les protons hautes intensités ?	7
I.2	Les accélérateurs "fort courant"	9
I.3	Le projet IPHI	11
I.3.1	La source SILHI et la ligne de transport basse énergie	12
I.3.2	Le RFQ (Radio Frequency Quadrupole) et le DTL (Drift Tube Linac)	14
I.3.3	La ligne diagnostics	15
I.4	Organisation de la thèse	16
	Références	17

Chapitre I

Introduction générale

Depuis quelques décennies, les accélérateurs de particules sont au service de la recherche fondamentale dans des domaines extrêmement variés : physique des particules, physique nucléaire, physique atomique, physique des matériaux... Du fait de la faible section efficace des réactions, il y a, depuis quelques années, un intérêt croissant pour les accélérateurs de hautes intensités.

I.1 Pourquoi les protons hautes intensités ?

Lorsqu'un proton, dont l'énergie est supérieure à plusieurs centaines de MeV, entre en collision avec un noyau atomique lourd, des neutrons sont émis : c'est la réaction de spallation. Plus le faisceau incident sera intense, plus le nombre de neutrons engendrés sera grand. Ce sont ces neutrons produits en grand nombre par l'utilisation de faisceaux intenses qui ouvrent la possibilité de nouvelles voies de recherche.

Les accélérateurs de fortes puissances (> 1 MW) peuvent être utilisés dans de nombreuses applications comme la *transmutation des déchets nucléaires*, les *sources de neutrons de spallation*, la future génération des installations de *production de faisceaux d'ions radioactifs*, les *usines à neutrinos*, ainsi que des installations d'*irradiation de matériaux*... Les applications touchent aussi bien la recherche fondamentale que technologique. L'avantage de ces accélérateurs "drivers" est leur flexibilité : le flux de neutrons peut aussi bien être continu que pulsé avec les temps caractéristiques des réglages du driver.

Afin de bien comprendre l'intérêt de ces nouveaux accélérateurs "à fort courant", une brève présentation des diverses applications précédemment citées nous paraît nécessaire.

□ Transmutation des déchets nucléaires et réacteurs hybrides

Le système de réacteurs hybrides est basé sur un accélérateur, comme driver d'une source de neutrons produits par réaction de spallation sur une cible faite d'un métal lourd par exemple le plomb. Ces neutrons sont ensuite utilisés pour contrôler le cœur du réacteur nucléaire sous-critique avec un large degré de liberté dans le choix du cœur fissile. Ce degré

de liberté constitue donc un net avantage pour la transmutation des déchets nucléaires : actinides mineurs et produits de fission à durée de vie longue.

L'actuel concept du système hybride conduit à l'utilisation d'une nouvelle génération d'accélérateurs de fortes puissances nécessitant une grande fiabilité car le cœur ne supporte pas des arrêts répétés.

□ Source de neutrons de spallation

De par leurs caractéristiques physiques (spin, absence de charge électrique, masse), leur profondeur de pénétration et leur dispersion ainsi que leurs interactions nucléaires et magnétiques avec les atomes, les neutrons sont très appropriés à l'étude de la structure et de la réactivité de la matière. C'est dans ce but que des nouvelles sources de neutrons plus intenses sont très attractives.

Les récents projets internationaux sont basés sur une technique de spallation pulsée : SNS aux USA, ESS en Europe et JAERI au Japon.

□ Production de faisceaux secondaires d'ions radioactifs

La recherche dans le domaine de la physique nucléaire et de l'étude du noyau sont les axes principaux en recherche fondamentale pour les années à venir.

En premier lieu, les noyaux exotiques constituent un excellent moyen pour étudier l'interaction fondamentale entre les nucléons. En second lieu, les faisceaux d'ions radioactifs offrent de nouvelles possibilités pour faire avancer la recherche en astrophysique et en physique des particules. Des noyaux rares et hautement instables peuvent être produits par bombardement de cibles de métaux lourds avec un faisceau primaire de protons. Dans le projet EURISOL (EUropean Isotope Separation On-Line) par exemple, les neutrons seront produits par un faisceau primaire de protons de haute intensité.

□ Usines à neutrinos

Les neutrinos jouent un rôle important dans les domaines de la physique nucléaire et de l'astrophysique. A cause de leur neutralité et de leur très faible interaction, il est difficile de les étudier. La question de leur masse reste une question ouverte pour la collectivité des astrophysiciens. Le faible flux de neutrinos produits par un accélérateur circulaire de protons classique limite la recherche dans ce domaine.

De nouveaux dispositifs permettant la production de 10^{20} neutrinos/an sont à l'étude dans de nombreux laboratoires de physique des particules. Ils comprennent tous une installation utilisant un accélérateur de protons haute intensité.

□ Irradiation des matériaux

Les réacteurs expérimentaux ont été utilisés avec succès pour l'irradiation des matériaux dans le cadre de recherche technologique avec des flux maximaux de neutrons de l'ordre de $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ tant en neutrons thermiques qu'en neutrons rapides au-dessus de 1 MeV. Le développement de nouveaux matériaux avec de meilleures performances et de plus longues durées de vie constitue une avancée technologique très importante. Pour atteindre cet objectif, les sources de neutrons de spallation pouvant produire un flux de neutrons supérieur à $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ semblent être la meilleure solution. Une large synergie entre ce système et celui du réacteur hybride existe avec l'utilisation d'une cible Pb – Bi.

Enfin, le projet IFMIF (International Fusion Material Irradiation Facility) est une collaboration Europe – Japon – USA et a pour objectif un programme d'étude de matériaux avec la production d'un flux très élevé de neutrons, qui cette fois-ci sont produits par des flux intenses de deutons.

Nous voyons donc actuellement une grande demande de faisceaux de hautes intensités, tant dans le monde scientifique, que dans le monde industriel.

I.2 Les accélérateurs "fort courant"

Les principales caractéristiques des futurs faisceaux intenses pour tous ces projets sont assez voisines, avec des intensités allant de 1 à 50 mA délivrées en continu ou avec un cycle utile élevé. Cela nous montre que les différentes structures accélératrices, à mettre en œuvre, sont communes à toutes les applications considérées. De plus, il est maintenant admis que l'option cyclotron ne peut être sérieusement envisagée, que pour produire des faisceaux continus de puissance inférieure à 5 MW. Le choix de ces nouvelles machines se porte donc sur des accélérateurs permettant en principe, d'accéder plus "facilement" à de telles puissances.

Ces accélérateurs de nouvelle génération auront donc la même structure :

1. une **source** pour *produire* les particules en faisceau continu (~100 keV)
 - ECR : Electron Cyclotron Resonance
2. une **partie basse énergie** pour former le faisceau en *paquet* et *l'accélérer*
 - RFQ : Radio Frequency Quadrupole jusqu'à ~ 5 MeV
 - DTL : Drift Tube Linac jusqu'à 100 MeV
3. une **partie haute énergie** utilisant des cavités supraconductrices (>100 MeV)

Remarque : *Il faut bien noter que toutes les machines destinées à fournir un faisceau continu doivent aussi être capables de fonctionner en mode pulsé pendant les phases de réglages (optimisation des diagnostics...) et de la montée en puissance ou pour des applications spécifiques (recherche fondamentale par exemple).*

La plus grande attention doit être portée à l'optimisation de la conception de ces accélérateurs. En effet, les puissances de faisceau qui doivent être accélérées par les linacs de la future génération sont d'un à deux ordres de grandeurs supérieures à celles des accélérateurs les plus puissants en fonctionnement à l'heure actuelle. De plus, ces nouvelles machines doivent respecter les critères imposés, c'est à dire délivrer le faisceau désiré avec une fiabilité exemplaire pour le cycle expérimental de l'application voulue. Cela implique de très faibles pertes de faisceau le long du transport, ainsi qu'une haute fiabilité des choix technologiques. Le dessin final est bien évidemment un compromis entre ces deux obligations, mais un bon compromis est difficile sans un sérieux programme de R&D focalisé sur ces deux objectifs.

Les problèmes à résoudre pour franchir cette étape sont nombreux et complexes, car les spécifications de ces machines sont à la limite de validité des codes utilisés pour leur calcul et à la frontière du savoir-faire technologique pour leur réalisation. En même temps, leurs utilisations imposent un fonctionnement de type industriel, elles doivent donc être fiables et disponibles, permettre une maintenance aisée et être conçues pour permettre des réglages rapides.

Tous ces critères font que la phase de choix des paramètres de l'accélérateur est une étape déterminante, pour la réussite d'un projet, pendant laquelle les concepteurs doivent trouver le meilleur compromis dynamique du faisceau / choix technologiques :

- Prendre une marge de sécurité pour la dynamique du faisceau (grandes ouvertures faisceau, champs HF élevés...) parce que les codes de calcul ne sont pas assez précis ou parce que les conditions initiales du faisceau sont mal connues, c'est accroître les difficultés technologiques.
- A l'inverse, choisir les paramètres pour minimiser les difficultés technologiques (champs HF limités, focalisation faible...) à cause d'un manque de savoir-faire ou parce que les codes de simulation ne sont pas assez précis, c'est augmenter les risques pour la dynamique du faisceau (perte de particules).

Pour obtenir la puissance faisceau, la fiabilité et la disponibilité, il faut pourtant, en même temps, choisir la dynamique du faisceau, qui minimise les pertes des particules, et opter pour des choix technologiques qui faciliteront l'exploitation de la machine. Nous venons de voir que ces deux objectifs sont souvent contradictoires et que le risque de mauvais fonctionnement dépend fortement du degré de confiance, que l'on a dans les codes de simulation et dans la fiabilité de la technologie retenue.

La partie basse énergie est de ce fait très contraignante pour la suite de l'accélérateur. Il faut donc disposer d'un banc de test de l'injecteur permettant d'obtenir des références expérimentales, afin d'apporter les connaissances nécessaires pour faire le choix optimal des paramètres et des technologies à retenir pour une machine de haute énergie.

La réalisation d'un tel démonstrateur peut ainsi permettre d'atteindre plusieurs objectifs importants pour la réalisation des projets futurs :

- 1. Développement et validation des codes de calcul de dynamique du faisceau.**
- 2. Validation des codes de simulation des structures accélératrices et des infrastructures.**
- 3. Validation des choix technologiques permettant d'obtenir une très haute fiabilité.**
- 4. Mise au point et test des méthodes de montée progressive de puissance et de redémarrage rapide après un incident.**
- 5. Mise au point et test des diagnostics qui seront utilisés pour le réglage des accélérateurs fort courant.**
- 6. Caractérisation précise du faisceau à 10 MeV pour optimiser toute la suite de l'accélérateur.**
- 7. Formation d'une équipe qui aura acquis une solide expérience pour la mise au point et le réglage d'un accélérateur de puissance.**

Remarque : Concernant les diagnostics, une remarque est nécessaire : ils doivent être performants, adaptés à la mesure de tels faisceaux, mais également aussi fiables que la machine elle-même. Il y a donc des choix technologiques à faire dans le cadre de leur conception.

Dans ce contexte de nouvelles machines, un programme "R&D accélérateurs" a été décidé par les experts des différents pôles de compétences accélérateurs du CEA et du CNRS afin de trouver des solutions communes pour tous ces projets. Ce programme a pour objectif de maîtriser les technologies et les concepts de pilotage de cette nouvelle génération d'accélérateurs. Pour ce faire, la construction d'un prototype de 10 MeV, 100 mA en continu a commencé : c'est le projet **IPHI** (Injecteur de Protons **H**aute **I**ntensité).

Remarque : L'équivalent américain de ce projet est le projet **LEDA** (Low Energy Demonstration Accelerator) conduit par le Los Alamos National Laboratory [I.1].

I.3 Le projet IPHI

Le projet **IPHI** conduit par une collaboration CEA/CNRS a pour but de démontrer la faisabilité de la partie basse énergie d'une machine de haute puissance. Dans sa phase finale, le prototype IPHI doit permettre d'atteindre une puissance faisceau de l'ordre de 1 MW (100 mA-10 MV). Nous avons vu précédemment que de nombreuses applications étaient intéressées par des faisceaux intenses. Ces applications ont beaucoup de points communs au niveau des caractéristiques souhaitées du faisceau. L'architecture de ce prototype est donc un compromis entre tous, afin de pouvoir donner des premières solutions dans tous les cas.

Cet injecteur basse énergie de haute intensité se compose (figure I.1) :

- D'une Source d'Ions Légers de **H**aute **I**ntensité, **SILHI**, et de sa Ligne de transport **B**asse **E**nergie (95 keV)
- D'un **RFQ** ("Radio Frequency Quadrupole", d'énergie de sortie 5 MeV)
- D'un module **DTL** ("Drift Tube Linac", d'énergie finale ~10 MeV)
- D'une ligne diagnostics afin de mesurer avec précision toutes les caractéristiques du faisceau en sortie du RFQ dans un premier temps, puis en sortie DTL dans un deuxième temps.

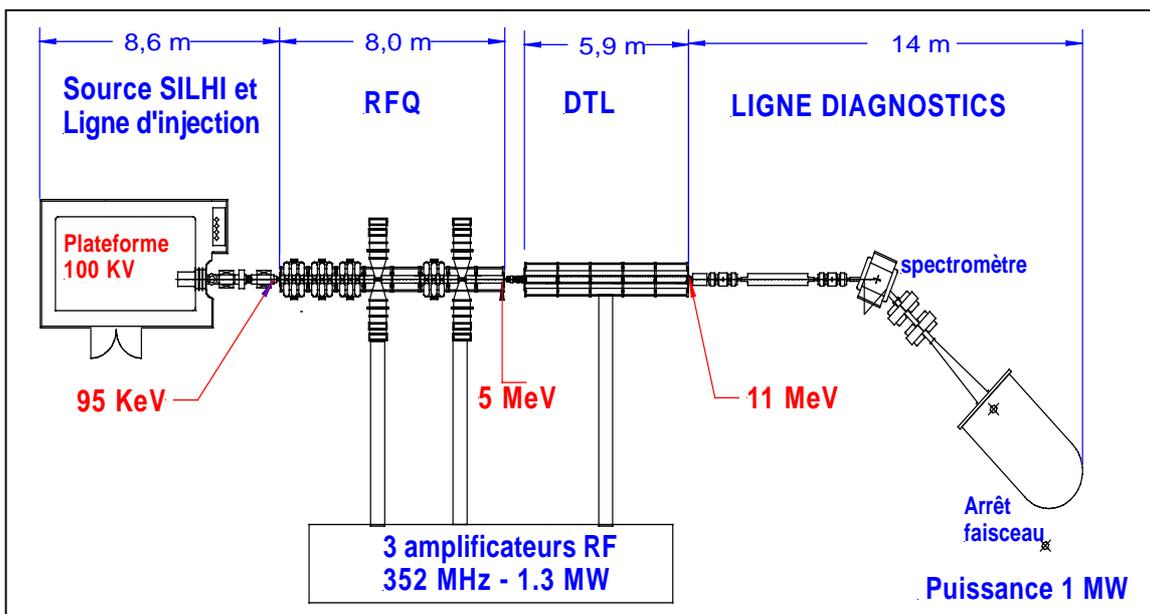


Fig. I.1 – Disposition du projet IPHI.

I.3.1 La source SILHI et la ligne de transport basse énergie

Cette source doit produire un faisceau conforme aux objectifs définis dans le cahier des charges du projet IPHI [I.2] que nous allons rappeler :

- ✓ Faisceau continu de 100 mA de protons à une énergie de 95 keV
- ✓ Emittance < 0.2π mm.mrad
- ✓ Rendement en protons > 90%
- ✓ Bruit $\leq \pm 1\%$

Le corps de la source et les alimentations associées sont placés sur une plate-forme haute tension portée à 100 kV (cf. figure I.2). La ligne de transport à basse énergie a un double rôle : transporter le faisceau jusqu'à l'entrée du futur RFQ et caractériser le faisceau en sortie de source.

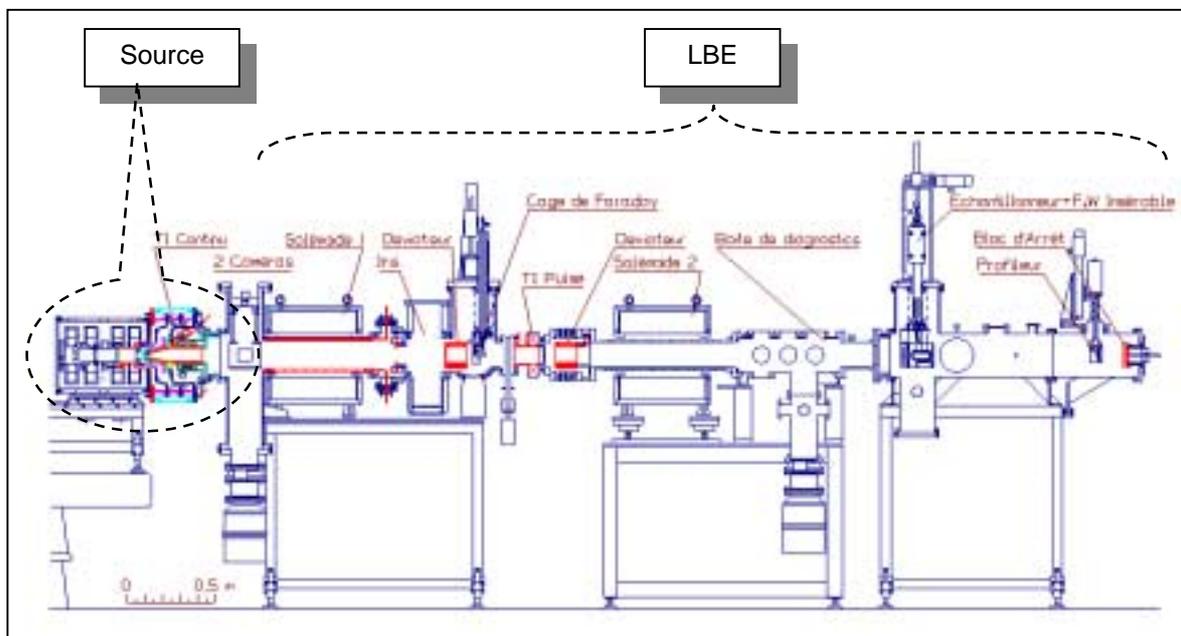


Fig. I.2 – Ensemble source et ligne basse énergie.

□ SILHI

Le fonctionnement continu et la nécessité d'obtenir une très bonne disponibilité a conduit à choisir une **source de type ECR** (Electron Cyclotron Resonance), qui a une durée de vie importante en comparaison avec les autres types de sources, puisqu'elle n'utilise pas de filament.

Pour créer un plasma ECR, on utilise le couplage résonnant de la fréquence cyclotronique Ω des électrons en présence d'un champ magnétique B_{ECR} et d'un champ H.F. .

Cette puissance H.F. est fournie par un magnétron de 1.2 kW, qui génère des ondes de fréquence $f = 2.45$ GHz. Ces ondes interagissent avec les électrons libres, qui ont un mouvement de giration autour des lignes de champ à la fréquence cyclotronique :

$$\Omega = \frac{e B_{\text{ECR}}}{m_e}$$

où e est la charge de l'électron, B_{ECR} le champ magnétique et m_e la masse de l'électron.

Si l'onde est à la fréquence $\omega_{\text{H.F.}} = \Omega$, la rotation du champ électrique est synchrone avec celle de l'électron. Ce dernier est donc accéléré et de cette manière, il peut atteindre des énergies suffisantes pour ioniser le gaz H_2 injecté et créer ainsi un plasma : au cours de collisions élastiques et inélastiques avec toutes les composantes du plasma (ions, neutres), les électrons fournissent de l'énergie, qui peut permettre la dissociation des molécules.

Cette résonance ECR est localisée aux endroits où le champ B_{ECR} atteint une valeur imposée par la condition de résonance : $B_{\text{ECR}} = 875 \text{ Gauss}$ ($1 \text{ Gauss} = 10^{-4} \text{ T}$).

Mais le plasma ne reste pas confiné aux surfaces ECR, car les électrons chauds diffusent transversalement aux lignes de champ magnétique.

Remarque : *Les protons ne sont pas les seuls ions produits. En effet, des ions H^+ , H_2^+ et H_3^+ sont produits simultanément, dans des proportions différentes. D'où la notion de rendement de protons dans le faisceau dont la mesure fait l'objet d'un chapitre dans cette thèse.*

La chambre plasma (cf. figure I.3), en cuivre refroidi, est un cylindre de 100 mm de long et 90 mm de diamètre intérieur. Elle est délimitée axialement par la bride d'injection H.F. et l'électrode plasma. Sur les parois intérieures, sont disposés 2 disques de nitrure de bore de 2 mm d'épaisseur (un coté injection et l'autre collé à l'électrode d'extraction), afin d'augmenter le nombre d'électrons secondaires dans le plasma et donc d'accroître la densité ionique de celui-ci. De plus le nitrure de bore a l'avantage d'être transparent à la H.F..

L'onde H.F. est introduite dans la chambre via une fenêtre en quartz, étanche au vide. La fenêtre en quartz est placée derrière un coude refroidi pour la protéger des électrons rétrodiffusés. En effet, ces derniers dus à l'ionisation du gaz résiduel par le faisceau dans le gap accélérateur sont rétro-accélérés vers la source et sont stoppés sur le coude provoquant un échauffement de ce dernier.

Le profil magnétique est, quant à lui, obtenu à l'aide de deux bobines alimentées individuellement. En fait, une zone ECR est créée de chaque coté de la chambre, afin d'augmenter la densité du plasma et donc l'intensité du faisceau extrait.

Un blindage magnétique referme les lignes de flux, renforce le champ dans la zone utile et permet une décroissance plus rapide en sortie, afin de ne pas perturber le faisceau lors de son extraction.

L'extraction du faisceau se fait à l'aide d'un système de 5 électrodes (cf. figure I.3) dont la géométrie a été optimisée à l'aide du code de calcul AXCEL, qui prend en compte un plasma comme surface émissive et avec lequel, il est possible de faire des calculs multiparticules.

La première électrode est l'électrode plasma, percée d'un trou ($\varnothing = 10 \text{ mm}$) et polarisée au potentiel de la source, 100 kV. Une électrode intermédiaire ($\varnothing = 12 \text{ mm}$), placée dans le gap accélérateur, est portée au potentiel de -35 kV par rapport à celui de la source et permet de minimiser les aberrations (donc l'émission) et la taille du faisceau. La quatrième électrode ($\varnothing = 12 \text{ mm}$) est polarisée négativement (-2 kV par rapport à la masse du laboratoire) pour interdire aux électrons, produits lors de l'ionisation du gaz résiduel plus loin dans la ligne de transport, de remonter vers la source. Les électrodes 3 et 5 ($\varnothing = 12 \text{ mm}$) sont au potentiel de la masse. Le potentiel à la masse de la dernière électrode permet de limiter la perturbation du faisceau par l'électrode à -2 kV .

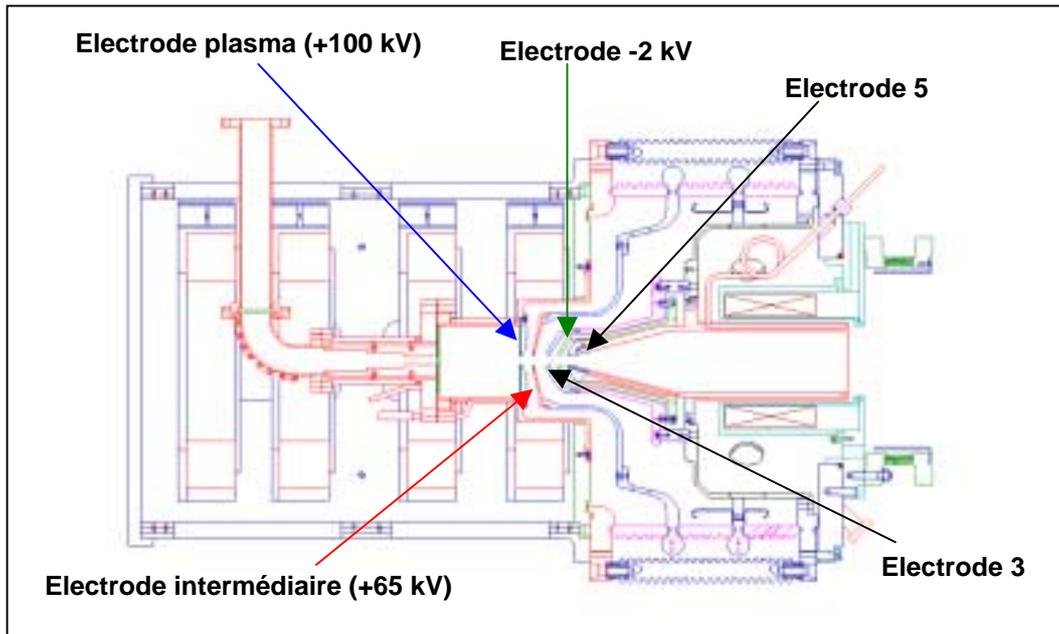


Fig. I.3 - Vue d'ensemble de la source ECR et de la zone d'extraction.

□ **La ligne basse énergie (LBE)**

Après l'extraction, le faisceau est directement injecté dans la ligne de transport basse énergie d'environ 3 m de long. Cette ligne a été conçue pour conduire un faisceau d'une puissance de 10 kW (100 mA – 100 keV) et pour permettre une analyse complète de ses caractéristiques.

A la sortie du système d'électrodes, le faisceau a une énergie de 95 keV et diverge. La focalisation des particules se fait à l'aide de deux solénoïdes ($B_{\max} = 2000$ Gauss).

Afin de bien caractériser le faisceau extrait, différents diagnostics sont placés le long de cette ligne de transport. Ces derniers seront décrits en détails dans le chapitre suivant. On peut toutefois noter la présence d'une boîte de diagnostics, qui sera le lieu de la majorité des mesures expérimentales présentées dans cette thèse.

En bout de ligne, un bloc d'arrêt absorbe le faisceau de puissance 10 kW. Cette puissance de faisceau est telle, qu'il a été nécessaire de faire des calculs thermiques, afin de définir le système de refroidissement de ce bloc d'arrêt. De plus, des erreurs de focalisation peuvent entraîner une détérioration quasi instantanée du bloc d'arrêt.

I.3.2 Le RFQ (Radio Frequency Quadrupole) et le DTL (Drift Tube Linac)

Nous ne nous étendrons pas trop sur ces deux éléments constituant l'accélérateur car la thèse est plus focalisée sur les mesures expérimentales en sortie de la source. Une brève présentation de leur fonction est donc faite.

□ Le RFQ

Il s'agit d'une structure quadrupolaire haute-fréquence dont le profil des quatre électrodes est modulé suivant la longueur constituant ainsi une succession de cellules. Cette modulation donne au champ électrique une composante sur l'axe du quadrupôle. La particularité de cette structure est d'assurer à la fois la focalisation transversale par la composante quadrupolaire et l'accélération par la composante axiale.

Cet élément permet ainsi de former le faisceau continu en paquets, et de les accélérer jusqu'à quelques MeV (~5 MeV pour IPHI). Ces deux fonctions sont réalisées en même temps le long de l'axe de propagation. Pour plus de détails, voir la référence [I.3].

□ Le DTL

Cette cavité accélératrice, aussi appelée structure Alvarez (du nom de son inventeur), est une structure cylindrique résonante à ondes stationnaires. Elle contient des tubes de glissement, constitué de cylindres coaxiaux destinés à masquer le champ pour les particules lorsque ce dernier est en phase décélétratrice. La longueur de ces tubes de glissement n'est pas constante, puisqu'elle est directement liée à la vitesse des particules qui augmente le long de la structure. La focalisation radiale dans ce type de cavité est assurée par des aimants soit insérés dans les tubes de glissement, soit placés entre les cylindres coaxiaux [I.4].

Cette structure est ainsi le deuxième étage accélérateur, il fait passer le faisceau de quelques MeV à environ 100 MeV, où les cavités supraconductrices prennent la suite du rôle d'accélération. Dans les cas de IPHI, un seul DTL est prévu, afin de parvenir à 10 MeV.

I.3.3 La ligne diagnostics

Les objectifs fixés par le prototype IPHI pour les performances à atteindre sont ceux précédemment cités pour un tel démonstrateur d'accélérateurs "fort courant". Dans le cadre de cette thèse, nous allons plus particulièrement nous intéresser aux paramètres du faisceau et plus précisément à la manière de les mesurer.

Cela implique la connaissance des techniques à utiliser pour mesurer avec précision les caractéristiques de ces nouveaux faisceaux intenses. Comme nous le verrons dans la suite, ces paramètres ne peuvent être mesurés avec les mêmes instruments communément utilisés sur les accélérateurs. C'est un des aspects important du projet IPHI : **la mise au point de nouveaux diagnostics**. Le travail de cette thèse se situe dans le cadre du développement de l'instrumentation des diagnostics afin de déterminer, avec précision et en continu, les caractéristiques du faisceau.

Comme nous l'avons vu précédemment, les caractéristiques du faisceau à 10 MeV sont très utiles pour la suite de l'accélérateur avec sa partie haute énergie, utilisant les cavités supraconductrices. C'est dans le but d'apporter des réponses que le projet IPHI possède une ligne diagnostics permettant tout d'abord de valider le faisceau en sortie de RFQ, et ensuite en sortie de DTL.

I.4 Organisation de la thèse

La ligne diagnostics va être décrite dans le **chapitre II**, où seront définies les différentes mesures des paramètres du faisceau. Après avoir présenté, dans ce chapitre, le besoin de développer de nouveaux diagnostics dits "non interceptifs", nous nous intéresserons aux phénomènes de luminescence, lors de l'interaction des protons avec le gaz résiduel et/ou le gaz injecté localement (**chapitre III et IV**). A la suite de ces études spectroscopiques, l'idée de profileur par absorption laser est développée, tant sur le point théorique qu'expérimental dans les **chapitres VI et VII**. A la fin du **chapitre VII**, un premier profil est mesuré à la suite duquel une critique expérimentale sera faite, présentant les différentes sources d'erreurs possibles, ainsi que les solutions apportées.

Remarque : *Le chapitre V est indépendant de l'étude du profileur optique mais il est normal de le présenter après les études spectroscopiques, car c'est une application directe de ces dernières pour mesurer, de manière non-interceptive, le rendement de protons en sortie de source, mais également en bout de la ligne basse énergie après le transport.*

Références

- [I.1] : H. Vern Smith, Jr. David Schneider, *Status update on the Low Energy Demonstration Accelerator (LEDA)*, Conférence Linac 98, Chicago, p. 418.
- [I.2] : Cahier des charges du prototype IPHI, CEA - CNRS, DSM/DIR 97.0122, 18 février 1997.
- [I.3] : R. Duperrier, *Dynamique de faisceaux intenses dans les RFQ*, Thèse Université Paris Sud Orsay, 7 juillet 2000.
- [I.4] : A. Carne, *Low and Medium Energies Alvarez Structures*, dans "Linear Accelerators", Lapostolle et Septier, Amsterdam, 1970

Chapitre II

Les diagnostics de faisceaux intenses

II.1	Rôle des diagnostics - Grandeurs à mesurer	19
II.2	Description des diagnostics	20
II.2.1	La mesure de courant	21
II.2.2	La mesure de position	21
II.2.3	La mesure de profil du faisceau et de l'émittance transverse	21
II.2.4	Mesure de l'énergie et de la dispersion en énergie	22
II.2.5	Diagnostics spécifiques	22
II.3	La ligne diagnostics d'IPHI	23
II.4	Les mesures de profils	24
II.4.1	Profileurs à émission secondaire	24
II.4.2	Profileurs à ionisation du gaz résiduel	26
II.4.3	Profileurs à écrans luminescents	26
	Conclusion	27
	Annexes	28
II.A1	Description de la mesure de compensation de charge d'espace	29
II.A1.1	Qu'est-ce que la charge d'espace ?	29
II.A1.2	La compensation	29
II.A1.3	Le taux de compensation de charge d'espace	31
II.A1.4	L'analyseur d'énergie à 4 grilles	33
II.A1.4.1	Principe de fonctionnement	33
II.A1.4.2	Mesure typique	34
II.A1.4.3	Mesure de compensation sur la LBE	35
	Références	38

Chapitre II

Les diagnostics de faisceaux intenses

Ce chapitre n'a pas pour but de donner une revue en détail de tous les diagnostics existants, mais plutôt de montrer une vue générale des caractéristiques de faisceau, nécessaires au bon fonctionnement d'un accélérateur de faisceaux intenses, ainsi que les instruments communément appelés diagnostics utiles à leurs mesures.

II.1 Rôle des diagnostics - Grandeurs à mesurer

Le rôle des diagnostics est de fournir toutes les informations nécessaires pour faire fonctionner l'installation suivant les spécifications, de contrôler et de maintenir ce fonctionnement "normal". Ils ont aussi pour but de protéger les équipements en cas de mauvais fonctionnement, et de donner des indications pour le dépannage des équipements défectueux, ainsi que sur les différents événements provoquant l'arrêt de la machine.

Les systèmes de diagnostics associés à la machine doivent satisfaire aux critères suivants :

- Fournir des indications précises et rapides sur les principaux paramètres du faisceau, qui permettront d'assurer la commande et le contrôle de la machine.
- Surveiller et localiser les éventuelles pertes de faisceau, pour éviter une activation excessive des éléments de l'accélérateur et du dispositif de transport. Le contrôle rigoureux de la radioactivité induite est la préoccupation première dans les accélérateurs de forte puissance.
- Satisfaire une haute disponibilité du faisceau dans le contexte d'une utilisation intensive de la machine.

Une des principales caractéristiques du projet IPHI est l'intensité très élevée du faisceau. Ceci a au moins deux conséquences importantes pour les équipements de diagnostics. Tout d'abord, tout matériau placé sur le trajet du faisceau reçoit une quantité de chaleur par unité de temps très élevée (100 mA – 100 kV → 10 kW de puissance minimum), qui peut le détériorer et même le faire fondre. Ensuite, les pertes de faisceau provoquées par

tout instrument interceptif risquent de dépasser les niveaux acceptables, pour un fonctionnement normal de la machine. C'est pour ces raisons, que presque tous les détecteurs choisis pour les diagnostics sont des systèmes dits "non interceptifs".

Les diagnostics peuvent être répartis en deux catégories fonctionnelles :

- ❑ L'instrumentation "en ligne" pour le fonctionnement opérationnel de la machine.
- ❑ L'instrumentation pour la caractérisation du faisceau.

Les équipements de diagnostics de la première catégorie sont installés à demeure et utilisés en permanence pendant les périodes d'exploitation du faisceau. Ils servent à la conduite de la machine, et à son maintien en condition opérationnelle "nominale" pendant tout le temps d'utilisation, mais aussi à la surveillance et à la détection rapide des défauts. Les détecteurs sont uniquement non interceptifs pour les raisons évoquées plus haut, mais également pour éviter qu'ils perturbent le faisceau, ce qui aurait pour conséquence un accroissement sensible de son émittance en plus de l'augmentation des pertes de particules.

L'instrumentation pour les diagnostics de caractérisation du faisceau est, autant que possible non destructive, surtout dans la partie haute énergie de la machine. Elle est utilisée dans les procédures de mise en route, de dépannage après incident et de redémarrage après arrêt de la machine. Elle sert également à déterminer les principaux paramètres du faisceau, afin d'optimiser son transport dans l'accélérateur.

Les paramètres les plus importants pour la conduite de la machine et pour l'optimisation du transport du faisceau sont : **l'intensité, la position moyenne, le profil transverse, l'émittance transverse, l'énergie moyenne et la dispersion en énergie**. Mais d'autres paramètres plus spécifiques doivent aussi être contrôlés comme, par exemple, **la proportion de protons et la neutralisation de charge d'espace**.

Remarque : *L'encombrement longitudinal et l'implantation des différents instruments de diagnostics doivent être soigneusement ajustés pour pouvoir être logés dans les espaces disponibles, d'autant qu'ils sont associés aux dispositifs de guidage du faisceau, comme les déviateurs, les solénoïdes de focalisation, et aux éléments de raccordement et d'isolement des différentes structures de la machine.*

Les dispositifs de mesure doivent être mis au point dans l'objectif de fonctionner en continu pour la partie basse énergie, mais aussi en pulsé pour la haute énergie. De plus, ils doivent fonctionner en mode pulsé ou continu tant à haute qu'à basse intensité, lors de la phase de démarrage de l'accélérateur et de sa montée en puissance.

II.2 Description des diagnostics

Dans ce qui suit, nous allons faire une présentation générale des différents types de diagnostics possibles en fonction des paramètres à mesurer pour des faisceaux intenses. Nous décrirons brièvement les quantités à mesurer, pourquoi faut-il les mesurer et comment sont-elles mesurées. Ces diagnostics sont, soit communs à toutes les parties de l'accélérateur, soit adaptés à la section de l'accélérateur, où ils doivent s'implanter, à savoir :

1. La section de transport à basse énergie (LBE) entre la source ECR et le linac RFQ, où le faisceau est à courant continu.

2. La section d'adaptation entre le RFQ et l'entrée du DTL, où le faisceau est maintenant pulsé.
3. La ligne de transport vers la cible qui est aussi ce que l'on appelle la ligne diagnostics.

Le but étant d'assurer le contrôle - commande du faisceau tout au long de la machine, il faut pouvoir mesurer, dans chaque section, l'intensité du faisceau, sa position, son profil transverse et l'extension temporelle des paquets lorsque le faisceau est pulsé. Cet objectif peut paraître difficile à atteindre en certains endroits de l'accélérateur, à cause de la place disponible mais, cela est strictement nécessaire à la bonne tenue du faisceau et donc de la machine.

II.2.1 La mesure de courant

La connaissance de l'intensité du faisceau est d'un intérêt évident, non seulement pour fournir une mesure précise du flux de particules et de la puissance délivrée sur la cible, mais aussi pour contrôler la transmission des divers éléments de la machine et les variations de courant. Le premier type de mesure de courant est une cage de Faraday, qui est interceptive puisque son principe même de fonctionnement est de stopper le faisceau et de mesurer l'intensité déposée. Toutes les autres mesures de courant sont non destructives. Ces dernières sont des tores transformateurs d'intensité de différents types (DCCT pour "Direct-Current Current Transformer" et ACCT pour "Alternative-Current Current Transformer") implantés tout au long de l'accélérateur.

II.2.2 La mesure de position

La connaissance de la position du faisceau tout au long de l'accélérateur est nécessaire pour pouvoir déplacer le faisceau, et le centrer sur l'axe de la machine. Les défauts d'alignement entraînent en effet, une croissance de l'émittance transverse qui dégrade la qualité du faisceau et la formation d'un halo, qui génère des pertes de particules. Le centrage du faisceau permet donc d'optimiser les performances de l'accélérateur.

La position du faisceau peut être repérée à l'aide de moniteurs de position (BPM pour "Beam Position Monitor") inductifs, dans toute la partie de l'accélérateur où le faisceau a sa structure pulsée, c'est à dire depuis la sortie RFQ jusqu'à la cible.

Pour assurer un bon alignement du faisceau, les BPM peuvent être couplés à des déviateurs magnétiques ("Steerers") horizontaux et verticaux pour le déplacement du faisceau.

Pour le faisceau continu, entre la source et le RFQ, la position est repérée à l'aide de caméras CCD ("Charge Coupled Devices") qui mesurent le rayonnement de luminescence du gaz résiduel créé par le passage du faisceau. Ce point sera expliqué plus en détails par la suite.

Tous ces moniteurs de position présentés ici sont non destructifs. Ils sont utilisés en permanence, en mode de fonctionnement opérationnel comme en mode de réglage.

II.2.3 La mesure de profil du faisceau et de l'émittance transverse

La mesure de profil transverse du faisceau est importante, car elle sert à régler les éléments de focalisation le long de l'accélérateur, et à déterminer les émittances transverses. La connaissance de ces quantités est nécessaire pour transporter le faisceau. En effet, les défauts de focalisation, en générant du halo et de la croissance d'émittance, altèrent la qualité

du faisceau et peuvent être la cause d'une activation importante des structures de la machine : les particules perdues lors du transport à haute énergie activent les parois de l'accélérateur en les percutant.

Les techniques qui existent pour mesurer le profil sont multiples et expliquées plus en détail à la suite car, c'est sur ce diagnostic que l'essentiel du travail présenté ici a été fait.

Les mesures directes de l'émittance sont effectuées lors des phases de mise en route, de dépannage à la suite d'incidents et de redémarrage de l'installation après arrêt.

A la sortie de la source, l'émittance peut être mesurée à l'aide des méthodes usuelles du sténopé (trou d'échantillonnage et moniteur de profil à fils). Les émittances à la sortie du RFQ et jusqu'à la fin de la machine seront déterminées à l'aide de la méthode dites des trois gradients, appelée aussi méthode du balayage quadripolaire (variation du champ d'un quadripôle et observation du profil en aval). A la suite de la mesure des profils, l'émittance s'obtient par un traitement analytique.

II.2.4 Mesure de l'énergie et de la dispersion en énergie

Plusieurs techniques seront mises en œuvre pour déterminer l'énergie et la dispersion en énergie des protons.

La technique du temps de vol sera utilisée depuis la sortie du RFQ jusqu'à la cible. Cette technique utilise les mêmes types d'électrodes que les BPM classiques. La mesure des instants de passage des paquets de protons devant deux électrodes distantes d'une longueur connue, fournit la vitesse moyenne des particules et donc leur énergie. Il faut bien évidemment que la vitesse des protons reste constante entre les deux détecteurs. Ce sera donc souvent installé dans un espace de glissement.

A haute énergie, il est prévu d'analyser ces caractéristiques avec un spectromètre magnétique.

II.2.5 Diagnostics spécifiques

Plusieurs autres équipements spécialisés seront utilisés pour des diagnostics plus spécifiques aux faisceaux intenses de protons, que ceux venant d'être présentés.

- La production des protons se fait par une source ECR. Cette dernière produit d'autres particules que les protons, des H_2^+ et des H_3^+ . Il est donc indiqué de mesurer, en plus de l'intensité du faisceau, la proportion de protons. Cette mesure sera plus explicitée dans ce paragraphe puisqu'elle le sera dans le cadre de la mise au point d'une nouvelle mesure utilisant un principe optique dans le chapitre V.
- La pression du gaz résiduel à la sortie de la source ECR étant élevée, le faisceau est fortement neutralisé (ou compensé), ce qui modifie sa dynamique de transport. Il faut connaître ce taux de neutralisation avec précision pour pouvoir déterminer les conditions optimales d'adaptation du faisceau à l'entrée RFQ. Ce paramètre est très important dans le cas d'utilisation de faisceaux intenses. C'est pour cela qu'après avoir expliqué le principe de neutralisation, le diagnostic de mesure appelé détecteur à 4 grilles est pleinement détaillé dans l'annexe 1 de ce chapitre.

II.3 La ligne diagnostics d'IPHI

L'objectif de la ligne diagnostics est de transporter sans perte le faisceau de très forte puissance et d'en mesurer toutes ses caractéristiques. Les puissances du faisceau d'IPHI sont de l'ordre de 10 kW en sortie de source (100 kV – 100 mA) puis, 500 kW avec le RFQ (5 MeV – 100 mA) et enfin 1 MW avec le DTL (10 MeV – 100 mA). La figure II.1 représente la dernière configuration de la ligne avec ses éléments de transports de couleur bleue et les diagnostics de couleur pourpre.

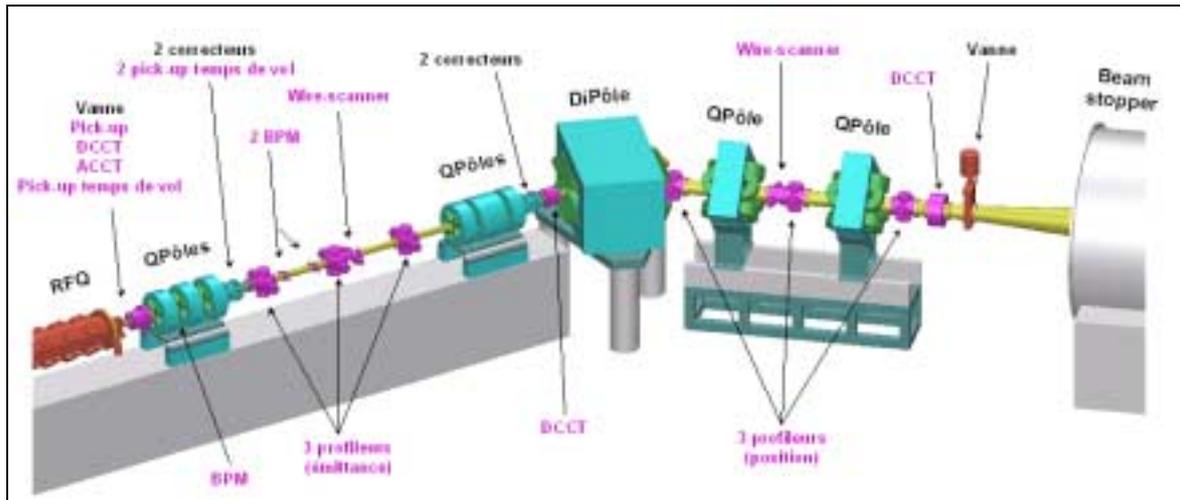


Fig. II.1 – Ensemble de la ligne diagnostics du projet IPHI.

Les différents éléments de transport sont majoritairement des quadripôles, ainsi que des correcteurs pour emmener le faisceau jusqu'au bloc d'arrêt. Le dipôle quant à lui sert de spectromètre, afin de mesurer l'énergie ainsi que sa dispersion au bout de l'accélérateur.

Sur cette dernière configuration de la ligne diagnostics, nous retrouvons bien les mesures des différentes caractéristiques de faisceau :

- Deux TI (ACCT et DCCT) en sortie de RFQ pour déterminer la transmission de ce dernier à partir des mesures de courant en amont et aval. Le DCCT situé avant le dipôle spectromètre permet de quantifier les pertes dans l'espace de glissement. Un dernier DCCT est aussi prévu juste avant le bloc d'arrêt, afin de valider le cahier des charges du projet IPHI et de donner le courant déposé sur la cible.
- Les BPM pour mesurer la position du faisceau dans le tube de glissement entre la sortie RFQ et le dipôle spectromètre.
- Les Pick-up qui donnent les mesures en énergie en sortie de RFQ, afin de vérifier son potentiel accélérateur.
- Les profileurs de faisceau qui ont pour rôle la mesure d'émission à partir de l'acquisition des profils transverses, et la mesure de position après le spectromètre, afin de déterminer l'effet des quadripôles sur le transport jusqu'au bloc d'arrêt.

Le nombre de profileurs sur la ligne diagnostics est important, car le profil est une information essentielle à la détermination de l'émission et à la présence de halo autour du

faisceau. C'est dans le but d'obtenir ces caractéristiques du faisceau de manière précise qu'une étude sur l'instrumentation de ces profileurs a été décidée.

II.4 Les mesures de profils

Dans le cadre de l'utilisation des faisceaux de protons, différents types de profileurs existent en fonction des phénomènes physiques utilisés. Ces derniers sont essentiellement :

- l'émission secondaire,
- l'ionisation du gaz résiduel ou d'un gaz injecté,
- la luminescence.

Remarque : *Le rayonnement de transition est un phénomène qui n'est pas applicable à notre cas, car cet effet n'est mesurable que pour des particules relativistes, ce qui est loin d'être le cas des protons du projet IPHI, même aux plus hautes énergies.*

Les différentes mesures de profils doivent être faiblement interceptives pour des raisons évidentes de puissance de faisceau déposée, mais aussi par l'effet que peut avoir un instrument interceptif sur le faisceau :

- un éclatement du faisceau,
- une perte d'énergie,
- dans un cas extrême, une absorption du faisceau de particules.

Nous allons donc expliciter plus en détails les différents phénomènes physiques, ainsi que les instruments existants avec leurs avantages et inconvénients lors de l'utilisation pour la mesure de profil d'un faisceau de protons de type IPHI.

II.4.1 Profileurs à émission secondaire

Lorsqu'un faisceau de particules entre en interaction avec un fil, des électrons de faible énergie en sont extraits : ce sont des électrons secondaires. Ces derniers sont générés en nombre proportionnel au nombre de particules incidentes. Ce phénomène peut donc être utilisé pour mesurer un profil de densité de protons.

Remarque : *Le facteur de proportionnalité correspond au taux d'émission secondaire du matériau utilisé. Ce taux varie généralement de 0.1 à quelques dizaines.*

Les instruments de mesures utilisant le phénomène d'émissions secondaires sont construits avec des fils parallèles disposés en "peigne" comme le montre la figure II.2. Ces fils sont les plus fins possibles, afin de minimiser les perturbations apportées au faisceau de protons. De plus, la résolution de ce type de profileur dépend de leur nombre car chaque point du profil acquis correspond à un fil. Par exemple, le profil acquis par le profileur de la figure II.2 sera reconstruit à partir de l'information de 32 fils.

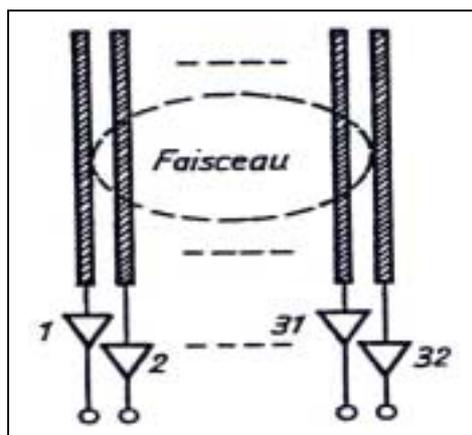


Fig. II.2 – Principe d'un profileur de faisceau de type grille.

Les épaisseurs de fils sont généralement de l'ordre de $20\ \mu\text{m}$ pour des fils en aluminium et $7\ \mu\text{m}$ pour du titane [II.1]. Des premières études d'échauffement de fil en SiC au contact d'un faisceau intense ont montré des températures supérieures à $1600\ \text{K}$, avec de faibles cycles utiles et des vaporisations en quelques millisecondes avec un faisceau continu [II.2]. Il est donc impossible d'envisager ce dispositif pour mesurer les nouveaux faisceaux intenses.

Toutefois le phénomène d'émission d'électrons secondaires est utilisable avec un fil mobile ("Wire scanner" en anglais). Ce fil est généralement en carbone ou en béryllium, de petit diamètre ($\sim 30\ \mu\text{m}$). Il traverse le faisceau horizontalement ou verticalement (figure II.3). On détecte le nombre d'électrons secondaires, à nouveau proportionnel au nombre de particules, au cours du déplacement en corrélant avec sa position.

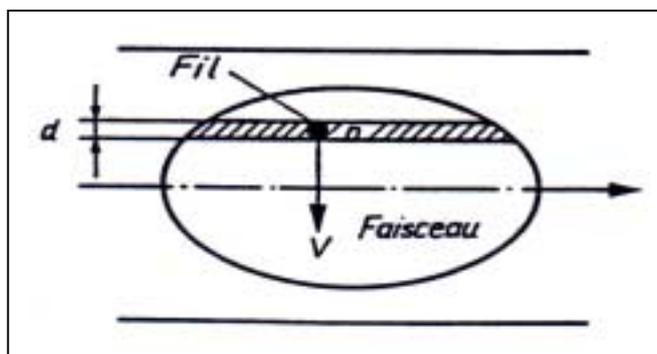


Fig. II.3 – Principe du profileur à fil mobile.

La complexité d'un tel système se situe au niveau mécanique. En effet, afin d'éviter l'échauffement excessif du fil, ce dernier doit passer à travers le faisceau à une vitesse de quelques m/s. D'après les études de la référence [II.2], une vitesse de l'ordre de $5\ \text{m/s}$ permet de maintenir une température de l'ordre de $1250\ \text{K}$ pour le fil de SiC. De telles vitesses impliquent une mécanique de motorisation capable de tels déplacements. Cela induit des moteurs rapides, qui peuvent engendrer des vibrations mécaniques aptes à perturber les mesures. Des études sont actuellement en cours pour les mesures du faisceau du projet IPHI.

II.4.2 Profileurs à ionisation du gaz résiduel

Lorsque le faisceau de particules est transporté au sein d'un tube à vide, il existe toujours une pression de gaz résiduel. Les molécules de celui-ci sont donc ionisées par les protons de forte énergie créant ainsi des paires électrons – ions. Un champ électrique placé dans la région permet, comme le représente la figure II.4, d'accélérer les ions ou les électrons sur un dispositif de collection. Ces particules sont donc détectées par une série de collecteurs de charges sous forme de "peigne", par des galettes micro canaux [II.3] ou encore par un écran luminescent associé à une caméra vidéo [II.4].

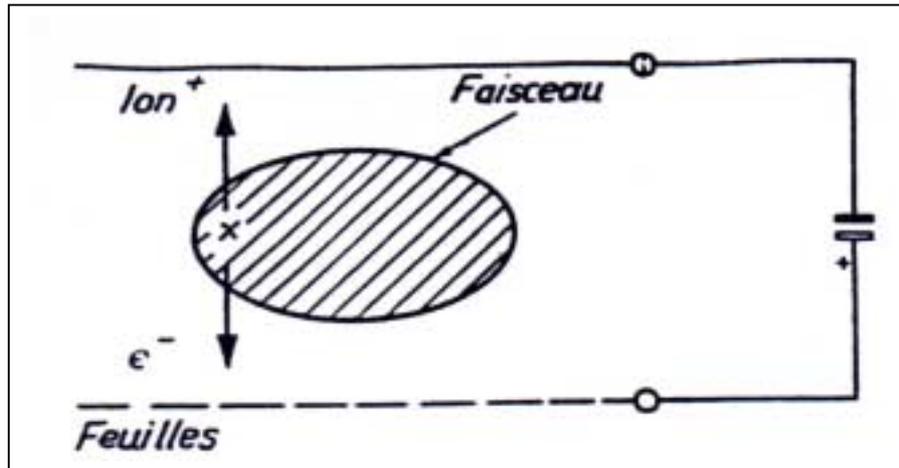


Fig. II.4 – Dispositif de mesure de profil par ionisation du gaz résiduel

Ce type de détecteur est généralement utilisé pour la mesure des profils de faisceau de faible intensité. Cependant, dans le cas des faisceaux intenses, le phénomène de charge d'espace, explicité en annexe 1, va créer ce que l'on appelle des puits de potentiels. Ces derniers vont perturber les trajectoires des électrons et des ions, de telle sorte que la résolution spatiale du profileur sera limitée.

Malgré cela, ce diagnostic est très intéressant car il est très faiblement interceptif. C'est donc à la suite de mesures permettant de comprendre le phénomène de charge d'espace qu'une étude de faisabilité d'un profileur par ionisation du gaz résiduel sera engagée.

II.4.3 Profileurs à écrans luminescents

Lorsque des particules passent à travers un écran luminescent, une partie de l'énergie déposée excite les structures électroniques des atomes constituant le matériau. Ce dernier émet une lumière à une longueur d'onde connue lors de sa désexcitation.

L'écran est donc mis en contact avec le faisceau avec un certain angle (souvent 45°), comme représenté sur la figure II.5, et la luminescence est détectée à l'aide d'un dispositif optique et d'une caméra. Cela permet d'avoir directement une coupe transverse du faisceau.

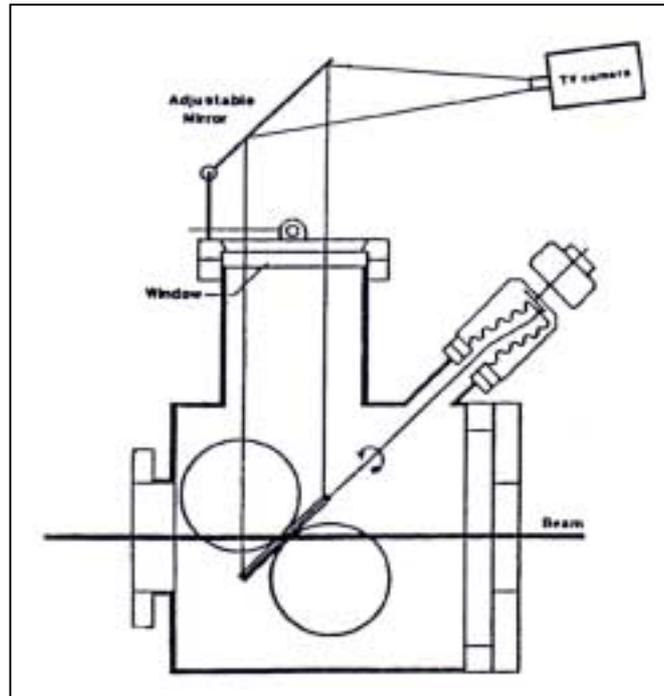


Fig. II.5 – Montage type d'un profileur par écran luminescent.

La limitation de ce type de profileur est la résolution des mesures à cause de l'épaisseur de l'écran (~ 1 mm) avec un angle de 45° et si l'écran n'est pas parfaitement plat [II.5]. Cette résolution peut être améliorée si l'épaisseur de l'écran est plus faible, mais cela n'est pas du tout compatible avec l'application aux faisceaux intenses. En effet, ce dispositif est totalement interceptif, cela signifie que l'écran sera totalement détruit au premier contact avec le faisceau.

Conclusion

Après avoir fait l'énumération des différents diagnostics existant, nous avons centré notre étude sur la mesure du profil de faisceau. Malgré le nombre important de diagnostics de mesure de profils, un très faible nombre semble adapté aux faisceaux intenses. En effet, seul l'instrument à fil mobile utilisant la détection d'électrons secondaires est envisageable.

Toutefois, malgré le fait que le principe de profileur par écran luminescent ne soit pas adapté à la mesure de profils de faisceaux intenses, le phénomène de luminescence est à prendre en considération dans le contexte du développement de diagnostics non interceptifs. En effet, lors du passage du faisceau de particules au sein d'un gaz résiduel, ce dernier est ionisé, mais aussi excité. Lors de sa désexcitation, une luminescence est émise qui peut amener à développer de nouveaux types de diagnostics utilisant la technologie optique, afin de soustraire des informations du type profil à partir de ce phénomène physique. C'est ce qui va être explicité dans les chapitres suivants avec une application directe sur le faisceau d'IPHI.

Annexes

II.A1 La mesure de compensation de charge d'espace

II.A1 Description de la mesure de compensation de charge d'espace

Au cours de cette thèse, nous allons souvent faire référence à des résultats obtenus par le diagnostic de mesure de la neutralisation de charge d'espace. Il faut donc expliquer plus en détail son fonctionnement et les hypothèses physiques auxquelles il fait appel.

II.A1.1 Qu'est-ce que la charge d'espace ?

Les particules d'un faisceau, qui ont toutes la même charge, se repoussent mutuellement, ce qui a pour effet de le défocaliser. Ce phénomène est dû à ce que l'on appelle la charge d'espace. On sait que la force électrique s'exerçant sur chaque particule dépend de la position et de la vitesse de toutes les autres. Dans le cas des faisceaux intenses, le nombre de particules est grand, on considère donc que l'ensemble de ces interactions a un effet résultant moyen créé par le faisceau. Le potentiel de charge d'espace est alors responsable du déconfinement naturel du faisceau de protons.

II.A1.2 La compensation

Dans la partie basse énergie du transport d'un faisceau de forte intensité, la vitesse longitudinale des particules est encore faible et les effets de charge d'espace sont assez importants. Le transport du faisceau est ainsi rendu très difficile par ces forces de déconfinement, qui tendent à le faire éclater sur de très petites distances.

Afin de limiter ces forces, il est d'usage de transporter les faisceaux de protons de forte intensité à basse énergie dans un régime dit de compensation ou de neutralisation de charge d'espace dont le principe est simple : dans la ligne de transport à basse énergie, proche de la source ECR, la pression d'hydrogène est élevée. Ce gaz provient de la chambre à plasma de la source. Il diffuse par l'orifice d'extraction du faisceau et emplit la Ligne de transport à Basse Énergie (LBE). Malgré le pompage, le gaz résiduel reste beaucoup plus dense que le faisceau. Ce dernier l'ionise en le traversant et crée un ensemble de paires électrons - ions assimilé à un plasma (cf. figure II.A.1).

Remarque : Dans notre cas, la densité de gaz est de l'ordre de 10^{11} cm^{-3} pour une densité de protons de l'ordre de 10^8 cm^{-3} (60 mA - $\varnothing \approx 2 \text{ cm}$).

Un faisceau de particules de charge positive crée une "bosse" de potentiel piégeant ainsi les électrons produits par ionisation. Toutefois, sachant que ce phénomène a tendance à diminuer la charge apparente du faisceau, on parle communément de puits de potentiel. C'est ce dernier terme que l'on utilisera par la suite en parlant de la "bosse" de potentiel.

Dans le cas du transport d'un faisceau intense au sein d'un gaz résiduel, l'ionisation de ce dernier est la collision inélastique prépondérante dans la ligne de transport après la source (cf. figure II.A.1). Les différentes réactions d'interaction entre les protons et le gaz résiduel seront explicitées plus en détail à la suite, pour confirmer cette assertion.

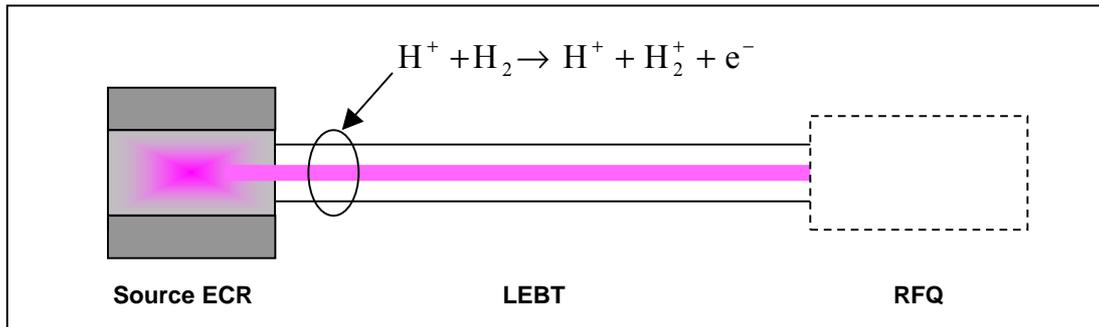


Fig. II.A.1 – Interaction du faisceau de protons avec le gaz résiduel.

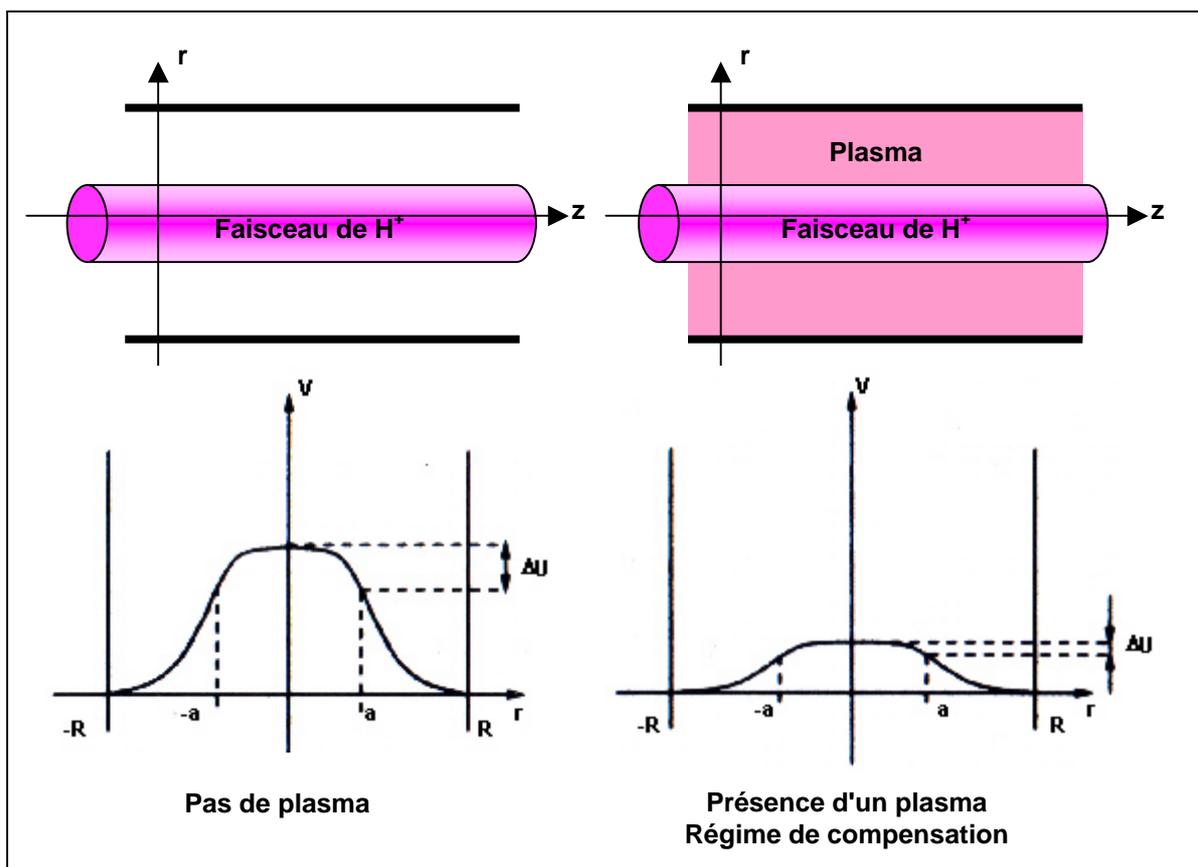


Fig. II.A.2 – Evolution du puits de potentiel du faisceau en fonction de la compensation.

Les électrons ainsi créés sont piégés transversalement au faisceau et oscillent dans le puits de potentiel. Les ions du gaz résiduel sont accélérés dans ce potentiel jusqu'aux parois, où ils sont neutralisés et plus ou moins absorbés (les parois sont mises à la terre), et la charge totale à l'intérieur du faisceau diminue (cf. figure II.A.2). Dans ces conditions, on dit qu'il y a neutralisation ou compensation de charge d'espace du faisceau, car dans le volume qu'il occupe, le milieu se rapproche de la neutralité électrique. La conséquence directe de ce phénomène est de réduire la force de charge d'espace qui s'exerce sur le faisceau et qui le défocalise. Etant ainsi moins divergent, le faisceau peut alors être transporté sur une plus longue distance sans éclater.

Remarque : *Un potentiel longitudinal existant le long du faisceau induit aussi aux électrons un mouvement dans la même direction.*

II.A1.3 Le taux de compensation de charge d'espace

D'après le théorème de Gauss, on déduit qu'il existe une différence de potentiel ΔU entre le centre et le bord du faisceau avec une répartition interne parabolique, telle que :

$$\Delta U = V_{r_f} - V_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{I}{\sqrt{2\eta} \sqrt{E}} \quad (II.A1.1)$$

où :

- V_{r_f} est le potentiel du faisceau sur le bord
- V_0 est le potentiel au centre du faisceau
- η est l'état de charge : $\eta = \frac{q}{m}$
- I est l'intensité du faisceau
- E est l'énergie des particules

Dans le cas des protons :

- $q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
- $m = 1.672 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
- $E = 95 \text{ kV}$

$\Rightarrow \Delta U \text{ (V)} \sim 2100 I \text{ (A)}$

Lors du transport d'un faisceau dans un tube de rayon r_T , un potentiel existe entre la paroi, à la masse, et le centre du faisceau. La profondeur totale ΔU_T du puits de potentiel par rapport au tube est de la forme :

$$\Delta U_T = \Delta U \cdot \left(1 + 2 \ln \left(\frac{r_T}{r_f} \right) \right) \quad (II.A1.2)$$

- où :
- r_T est le rayon du tube
 - r_f est le rayon du faisceau

Sachant que le phénomène de compensation de charge d'espace agit en volume, on exprime son taux ν par :

$$\nu = 1 - \frac{n^+ + n^-}{n^+} = 1 - \frac{Q_{\text{neut}}}{Q_{\text{nonneut}}} \quad (II.A1.3)$$

où n^+ et n^- sont respectivement les densités volumiques de charge positive et négative. De même, Q_{neut} est la charge apparente du faisceau lors de la compensation et $Q_{\text{non neut}}$ est la charge théorique du faisceau sans présence de plasma, source d'électrons neutralisant.

D'après l'équation de Poisson, $\Delta U = \frac{n}{\epsilon_0}$, le potentiel est directement lié à la charge du faisceau. On en déduit donc :

$$v = 1 - \frac{\Delta U_{\text{comp}}}{\Delta U_{\text{non comp}}} \quad (\text{II.A1.4})$$

où :

- ΔU_{comp} désigne la différence de potentiel réel entre le centre et le bord du faisceau en présence du plasma (régime de compensation).
- $\Delta U_{\text{non comp}}$ désigne la différence de potentiel théorique entre le centre et le bord du faisceau (sans plasma : régime non compensé).

Ainsi le taux de compensation mesure bien la variation relative de la charge totale contenue dans le faisceau : lorsque $v = 100\%$, le faisceau est totalement neutralisé : $Q_{\text{neut}} = 0$.

On évalue la compensation du faisceau, à partir de l'expression (II.A1.4), car la quantité ΔU_{comp} est accessible expérimentalement. En effet, la différence de potentiel ΔU peut être mesurée : pour cela, on place sur la paroi du tube à vide un analyseur du spectre énergétique transverse des ions (cf. figure II.A.3). Le potentiel étant directement lié à la charge, on en déduit qu'il décroît au sein du faisceau (courbe bleue sur la figure II.A.3 et la figure II.A.5). Ainsi, les ions d'énergie maximale E_M sont produits sur l'axe du faisceau, alors que les ions d'énergie minimale E_m le sont sur le bord. On a donc :

$$\Delta U = E_M - E_m \quad (\text{II.A1.5})$$

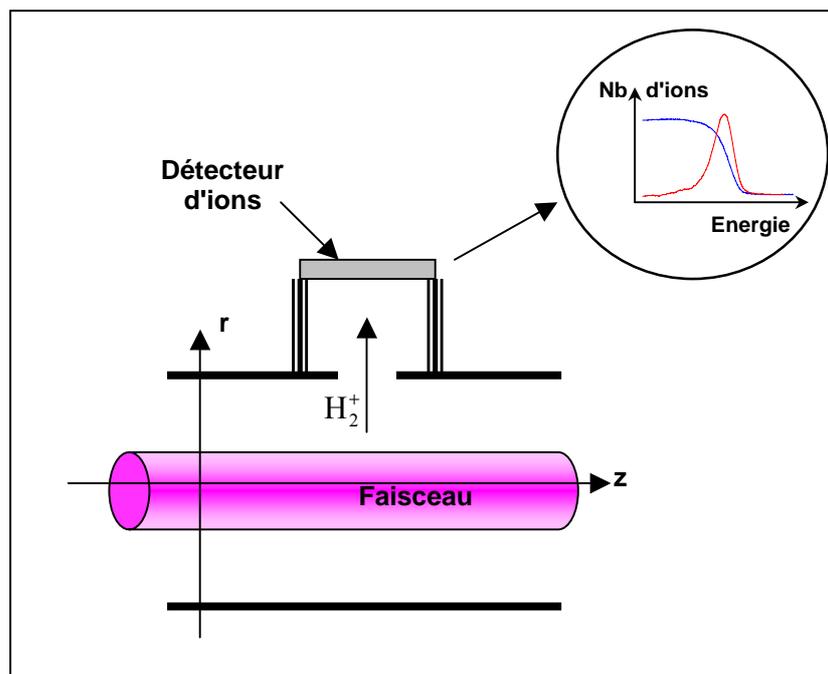


Fig. II.A.3 – Analyseur du spectre énergétique transverse des ions.

II.A1.4 L'analyseur d'énergie à 4 grilles

II.A1.4.1 Principe de fonctionnement

L'instrument de mesure dit à 4 grilles est le dispositif d'analyse, du spectre énergétique transverse des ions, utilisé sur la ligne du projet IPHI. Comme son nom l'indique, il est constitué de 4 grilles (cf. figure II.A.4) mises à différents potentiels.

Le principe de la mesure d'énergie des ions est de les sélectionner en fonction de leur énergie et de les comptabiliser. La sélection se fait à l'aide d'une tension de freinage à un potentiel inférieur à l'énergie de l'ion souhaité. Ce dernier est détecté d'une manière classique avec une cage de Faraday.

Chaque grille a son rôle et son potentiel de fonctionnement (figure II.A.4) :

- ❑ **G1** : connectée à l'enveloppe métallique, elle est au même potentiel que cette dernière, c'est à dire à la masse.
- ❑ **G2** : elle a pour rôle de sélectionner les particules détectées en les attirant et en repoussant les particules de charges opposées \Rightarrow potentiel -15 V pour les ions.
- ❑ **G3** : c'est la grille la plus importante, car c'est elle qui va permettre l'analyse énergétique des ions à l'aide d'une tension décélétratrice. Le potentiel est une rampe de tension allant de -25 V à $+65$ V.

Cela signifie :

$V = -25$ V \Rightarrow Mesure du courant total des ions transverses dit courant de saturation.

Cela représente le nombre total d'ions collectés.

$V = 0 \leftrightarrow 65$ V \Rightarrow Sélection énergétique des ions : si $V = 30$ V, tous les ions d'énergie inférieure à 30 eV seront stoppés sur la grille G3.

- ❑ **G4** : son rôle est d'empêcher les électrons secondaires de s'échapper de la cage de Faraday, afin de ne pas perturber la mesure (potentiel négatif par rapport à celui de la cage) : $V = -20$ V.
- ❑ **Cage de Faraday** : c'est l'instrument de mesure de l'intensité des ions après la sélection en énergie (potentiel -15 V).

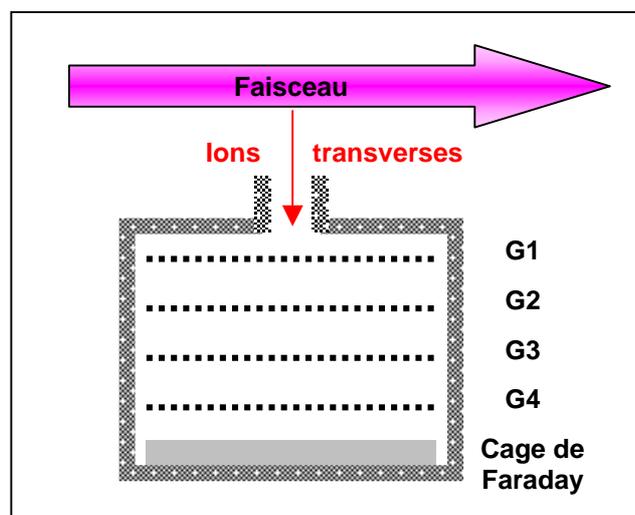


Fig. II.A.4 – Dispositif de la mesure d'énergie à 4 grilles.

II.A1.4.2 Mesure typique

La figure II.A.5 représente l'allure typique des mesures effectuées avec l'analyseur à 4 grilles sur un faisceau de l'ordre de 90 mA. La courbe mesurée, en bleu, représente la variation de potentiel au sein du faisceau : elle indique la quantité d'ions d'énergie supérieure au potentiel d'abscisse correspondant. Pour les potentiels négatifs, on retrouve l'intensité totale dite de saturation des ions.

Afin d'estimer la compensation, il nous faut la distribution en énergie des ions. Cette dernière s'obtient à partir de la dérivée de la mesure d'intensité en fonction de l'énergie. Elle est représentée en rouge sur la figure II.A.5.

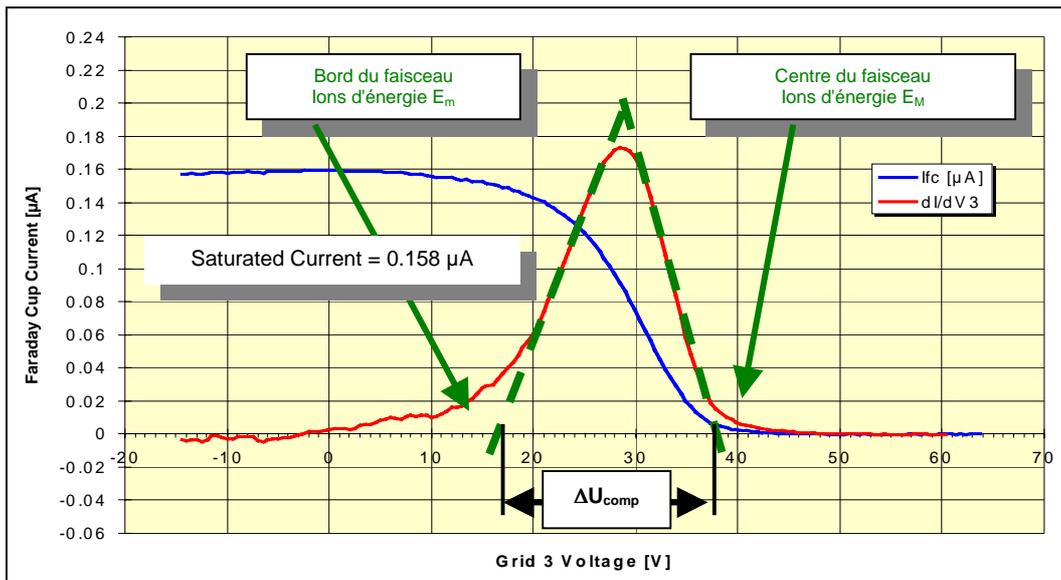


Fig. II.A.5 – Mesure typique de compensation de charge d'espace.

Nous retrouvons, sur la figure II.A.5, les extrémités du faisceau correspondant aux ions d'énergie minimale E_m et maximale E_M . On peut estimer la différence de potentiel ΔU_{comp} entre le bord et le centre du faisceau correspondant à la différence d'énergie de la base de la distribution. Dans notre cas, le puits est de l'ordre de 20 V. Selon la relation (II.A1.1) et pour une intensité de 90 mA, le puits de potentiel théorique, $\Delta U_{non\ comp}$, devrait être d'environ 190 V. Dans ce cas de transport de faisceau et avec l'expression (II.A1.4), on en déduit que la compensation de charge d'espace est de l'ordre de 90 %.

Les conditions expérimentales de ces mesures doivent être rigoureuses, car des phénomènes parasites peuvent apparaître très rapidement à cause des électrons créés par émission secondaire, lors du choc des ions sur les grilles.

C'est dans ce but que l'ensemble de mesures doit être étuvé en continu afin d'éviter des dépôts sur les grilles, sources d'émission secondaire. La température de fonctionnement est de l'ordre de 300°C.

Les électrons présents dans la grille peuvent aussi être perturbés par des champs magnétiques assez faibles. Ces derniers peuvent provenir des champs de fuite des solénoïdes ou d'autres sources magnétiques sur la ligne (bobine, aimants...). La figure II.A.6 représente deux mesures faites dans les mêmes conditions de faisceau et de gaz. La seule différence est la présence de petits aimants sur la ligne proche de la mesure. Malgré leur faible champ

magnétique, nous voyons bien que leur perturbation est loin d'être négligeable, car la mesure est totalement erronée.

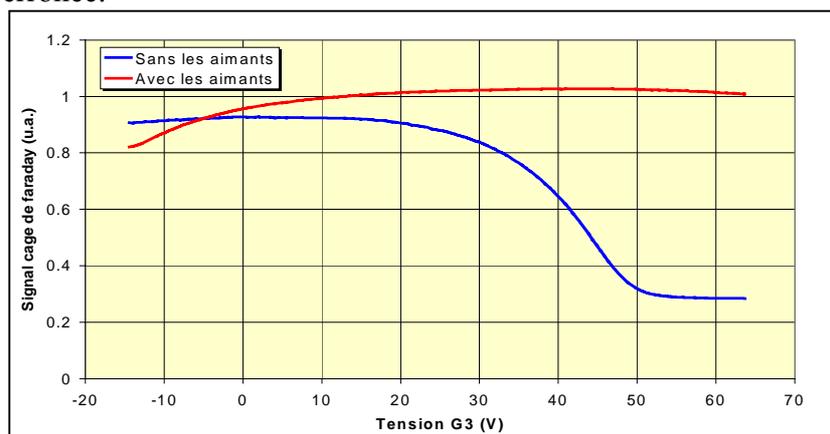


Fig. II.A.6 – Effet d'aimants proches de la mesure d'énergie à 4 grilles.

II.A1.4.3 Mesure de compensation sur la LBE

Afin de pouvoir utiliser ce diagnostic lors de différentes investigations sur les conditions énergétiques des ions au cours de nos expériences, nous avons vérifié son fonctionnement dans des conditions de transport de faisceau standards. Le seul paramètre variable lors de ces mesures est la force de focalisation du deuxième solénoïde.

Les courbes mesurées ressemblent toutes à celles de la figure II.A.5. La figure II.A.7 quant à elle représente les résultats des énergies maximales des ions en fonction de la focalisation du deuxième solénoïde. Les deux courbes correspondent à deux séries de mesures faites dans les mêmes conditions de transport, à un jour d'intervalle. Une bonne reproductibilité des mesures est mise en évidence en terme d'évolution. La petite différence des énergies peut être due à une faible variation de la qualité du faisceau (rendement en protons, intensité...) dont l'origine peut être les conditions de fonctionnement de la source légèrement différentes.

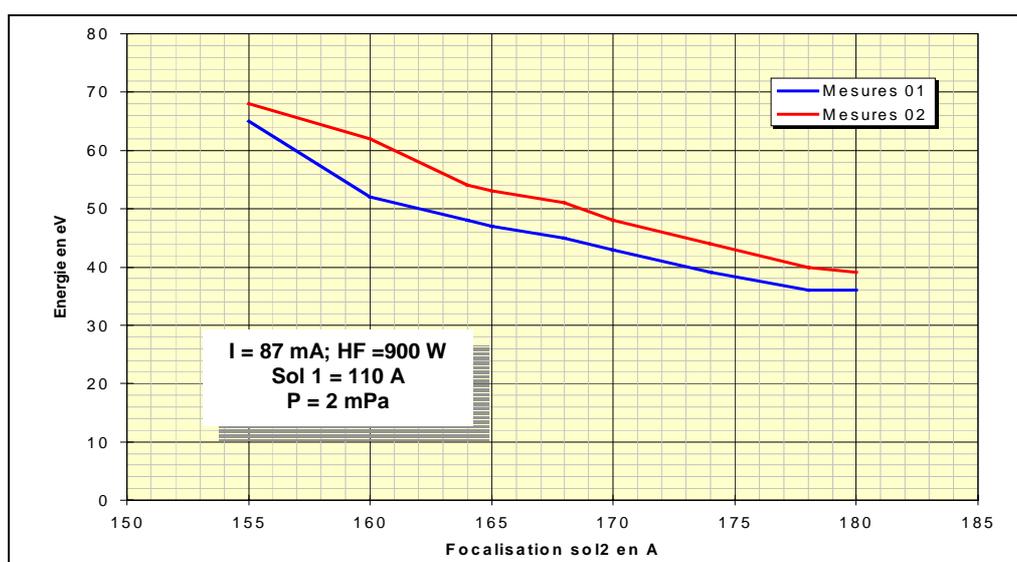


Fig. II.A.7 – Evolution de l'énergie maximale des ions en fonction de la focalisation du deuxième solénoïde.

Une décroissance de l'énergie des ions en fonction des conditions de transport du faisceau (focalisation du deuxième solénoïde) est mise en évidence.

Selon l'expression (II.A1.2) exprimant la profondeur du puits de potentiel, généré par le faisceau, par rapport au tube à vide, une variation de l'énergie des ions serait due à :

1. une modification de la compensation de charge d'espace relative au puits de potentiel au sein même du faisceau
2. un changement de la section du tube à vide
3. une variation de la taille du faisceau

Les mesures de compensation ont été faites en même temps et sont représentées sur la figure II.A.8. A part le taux de 77% pour la focalisation de 155 A, le taux moyen de compensation est de 88% avec des variations allant de 86 à 90%. La variation de l'énergie des ions mesurée ne peut donc pas être due à celle de la compensation.

Les mesures se sont déroulées dans les mêmes conditions, sans aucune modification du tube à vide, il est donc évident que le paramètre de la section du tube n'est pas à mettre en cause dans l'évolution des énergies pour les différentes focalisations.

Seul le changement de taille du faisceau peut être à l'origine d'une telle variation d'énergie des ions transverses. Sachant que le cross-over est en sortie du deuxième solénoïde, c'est à dire en amont de la mesure 4 grilles, une augmentation de la focalisation correspond à une hausse de la taille du faisceau. C'est ce qui a été observé par les caméras CCD et représenté sur la figure II.A.8.

Sur cette figure, à part pour le taux de compensation de 77%, l'évolution de la taille visuelle du faisceau en fonction de la focalisation semble être quasi linéaire, ce qui est tout à fait normal. De plus, comme nous pouvons le voir sur la figure II.A.9 résumant les deux mesures précédentes, l'énergie maximale des ions transverses diminue lorsque la taille du faisceau augmente.

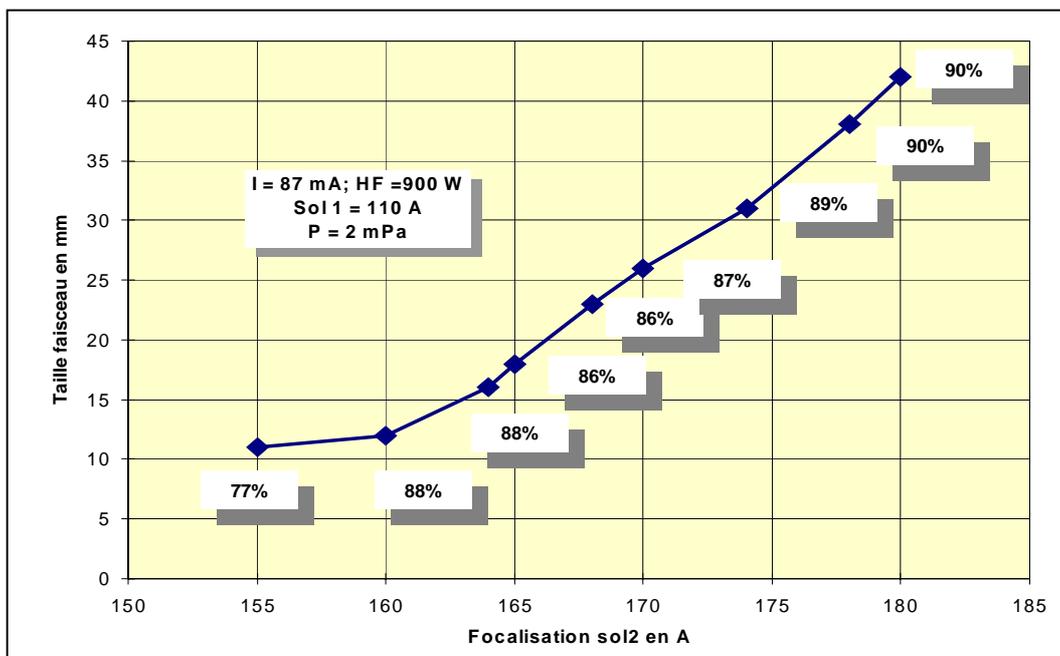


Fig. II.A.8 – Evolution de la taille optique du faisceau en fonction de la focalisation du deuxième solénoïde.

Cela semble logique lorsque l'on raisonne en terme de charge d'espace. En effet, nous avons vu précédemment que le faisceau était soumis à sa charge globale et non à son intensité. De plus, le puits de potentiel procurant l'énergie aux ions transverses dérive de cette charge. Lorsque la section du faisceau augmente, la densité de charge diminue, ce qui induit un effet de charge d'espace moins important, ce qui conduit à un puits de potentiel plus faible et donc des ions de plus faible énergie.

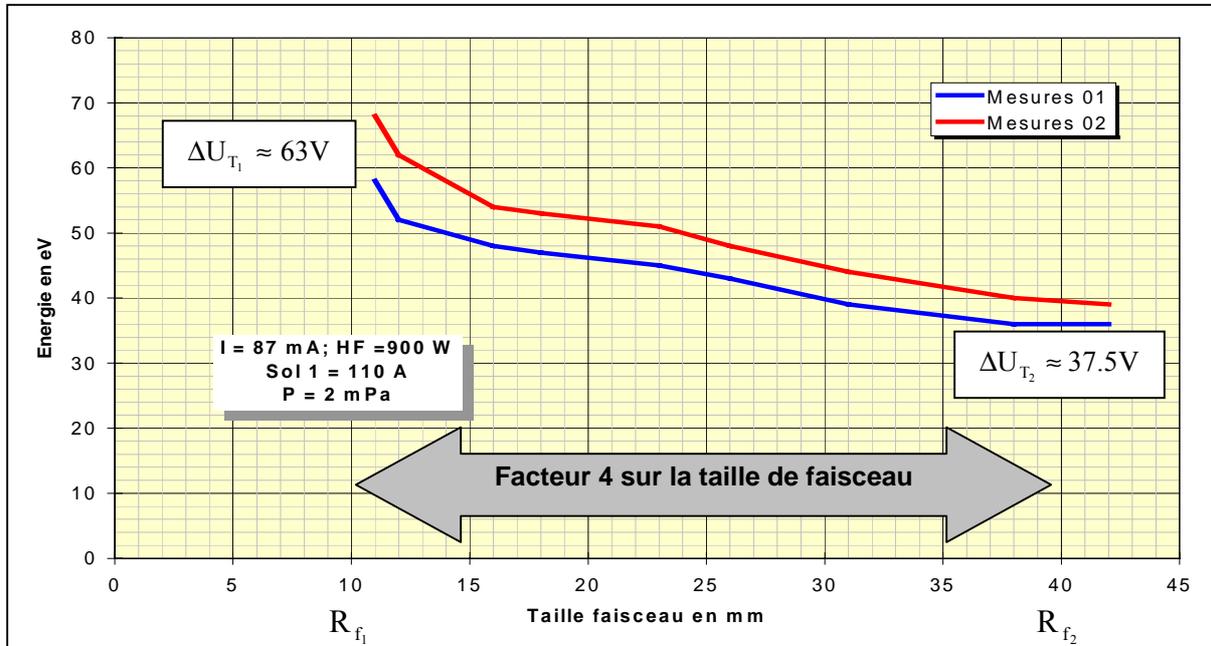


Fig. II.A.9 – Evolution de l'énergie maximale des ions en fonction de la taille du faisceau.

Ces mesures sont aussi en accord avec la théorie donnant l'évolution du puits de potentiel total par rapport au tube en fonction de la taille du faisceau. En effet, lors de ces mesures, la taille du faisceau a été multipliée d'un facteur 4, ce qui correspondrait selon l'expression (II.A1.2) à une variation d'énergie d'un facteur d'environ 1.7 pour une section de tube de 150 mm. C'est ce qui est observé :

$$(II.A1.2) \Rightarrow \frac{\Delta U_{T_1}}{\Delta U_{T_2}} = \frac{\left(1 + 2 \ln \frac{R_T}{R_{f_1}}\right)}{\left(1 + 2 \ln \frac{R_T}{R_{f_2}}\right)} \cong 1.7 \text{ d'où } \Delta U_{T_1} \cong 1.7 \Delta U_{T_2}$$

Ce diagnostic est très intéressant car il permet d'avoir des informations sur l'énergie des particules transverses constituant le plasma produit, lors de l'interaction du faisceau de protons avec le gaz résiduel. Afin de pouvoir exploiter ces mesures, il faut être sûr de l'absence de source parasite pouvant perturber les électrons au sein des grilles (présence d'aimants).

Au cours des travaux, présentés à la suite, nous ferons souvent référence à cette mesure, car l'énergie des ions est source de raisonnement physique, afin de valider ou non certaines hypothèses posées.

Références

- [II.1] : J. Bosser, *Beam Profile monitors*, Beam Instrumentation – Chapitre 9, CERN-PE-ED 001-92, p. 245.
- [II.2] : J. D. Gilpatrick, *Techniques for Intense-Proton-Beam Profile Measurements*, Beam Instrumentation Workshop, 1998.
- [II.3] : R. Anne et al., *A noninterceptive heavy ion beam profile monitor based on residual gas ionization*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A329, 1993, pp. 21-28.
- [II.4] : S. Yencho et D.R. Walz, *High resolution phosphor screen beam profile monitor*, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-32, 1985, pp. 2009-2011.
- [II.5] : C.D. Johnson, *Limits to the resolution of beam size measurements from luminescent screens due to the thickness of the phosphor*, Single Pass Collider Memo, CN-366, SLAC, 1988.

Chapitre III

Spectroscopie du gaz résiduel

III.1	Montage expérimental	4
III.2	Analyse de la luminescence	5
III.3	Cinétique de la collision $H^+ + H_2$	8
III.3.1	Bibliographie sur l'interaction $H^+ + H_2$	8
III.3.2	Description de l'interaction $H^+ + H_2$	9
III.3.3	Bilan des espèces	14
III.4	Les sources de luminescence	15
III.4.1	Protons incidents de 95 keV	15
III.4.2	Particules H à 95 keV	16
III.4.3	Particules H et H_2 froides	16
III.4.4	Particules H^+ et H_2^+ froides	17
III.4.5	Les électrons	18
	Conclusion	23
	Annexes	24
III.A1	Sensibilité spectrale du PM ORIEL 77348	25
III.A2	Niveaux d'énergie de l'hydrogène atomique et moléculaire	26
	Références	28

Chapitre III

Spectroscopie du gaz résiduel

Lors du fonctionnement de la source SILHI, le transport du faisceau se fait au sein du tube à vide maintenu à une pression de l'ordre de 1 mPa. Au cours du transport, le faisceau entre en contact avec le gaz résiduel ainsi excité. Ce phénomène induit une émission de lumière le long du faisceau due à la désexcitation du gaz. C'est, par définition, la luminescence.

Cette luminescence, observable à l'œil nu, a une teinte bleutée comme on peut le voir sur la figure III.1. Elle permet de localiser le faisceau à l'aide de caméra CCD. D'autres caractéristiques de faisceau ont été obtenues à partir de cette lumière, comme des émittances [III.1]. Toutefois, pour une meilleure compréhension des observations faites, il est nécessaire de connaître les différents mécanismes de production de cette luminescence. Pour atteindre cet objectif, des mesures spectroscopiques ont été développées au cours de cette thèse.

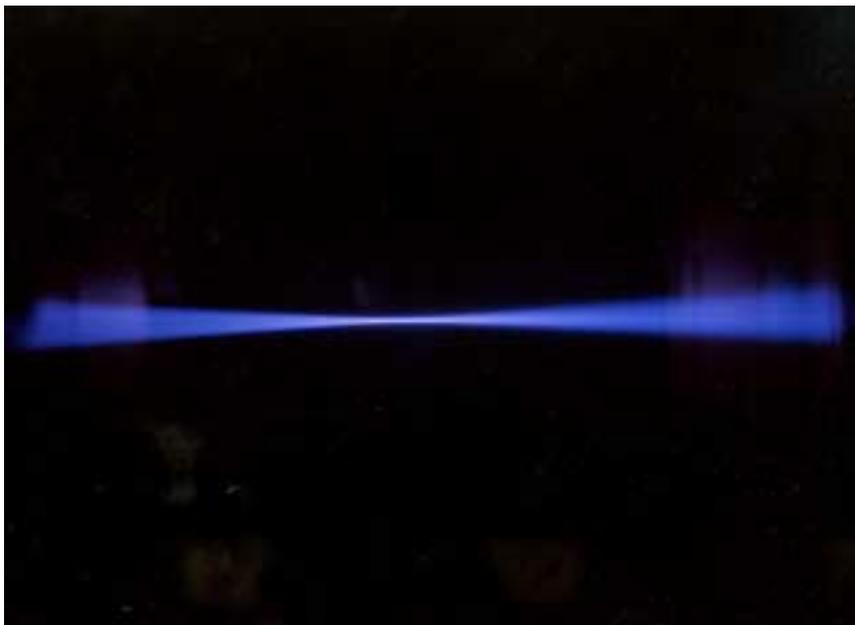


Fig. III.1 – Image du faisceau de protons (75 mA à 95 keV).

III.1 Montage expérimental

L'étude spectroscopique est faite "en volume", c'est à dire que la totalité de l'intérieur du tube à vide est observé à travers un hublot. L'appareillage de mesures (figure III.2) comprend un condensateur de courte distance focale concentrant un maximum de lumière à l'entrée d'un monochromateur, qui sélectionne une longueur d'onde détectée par un photomultiplicateur accouplé à un système d'acquisition basé sur le logiciel LabView™.

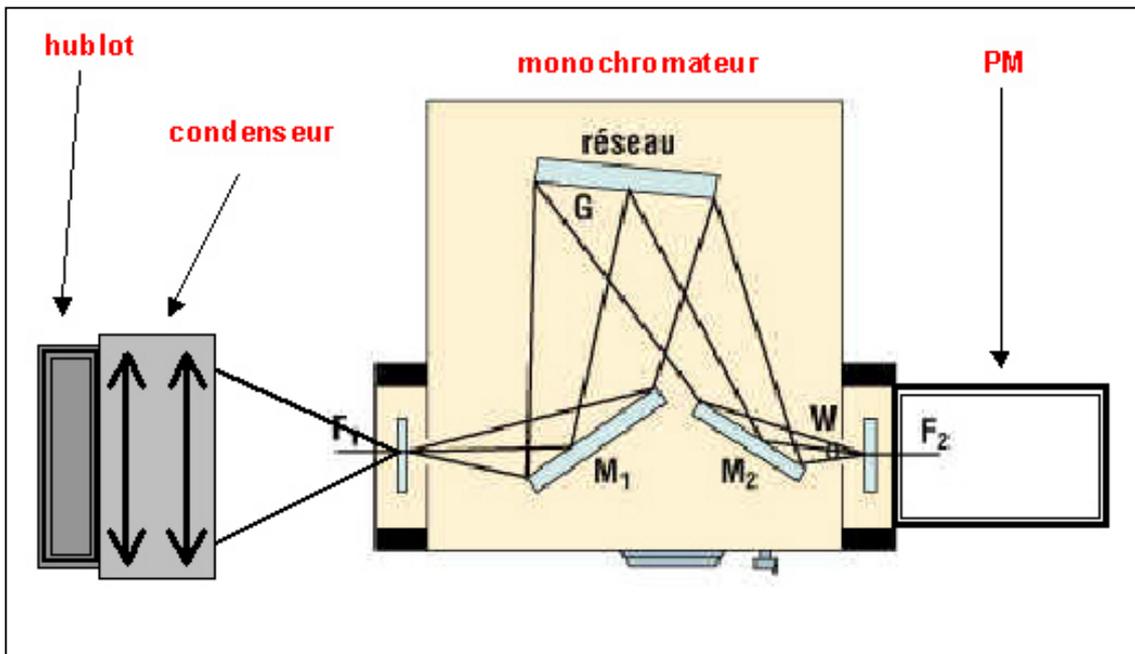


Fig. III.2 – Chaîne optique des mesures spectroscopiques.

Le monochromateur est le modèle Jobin-Yvon H25 de 250 mm de distance focale. Le réseau dispersif est un réseau plan gravé à 1200 traits par mm couvrant le domaine spectral de 330 à 1000 nm, avec un maximum de sensibilité se situant à 500 nm. Les fentes sont réglables en continu de 0 à 3 mm en largeur et par pas de 0 à 20 mm en hauteur. La résolution théorique de ce spectromètre est de l'ordre de 0.3 nm à 500 nm avec un réseau de 1200 traits/mm pour des fentes de hauteur 2 mm et de largeur 0.05 mm.

Le signal est recueilli par un photomultiplicateur ORIEL 77348 (courbe de réponse en annexe 1), relié à une carte d'acquisition accouplée au programme original de mesure de spectres développé sous LabView™. Nous avons conçu ce programme afin de numériser les spectres et de les enregistrer sur le microprocesseur de mesures (Châssis PXI). Le monochromateur permet d'analyser toute la gamme spectrale (330 à 1000 nm) à l'aide d'une rotation motorisée du réseau. C'est la commande de ce moteur qui va déclencher l'acquisition du spectre. Chaque point enregistré correspond à la moyenne de 1000 points acquis à la vitesse de 500 000 pts/s. Cette acquisition numérique des spectres d'émission aide grandement au travail d'exploitation des résultats (zoom), et permet d'obtenir des courbes beaucoup plus précises et plus fiables qu'avec un système classique (table traçante).

III.2 Analyse de la luminescence

Dans la ligne de transport, le gaz résiduel est essentiellement constitué d'hydrogène (98%), provenant de l'injection d'hydrogène au sein de la source ECR. Le spectre typique de la luminescence du gaz résiduel dans la gamme spectrale allant de 330 à 1000 nm est représenté sur la figure III.3.

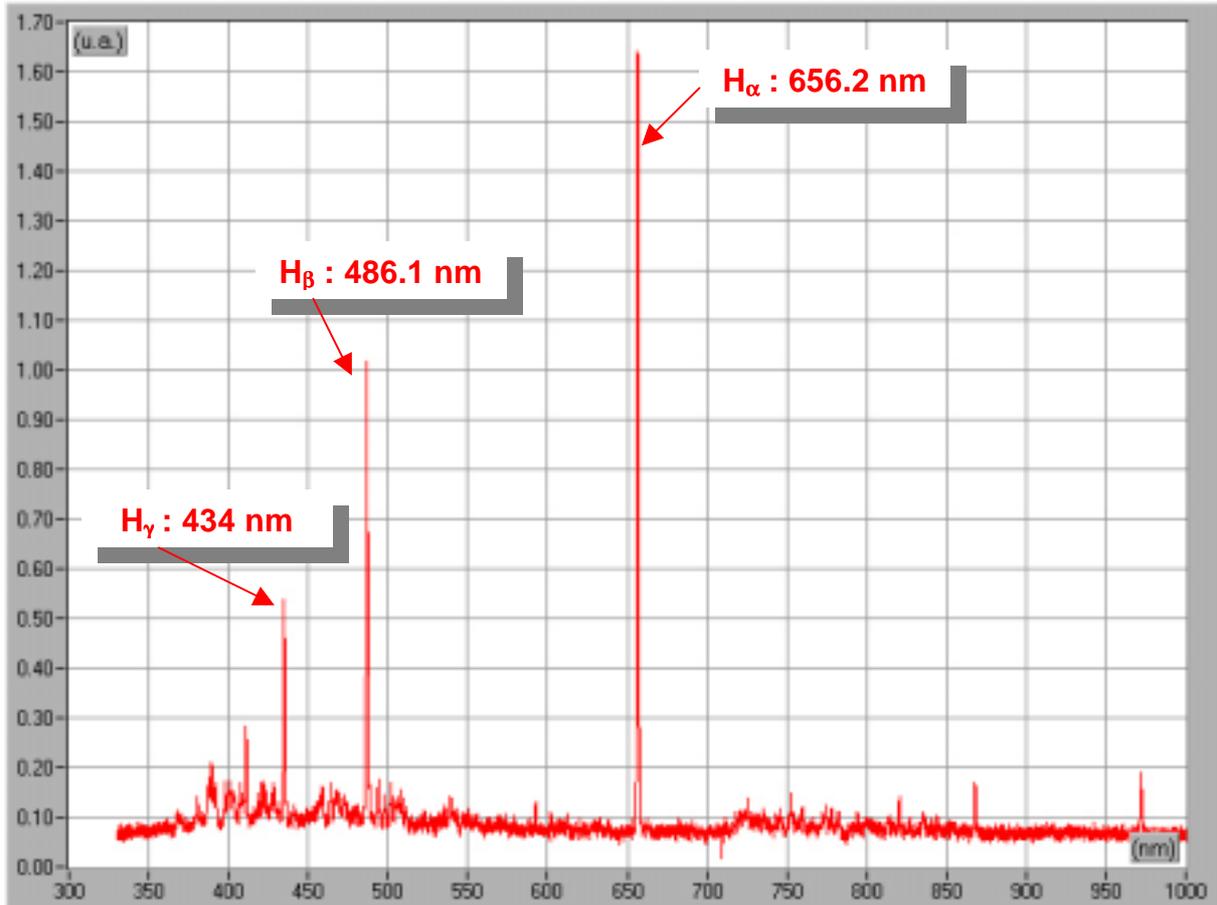


Fig. III.3 – Analyse spectrale de la luminescence du gaz résiduel.

Sur ce spectre, on peut remarquer un fond continu et des raies spectrales très intenses. Ces dernières correspondent à celle de la série de Balmer de l'hydrogène atomique (H_α : 656.2 nm, H_β : 486.1 nm, H_γ : 434 nm...). Les niveaux d'énergie de l'hydrogène atomique sont rappelés en annexe 2 sur la figure III.A2.2.

La première remarque concernant cette analyse spectrale est que les raies les plus intenses sont celles de l'hydrogène atomique, alors que le gaz résiduel est de l'hydrogène moléculaire ! Ce phénomène est connu et bien compris, comme le montre les précédentes études sur le plasma d'hydrogène [III.2]. En effet, la configuration des niveaux d'énergie de la molécule d'hydrogène (annexe 2, figure III.A2.1) est très différente de celle de l'hydrogène atomique (annexe 2, figure III.A2.2). Cette dernière induit l'existence d'une section efficace de dissociation de la molécule bien supérieure à celle d'excitation. C'est ainsi que le moindre apport d'énergie casse la molécule. L'hydrogène atomique résultant est très facilement excité. De plus, nous savons que l'intensité d'émission $I_{émis}^{nm}$ d'une raie spectrale dépend de la

probabilité de transition A_{nm} , de la fréquence ν_{nm} mais surtout du nombre de particules dans l'état initial N_n :

$$I_{\text{émis}}^{nm} \propto N_n h\nu_{nm} A_{nm} \quad (\text{III.1})$$

où h est la constante de Planck.

Le nombre de particules dans l'état initial est très important lors de l'estimation de l'intensité des différentes raies. De plus, il est connu que le nombre possible de niveaux excités est beaucoup plus important dans une molécule avec les aspects rotationnel et vibrationnel, par rapport à l'atome. Il est donc clair que ce nombre N_n sera plus faible dans le cas de la molécule, que dans le cas de l'atome. C'est ce que nous retrouvons sur le spectre figure III.3 : les raies correspondant à l'atome d'hydrogène ressortent d'un fond lumineux non nul correspondant aux raies d'émission de la molécule.

Comme on peut le voir sur la formule (III.1), l'intensité lumineuse d'une raie est directement proportionnelle au nombre de particules dans l'état excité, N_n . Ce dernier est lié au nombre de protons, c'est à dire à l'intensité I_f du faisceau. On s'attend donc à une intensification de la luminescence lors de l'augmentation de l'intensité du faisceau. C'est ce que l'on voit sur la figure III.4 représentant en rouge le spectre du gaz résiduel pour une intensité de 10 mA et en bleu, celui à 60 mA.

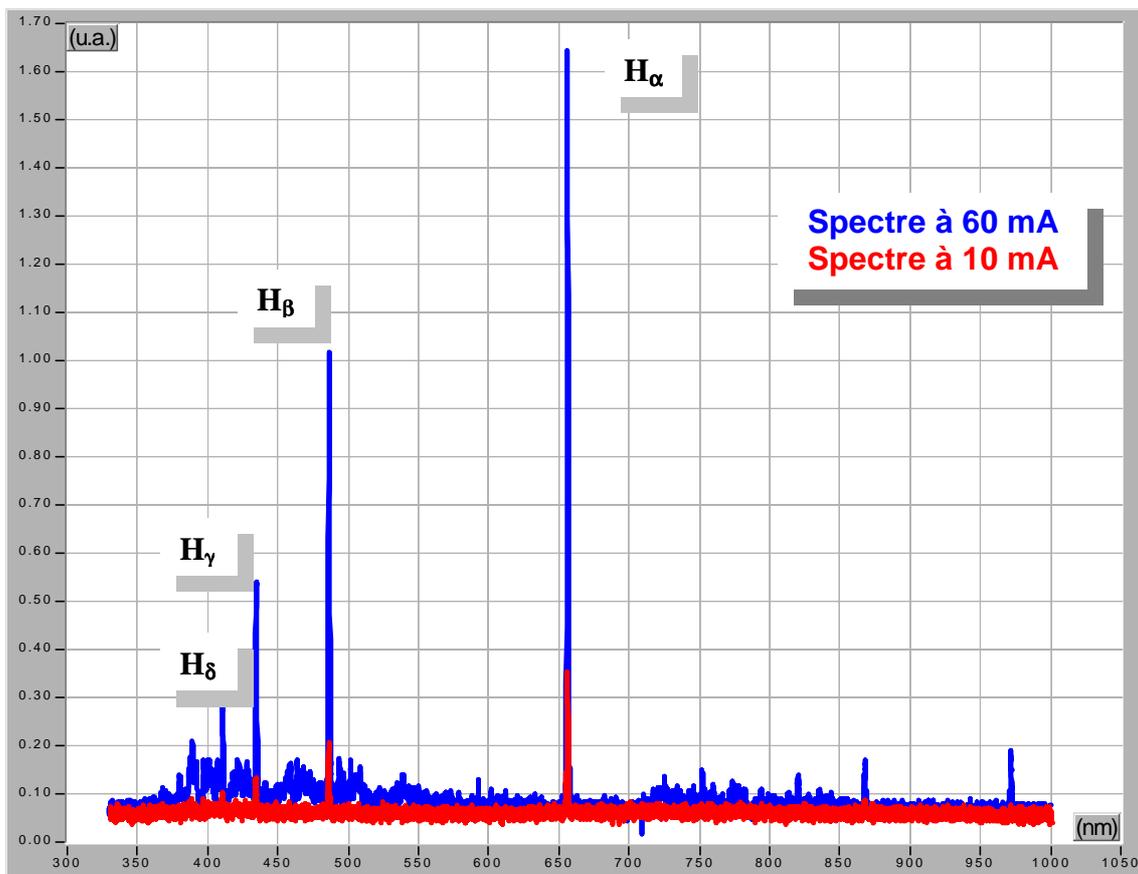


Fig. III.4 – Evolution de la luminescence du gaz résiduel en fonction de l'intensité du faisceau.

Dans ce spectre, les quatre raies principales de la série de Balmer ressortent du bruit de fond d'autant plus que l'intensité du faisceau est importante. Nous allons étudier leur évolution en fonction de l'intensité du faisceau afin de voir si l'on peut en tirer des conclusions quantitatives sur les propriétés optiques du faisceau.

Suivant la formule (III.2), le nombre de particules excitées dans un état dépend du nombre de particules incidentes n_p , de la section efficace d'excitation de l'état, σ et de la densité de particules cibles, dans notre cas, celle des atomes neutres constituant le gaz résiduel, n_0 .

$$N_n \propto n_p \cdot \sigma \cdot n_0 \quad (III.2)$$

Sachant que le nombre de protons correspond à l'intensité $\frac{I_f}{e}$ du faisceau, et que la pression P_0 est représentative du nombre de particules constituant le gaz, on obtient à partir des deux formules précédentes, l'expression simplifiée (III.3) de l'intensité d'une raie d'émission en fonction des paramètres expérimentaux :

$$I_{émis} \propto I_f \cdot \sigma \cdot P_0 \quad (III.3)$$

A partir de cette formule, on voit que dans les mêmes conditions de pression de gaz résiduel, la luminescence pour une raie donnée doit être linéaire en fonction de l'intensité du faisceau. C'est ce qui a été obtenu pour les 4 raies principales de la série de Balmer, et représenté sur la figure III.5.

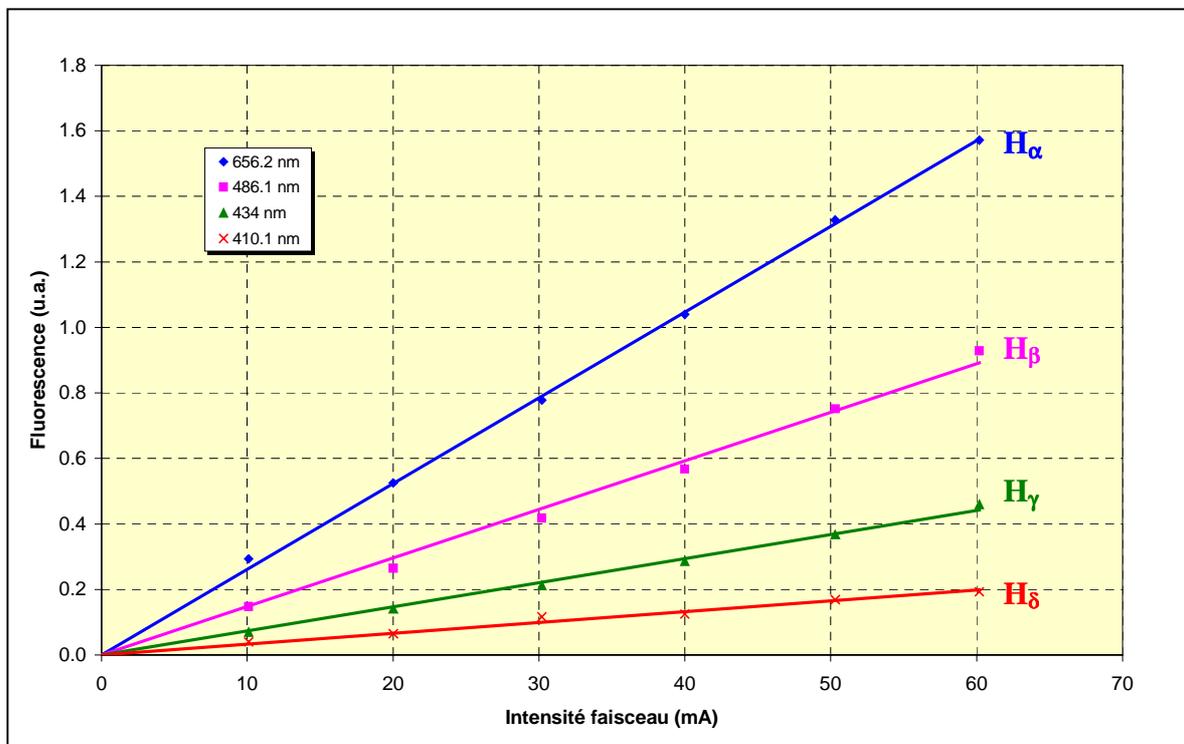


Fig. III.5 – Evolution des différentes raies principales de la luminescence du gaz résiduel en fonction de l'intensité du faisceau.

Ces mesures montrent que pour toutes intensités, un classement des raies en fonction de leur intensité lumineuse existe et ne varie pas. Il correspond au classement des sections efficaces connues dans la littérature où : $\sigma_{H_\alpha} > \sigma_{H_\beta} > \sigma_{H_\gamma} > \sigma_{H_\delta}$

Une telle linéarité entre la mesure optique d'une raie spectrale de luminescence du gaz résiduel et l'intensité totale du faisceau est intéressante dans la possibilité de faire des mesures d'intensité de faisceau de manière optique. En effet, un système optique composé d'une sélection de raies (filtres ou monochromateur) et d'un détecteur calibré avec une mesure d'intensité peut ensuite faire office de détecteur optique d'intensité totale du faisceau de protons, à pression constante.

Remarque : Avec une telle linéarité entre la lumière émise et l'intensité du faisceau, il n'est pas exclu d'envisager un profileur basé sur la variation spatiale de la luminescence et ce, avec un niveau gazeux homogène.

On a donc mis en évidence l'origine de cette luminescence en présence de faisceau : c'est l'hydrogène moléculaire qui a été "cassé" et l'atome d'hydrogène, résultant, excité. Cet apport d'énergie provient du faisceau et plus précisément des protons de 95 keV rentrant en collision avec le gaz résiduel. Il est donc nécessaire d'étudier en première approximation les différents phénomènes qui se produisent lors de l'interaction des protons avec la molécule H₂.

III.3 Cinétique de la collision H⁺ + H₂

Afin de faire une description phénoménologique correcte des différents processus intervenant lors de cette collision, une recherche bibliographique de la littérature existante sur la connaissance des différentes sections efficaces est utile.

III.3.1 Bibliographie sur l'interaction H⁺ + H₂

Lors de cette recherche, nous nous sommes limités à ne compiler que de récents articles à partir de 1980 afin d'avoir les données les plus fiables et les plus récentes. De plus, dans un souci de rigueur de l'approche théorique, nous avons essayé de réunir ceux qui se corroboraient :

Remarque : Ce travail va tout particulièrement s'intéresser au processus optique d'excitation (émission de la raie H_α) et bien évidemment à l'ionisation du fait de la forte énergie des protons. Les valeurs des sections efficaces, de ces deux processus, seront déduites de ces différents articles.

- Les sections efficaces recommandées par Phelps [III.3] pour des protons allant de 0.1 eV à 10 keV seront notre base de travail pour l'énumération des différents phénomènes car l'extrapolation à 95 keV sera aisée avec les autres références en ce qui concerne l'excitation et l'ionisation.
- Pour la production de la raie H_α, on a retenu le travail de Williams [III.4] en accord avec les sections efficaces recommandées par Phelps.

- En ce qui concerne l'ionisation qui est loin d'être négligeable dans notre cas, les travaux de Rudd [III.5] et de Gealy [III.6] se complètent bien. Ces informations concernent les valeurs des sections efficaces d'ionisation de la molécule d'hydrogène, mais aussi celles de la distribution angulaire et énergétique des électrons émis.

Ces références retenues sont en accord pour les valeurs des sections efficaces des différents processus de collisions dans une gamme d'énergie importante (0.1 eV à 100 keV). A partir de ces dernières, il va être possible de donner un modèle simple du mode d'interaction avec le gaz résiduel au cours du transport du faisceau de protons.

III.3.2 Description de l'interaction $H^+ + H_2$

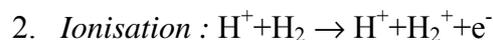
Dans ce paragraphe, il n'est pas du tout question de tenter une modélisation de l'interaction du faisceau de protons avec le gaz résiduel, mais de recenser, au premier ordre, les particules créées lors de l'interaction des protons avec le gaz résiduel. Comme nous l'avons dit précédemment, lors de l'extraction de la source, d'autres espèces ioniques accompagnent les protons, des H_2^+ et des H_3^+ . Toutefois, leur proportion est assez faible devant celle des protons, cela sera expliqué plus en détail dans le chapitre V. Il est donc judicieux de ne raisonner qu'avec un faisceau constitué d'une seule sorte de particules : les protons. De plus, cela sera vraiment le cas à la sortie du RFQ mais à plus haute énergie (5 MeV).

La figure III.6, obtenue à partir du travail de Phelps, nous permet d'avoir une vision globale des différents phénomènes lors de la collision entre des protons de 95 keV et une molécule d'hydrogène. En effet, elle dénombre les sections efficaces de tous les phénomènes présents lors de cette collision pour des énergies allant de 0.1 eV à 10 keV. Ces processus sont décrits dans le tableau III.1.

A partir de cette figure, l'extrapolation des sections efficaces à l'énergie de 95 keV est possible. On obtient ainsi un classement des divers processus d'interaction suivant leurs importances, ainsi que les particules résultantes :



Les particules produites sont **H à 95 keV** et **H_2^+ froid**.

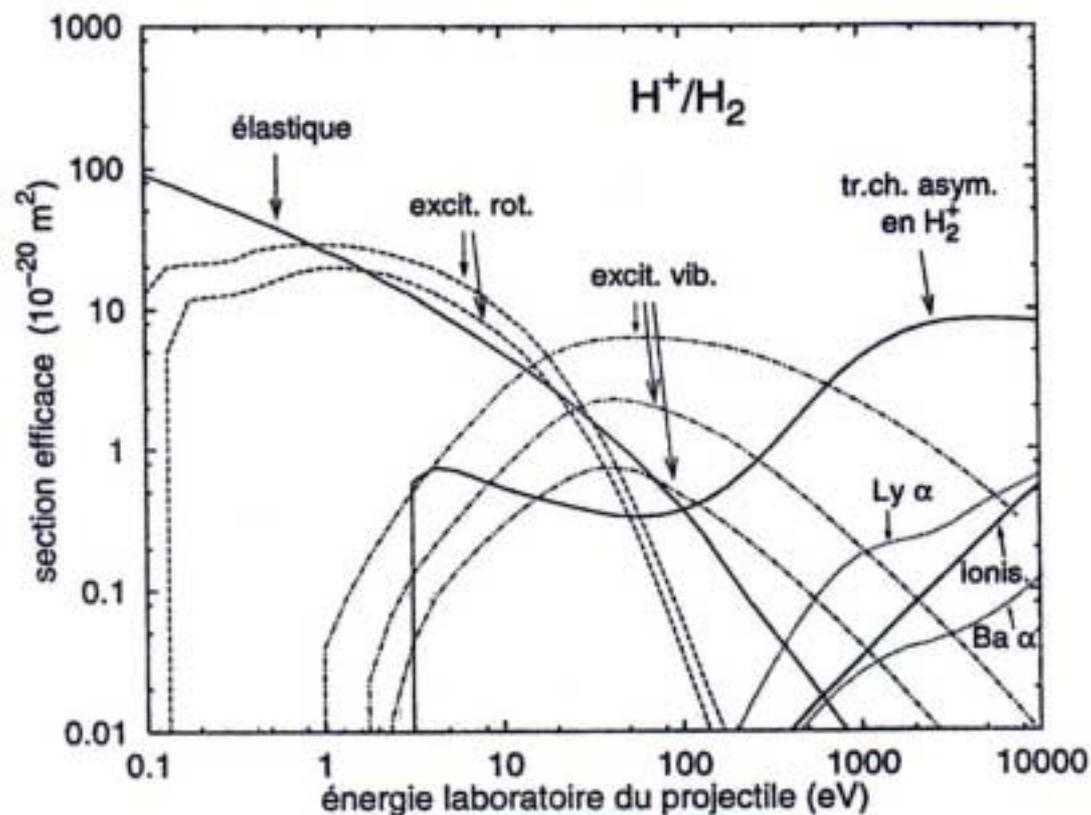


Il en résulte un **proton à 95 keV**, **H_2^+ froid** et un **e^-** .

Production d'un électron par des protons de 95 keV : $\sigma = 2.41 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$

Cette valeur est obtenue à partir de l'article de Gealy [III.6]. Cette référence est en accord avec les valeurs de Phelps [III.3] et celles de Rudd [III.5] pour différentes énergies :

1 keV : $\sigma = 0.03 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$	accord entre [III.3] et [III.5]
10 keV : $\sigma = 0.4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$	accord entre [III.3] et [III.5]
20 keV : $\sigma = 1.0 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$	accord entre [III.6] et [III.5]
50 keV : $\sigma = 2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$	accord entre [III.6] et [III.5]


 Fig. III.6 – Sections efficaces de collision $H^+ - H_2$.

Processus	Schéma de réaction
Elastique	$H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H_2$
Excitation rotationnelle	$H^+ + H_2 (J = 0) \rightarrow H^+ + H_2 (J = 2)$
Excitation rotationnelle	$H^+ + H_2 (J = 1) \rightarrow H^+ + H_2 (J = 3)$
Excitation rotationnelle	$H^+ + H_2 (J = 2) \rightarrow H^+ + H_2 (J = 4)$
Excitation rotationnelle	$H^+ + H_2 (J = 3) \rightarrow H^+ + H_2 (J = 5)$
Excitation vibrationnelle	$H^+ + H_2 (v = 0) \rightarrow H^+ + H_2 (v = 1)$
Excitation vibrationnelle	$H^+ + H_2 (v = 0) \rightarrow H^+ + H_2 (v = 2)$
Excitation vibrationnelle	$H^+ + H_2 (v = 0) \rightarrow H^+ + H_2 (v = 3)$
Transfert de charge	$H^+ + H_2 \rightarrow H + H_2^+$
Excitation Lyman α	$H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H + H + h\nu(2 \rightarrow 1)$
Excitation Balmer α	$H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H + H + h\nu(3 \rightarrow 2)$
Ionisation	$H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H_2^+ + e^-$
Ionisation dissociative	(i) $H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H_2^+(X^2\Sigma_u^+) + e^-$
	(ii) $H_2^+(X^2\Sigma_u^+) \rightarrow H^+ + H$

 Tab. III.1 – Processus collisionnels $H^+ - H_2$.

3. Production de la raie H_{α} : $H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H + H + h\nu$ ($3 \rightarrow 2$)**Production de la raie H_{α} pour des protons de 95 keV : $\sigma = 3.4 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$**

Cette valeur est obtenue à partir de la référence [III.4], elle correspond à l'émission totale, par la cible ainsi que par le proton incident. En effet, différents mécanismes peuvent aboutir à l'émission de la raie H_{α} , soit par la cible gazeuse, soit par la particule incidente. Ces mécanismes sont cités à la suite :

- **Emission de H_{α} par la cible gazeuse**

L'émission de la raie de Balmer H_{α} est due à la dissociation et à l'excitation de la molécule d'hydrogène jouant le rôle de cible gazeuse.

Trois mécanismes d'excitation peuvent produire l'émission de la raie H_{α} :

- $\underline{H}^+ + H_2 \rightarrow \underline{H} + H^* + H^+$
- $\underline{H}^+ + H_2 \rightarrow \underline{H}^+ + H^* + H^+ + e^-$
- $\underline{H}^+ + H_2 \rightarrow \underline{H}^+ + H^* + H$

Le symbole '' signifie que l'atome d'hydrogène est excité.*

La valeur de la section efficace totale d'émission de la raie H_{α} par la cible d'hydrogène est suivant l'article [III.4] de l'ordre de $1.9 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$.

- **Emission de H_{α} par le proton incident**

L'émission de la raie de Balmer H_{α} produite par la désexcitation d'un atome d'hydrogène résultant de la capture d'un électron de la molécule d'hydrogène par le proton semble être la plus probable :

- $H^+ + H_2 \rightarrow H^* + H_2^+$

La valeur de la section efficace totale d'émission de la raie H_{α} par le proton incident est suivant l'article [III.4] de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$.

La référence [III.4] est en accord avec les valeurs de Phelps [III.3] pour deux plus faibles énergies :

$$1 \text{ keV} : \sigma = 3.6 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$$

$$10 \text{ keV} : \sigma = 11 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$$

Ces deux phénomènes sont à la base de deux diagnostics optiques développés au cours de cette thèse.

4. Ionisation dissociative : $H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H^+ + H + e^-$

Les particules produites sont **H^+ à 95 keV**, un **e^-** , **H^+** et **H froids**.

↳ Parmi ce premier recensement de particules créées lors des différents processus d'interaction, certaines ont une énergie non négligeable (95 keV). Les particules en question sont les atomes neutres H produits par neutralisation des protons soit par transfert de charge (mécanisme 1) soit par capture électronique (mécanisme 3). Il faut donc aussi étudier leur mécanisme d'interaction avec le gaz résiduel.

A partir d'une extrapolation des sections efficaces recommandées par Phelps [III.3] représentées sur la figure III.7 et énumérées dans le tableau III.2, on peut déterminer les particules résultant de l'interaction H (95 keV) – H_2 .

Les processus d'interaction prépondérants sont donc :

- Ionisation : $H(95\text{keV}) + H_2 \rightarrow e^- + H_2^+ (\text{froid}) + H (95 \text{ keV})$
 - Perte d'un électron : $H(95\text{keV}) + H_2 \rightarrow H^+ (95 \text{ keV}) + e^- + H_2 (\text{froid})$
 - Capture d'un électron : $H(95\text{keV}) + H_2 \rightarrow H^- (95 \text{ keV}) + H_2^+ (\text{froid})$
 - Emission raie H_α : $H(95\text{keV}) + H_2 \rightarrow H (95 \text{ keV}) + H (\text{froid}) + H (\text{froid}) + h\nu (3 \rightarrow 2)$
- Remarque :** Pour les mêmes raisons que pour H^+ , les particules émettrices sont soit H à 95 keV, soit H froid provenant de la molécule d'hydrogène dissociée.

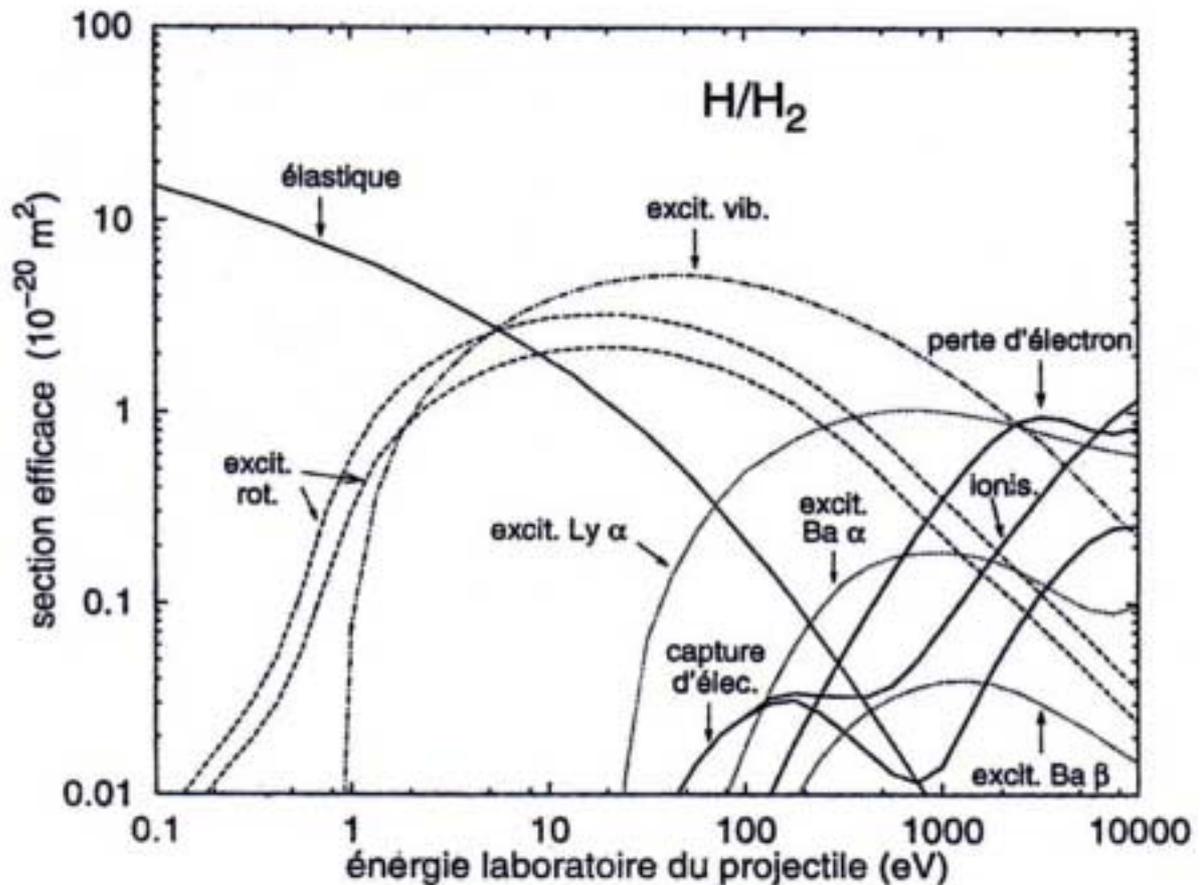


Fig. III.7 – Sections efficaces de collision H- H_2 .

Processus	Schéma de réaction
Elastique	$H + H_2 \rightarrow H + H_2$
Excitation rotationnelle	$H + H_2 (J = 0) \rightarrow H + H_2 (J = 2)$
Excitation rotationnelle	$H + H_2 (J = 1) \rightarrow H + H_2 (J = 3)$
Excitation vibrationnelle	$H + H_2 (v = 0) \rightarrow H + H_2 (v = 1)$
Excitation Lyman α	$H + H_2 \rightarrow H + H + H + h\nu (2 \rightarrow 1)$
Excitation Balmer α	$H + H_2 \rightarrow H + H + H + h\nu (3 \rightarrow 2)$
Excitation Balmer β	$H + H_2 \rightarrow H + H + H + h\nu (4 \rightarrow 2)$
Ionisation	$H + H_2 \rightarrow H + H_2^+ + e^-$
Perte d'électron	$H + H_2 \rightarrow H^+ + H_2 + e^-$
Capture d'électron	$H + H_2 \rightarrow H^- + H_2^+$

Tab. III.2 – Processus collisionnels H-H₂.

La réaction de capture électronique est non négligeable à son tour, car elle produit une nouvelle particule chaude, un ion H⁻ avec une énergie de 95 keV. Toujours à partir du travail de Phelps [III.3], nous allons faire le bilan de sa collision avec la molécule d'hydrogène, en fonction des divers processus représentés sur la figure III.8 et décrits dans le tableau III.3.

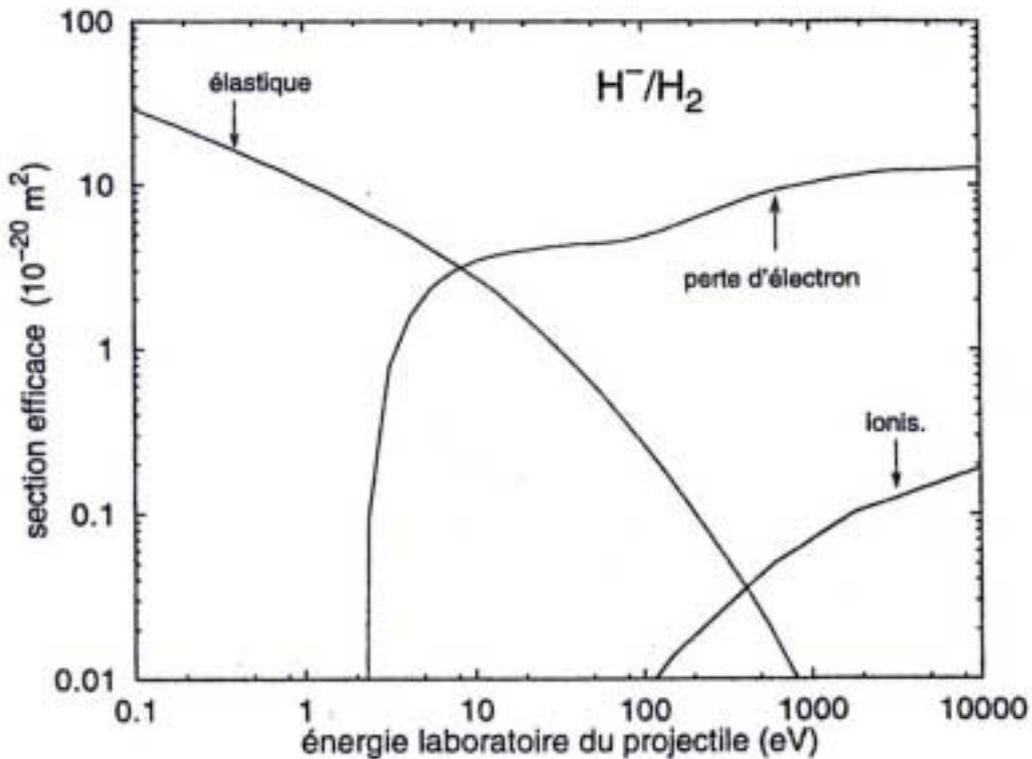


Fig. III.8 – Sections efficaces de collision H-H₂.

Processus	Schéma de réaction
Elastique	$H^- + H_2 \rightarrow H^- + H_2$
Perte d'électron	$H^- + H_2 \rightarrow H + H_2 + e^-$
Ionisation	$H^- + H_2 \rightarrow H^- + H_2^+ + e^-$
Ionisation dissociative	(i) $H^- + H_2 \rightarrow H^- + H_2^+(X^2\Sigma_u^+) + e^-$
	(ii) $H_2^+(X^2\Sigma_u^+) \rightarrow H^+ + H$

Tab. III.3 – Processus collisionnels H-H₂.

Comme on peut le voir dans le tableau III.3, la particule H⁻ n'a pas de processus d'excitation directe, mais elle crée de nouvelles particules qui le peuvent comme H à 95 keV. Ces processus d'interaction sont :

- Perte d'un électron : $H^- (95\text{keV}) + H_2 \rightarrow H (95 \text{ keV}) + e^- + H_2$ (froid)
- Ionisation : $H^- (95\text{keV}) + H_2 \rightarrow H^- (95 \text{ keV}) + H_2^+$ (froid) + e⁻
- Ionisation dissociative : $H^- (95\text{keV}) + H_2 \rightarrow H^- (95 \text{ keV}) + H^+$ (froid) + H (froid) + e⁻

III.3.3 Bilan des espèces

A partir de l'étude de tous les processus majeurs d'interaction qui découlent de la collision des protons de 95 keV avec la molécule d'hydrogène constituant l'essentiel du gaz résiduel, on obtient un recensement assez précis de toutes les particules présentes dans le tube à vide, lors du passage du faisceau de protons.

Énumération des espèces présentes dans le tube à vide :

- H⁺ à 95 keV : protons incidents ou produits dans la même direction
- H à 95 keV : formé par la capture d'un électron, cela équivaut à la perte d'un H⁺
- H⁻ à 95 keV : formé à partir de H (95 keV)
- H et H₂ froids : particules soumises à la vitesse thermique
- H⁺ et H₂⁺ froids : particules soumises au potentiel du faisceau
- e⁻ : produit lors de l'ionisation (distribution en énergie et en angle)

Nous venons de voir, que lors de l'interaction des protons avec le gaz résiduel, un grand nombre de particules sont produites en différentes quantités et avec différentes caractéristiques (énergie et angle). Dans cette thèse, nous nous arrêterons à ce stade de la cinétique, il n'est pas nécessaire de se lancer dans une véritable modélisation.

Dans le cadre des développements de diagnostics optiques, on s'intéresse à toutes sources possibles de luminescence et plus particulièrement l'émission de la raie la plus intense, la raie H_α de la série de Balmer. Aucune particule à part H⁻ ne peut être négligée car elles peuvent toutes être sources de luminescence. Il reste à estimer en quelle proportion par rapport aux protons.

III.4 Les sources de luminescence

Dans ce paragraphe, nous allons essayer de quantifier les différentes sources de luminescence, afin de déterminer si elles sont négligeables ou pas, par rapport à celle due au faisceau de protons. Cette quantification se fera par la comparaison des taux de production de la raie H_α entre les particules considérées et les protons.

Soit un nombre N_{inc} de particules incidentes se déplaçant sur un parcours L , dans un gaz à une pression P . Le taux de production de la raie H_α s'écrit :

$$T_{N_{inc} \rightarrow H_\alpha} = \sigma_{N_{inc} \rightarrow H_\alpha} \cdot n_0 \cdot N_{inc} \cdot L$$

où : n_0 est la densité de neutres; avec des cm et des mbar, on a : $n_0 = 2.65 \cdot 10^{16} P$ et σ la section efficace de production de la raie H_α .

Dans les conditions de fonctionnement du projet IPHI, la pression résiduelle de gaz est de l'ordre de $1.33 \cdot 10^{-5}$ mbar avec une intensité faisceau de 100 mA, ce qui conduit à :

- $n_0 \sim 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$
- $N_{inc} \sim 6.25 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$

III.4.1 Protons incidents de 95 keV

D'après le paragraphe précédent, l'émission de la raie H_α est possible, soit par les protons neutralisés, soit par la cible gazeuse d'hydrogène. C'est à partir des sections efficaces précédemment données, que nous allons quantifier le taux de production dans ces deux cas :

1. Production de la raie de H_α par le proton incident

A partir de la section efficace de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$, on obtient :

$$T_{H^+ \rightarrow H_\alpha} = 4 \cdot 10^{11} \text{ L}$$

2. Production de la raie de H_α par la cible gazeuse

A partir de la section efficace de l'ordre de $1.9 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$, on obtient :

$$T_{H_2 \rightarrow H_\alpha} = 5 \cdot 10^{11} \text{ L}$$

A partir de l'estimation de ces deux taux, nous constatons que le taux d'émission lumineuse par la cible gazeuse est de l'ordre de grandeur de celle émise par les protons. Cela signifie que lors de l'observation de la luminescence, ce ne sont pas que les protons que l'on distingue ! Toutefois, la désexcitation radiative de la cible gazeuse est tellement rapide que cette luminescence souligne le passage d'un proton en ce point. Elle est tout de

même bien représentative du faisceau. Il est donc possible d'assimiler le taux de production de la cible à celui du faisceau de protons. C'est ainsi que le taux de production total est de l'ordre de :

$$T_{(H^+ \rightarrow H_\alpha)_{total}} = 9 \cdot 10^{11} \text{ L}$$

III.4.2 Particules H à 95 keV

L'atome d'hydrogène, avec une énergie de 95 keV, provient de la neutralisation d'un proton lors de la capture d'un électron au cours de la collision avec la molécule d'hydrogène.

D'après les courbes de la figure III.7, une luminescence de la raie H_α est tout à fait possible lors de la collision avec la molécule d'hydrogène. Toutefois, cette particule est créée à partir d'un proton. Cela implique que la réaction de luminescence est un phénomène à deux étapes. Ceci est donc tout à fait négligeable au premier ordre.

Lorsque l'on raisonne avec le libre parcours moyen de la réaction, cette hypothèse est tout à fait justifiée. En effet, nous savons que le libre parcours moyen d'une réaction est la distance moyenne parcourue entre deux chocs et qu'il s'écrit :

$$\lambda \approx \frac{1}{n_0 \sigma}$$

où : n_0 est la densité de neutres ($n_0 \sim 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$),
et σ la section efficace de la réaction considérée (de l'ordre de 10^{-18} cm^2).

C'est ainsi que l'on obtient un libre parcours moyen d'environ 10^6 cm . Cela montre que la deuxième collision n'est seulement envisageable qu'après un parcours de la particule de 10 000 m ! L'hypothèse de négliger cette deuxième réaction, dans le cas de l'observation de la luminescence, est bien justifiée.

III.4.3 Particules H et H₂ froids

Ces deux types de particules, dont un atome et une molécule, sont dans un état gazeux classique. Cela signifie qu'elles sont en état d'agitation permanente et celle-ci ne dépend que de la température du milieu. Dans ces conditions, la théorie cinétique des gaz s'applique.

Dans un gaz en équilibre, les particules n'ont pas toutes la même vitesse. La distribution des vitesses est de type Maxwell et Boltzmann [III.7]. C'est à partir de leur vitesse que l'on peut estimer l'énergie disponible lors d'un choc avec l'atome ou la molécule d'hydrogène.

$$\text{Pour une température de } 20^\circ\text{C, on obtient : } \begin{cases} v_{\text{moy}}(\text{H}_2) = 1754 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1} \\ v_{\text{moy}}(\text{H}) = 2478 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1} \end{cases}$$

Ces vitesses correspondent à des énergies cinétiques de l'ordre de 30 meV beaucoup trop faibles pour pouvoir exciter l'atome H ou la molécule H₂. Même si au passage du

faisceau, la température monte à 100°C, l'énergie n'atteint que 40 meV, valeur toujours trop faible.

Il est donc impossible que ces deux particules soient sources de luminescence parasite, lors de la détection optique du faisceau de protons.

III.4.4 Particules H^+ et H_2^+ froides

Contrairement au cas précédent, ces deux particules ont une charge en plus, ce qui va tout changer dans leur comportement. La présence du faisceau entraîne une différence de potentiel entre le centre du faisceau et la paroi interne du tube à vide. Ce puits de potentiel crée un champ radial propre à repousser des charges de même signe, à l'opposé du phénomène de compensation de charge d'espace. Le puits va donc fournir un gain d'énergie non négligeable aux particules chargées initialement produites sans grande énergie cinétique.

Afin de déterminer la possibilité d'émission de la raie H_α par ces particules, il faut estimer leur énergie. Cette dernière se mesure avec l'analyse d'énergie à 4 grilles. La figure III.9 représente une mesure d'énergie des ions faite lors de différentes conditions de transport de faisceau (changement de focalisation). Dans ce cas, l'analyse d'énergie à 4 grilles se situe en sortie du deuxième solénoïde, au sein de la boîte diagnostics avec le cross-over en amont de la mesure.

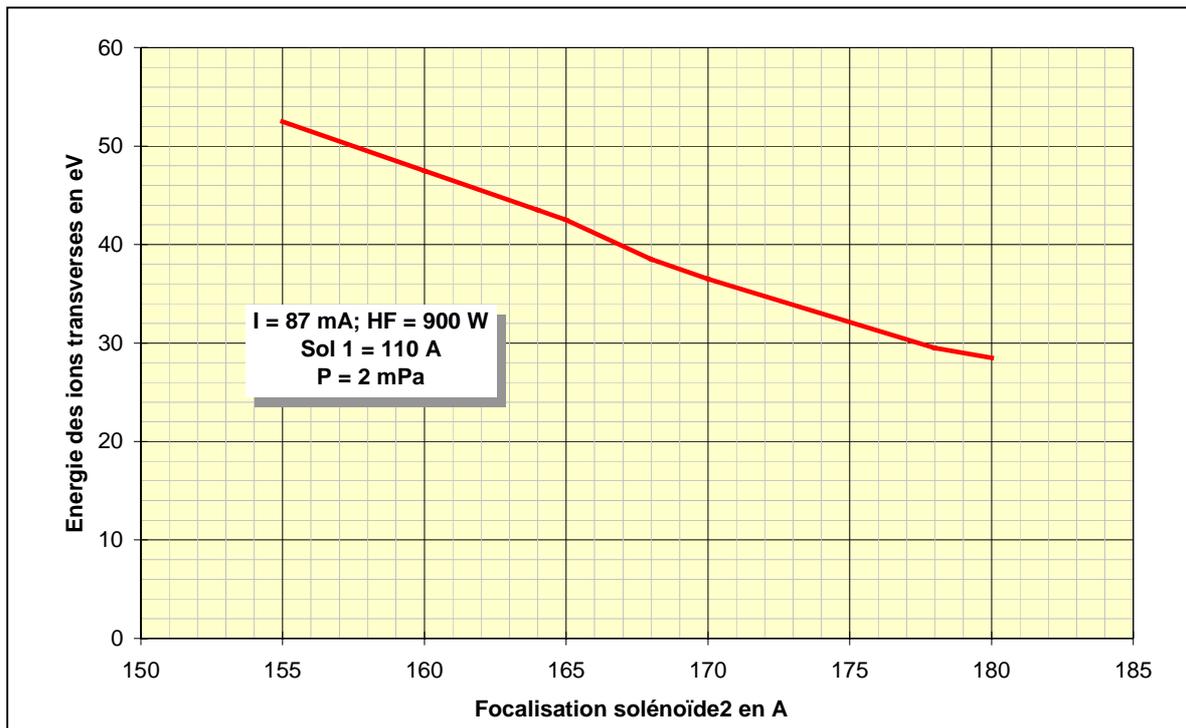


Fig. III.9 – Evolution moyenne de l'énergie transverse des ions pour différentes focalisations.

La gamme d'énergie obtenue pour ces ions se situe donc entre 30 et 50 eV. Il suffit maintenant d'étudier la faisabilité d'émission optique lors de l'interaction de H^+ et H_2^+ sur H_2 , pour de telles énergies.

Pour la particule H^+ , la figure III.6 montre l'impossibilité d'un tel phénomène pour de si faibles énergies. Au-dessous de 400 eV, la section efficace n'est pas pondérable, cela

signifie que l'émission de la raie H_α peut être négligé pour de plus faibles énergies. Même avec une compensation nulle, le puits de potentiel théorique de 200 V ne peut pas induire de luminescence parasite, lors de la collision de l'ion H^+ avec le gaz résiduel.

En ce qui concerne l'ion H_2^+ , nous raisonnons, comme précédemment sur la figure III.10, extraite de la référence [III.3] représentant les différentes sections efficaces des processus de collision, lors de l'interaction de ces ions avec le gaz résiduel. Nous voyons bien que le seuil d'amorce de l'émission de la raie H_α se situe autour de 800 eV, ce qui ne permet en aucune manière une possibilité de source de luminescence parasite par cette particule avec de telles énergies.

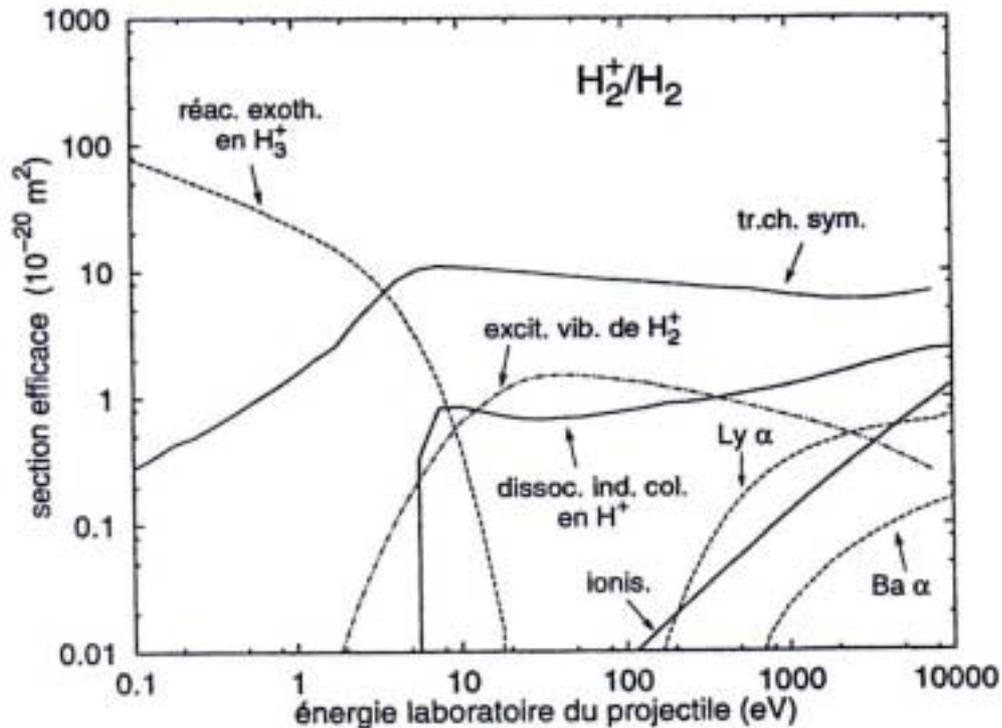


Fig. III.10 – Sections efficaces de collision $H_2^+ - H_2$.

On en déduit, que malgré la présence de charges par rapport aux particules H et H_2 , le gain d'énergie fourni, par le puits de potentiel n'est pas suffisant pour pouvoir induire une quelconque émission de lumière. Les particules H^+ et H_2^+ ne peuvent donc en aucun cas perturber la détection optique du faisceau de protons.

III.4.5 Les électrons

Les électrons présents dans le tube à vide sont produits lors de l'ionisation (directe ou dissociative) de la molécule d'hydrogène par les protons incidents de 95 keV. Ce sont des particules très légères et ainsi, lors de leur création, elles sont susceptibles de recevoir une quantité d'énergie non négligeable. Afin d'étudier la possibilité de production de luminescence parasite, il faut donc déterminer la distribution énergétique des électrons émis.

Les précédents travaux de Gealy [III.6] nous permettent de représenter, sur la figure III.11, les sections efficaces d'émission de ces électrons en fonction de leur énergie, indépendamment de l'angle.

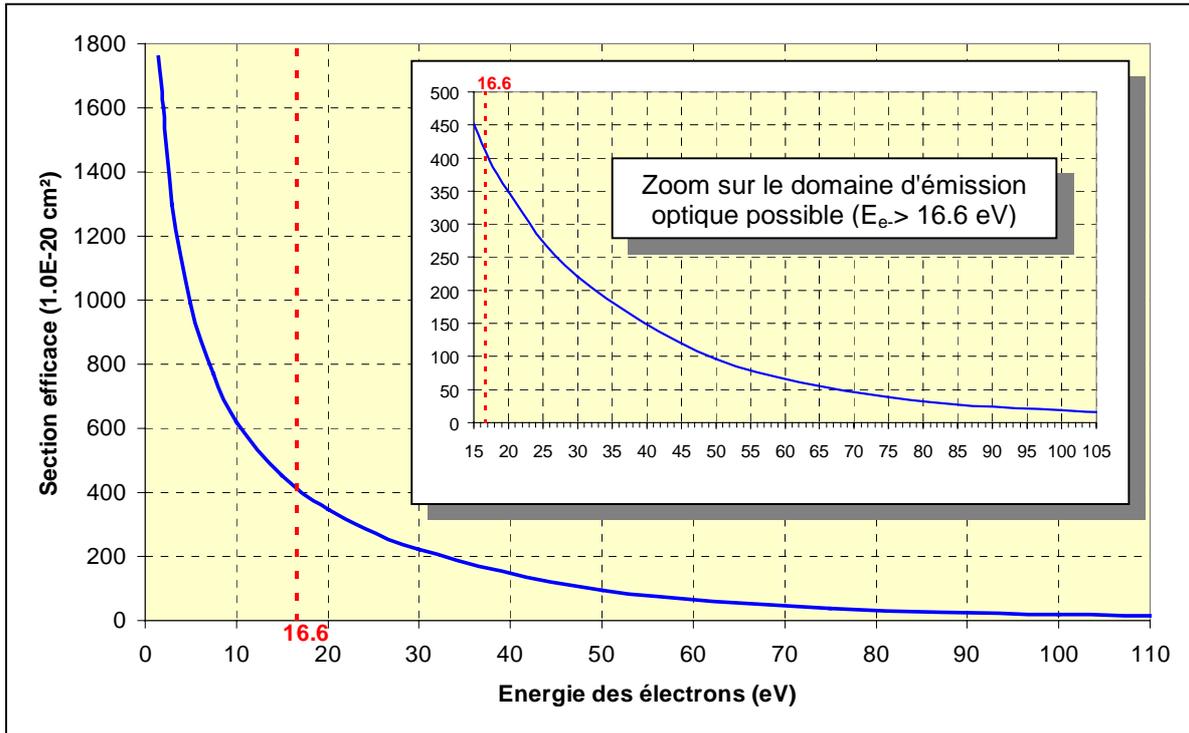


Fig. III.11 – Sections efficaces des émissions électroniques en fonction de leur énergie lors de la collision $H^+ - H_2$.

Ces données montrent que les électrons de faible énergie sont favorablement émis. Toutefois, les mesures faites par Gealy présentent des électrons émis avec des énergies maximales de l'ordre de 300 eV. Ces énergies sont loin d'être négligeables car, comme on peut le voir sur la figure III.12, le seuil de réaction de l'émission de la raie H_α lors de la collision entre des électrons énergétiques et la molécule d'hydrogène est de 16.6 eV. Il est ainsi évident, que ces électrons sont susceptibles de créer une luminescence parasite dont il reste à déterminer en quelles proportions.

Afin d'estimer le taux de production de luminescence des électrons, il nous faut déterminer leur nombre et leur section efficace :

- En ce qui concerne cette dernière, la valeur retenue, à partir de la figure III.12, sera de $7 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$.
- Pour déterminer la quantité d'électrons, nous allons retenir la valeur moyenne de la compensation de charge d'espace explicitée plus en détail dans le chapitre précédent. Celle-ci est de l'ordre de 80%, ce qui signifie qu'il y a, en moyenne, dans le puits de potentiel du faisceau, 80 électrons pour 100 protons par cm^3 .

Toutefois, seuls les électrons, d'énergie supérieure à 16.6 eV, sont capables d'induire la luminescence observée. C'est à partir de la courbe de la figure III.11, que l'on estime que 47% des électrons émis ont une énergie suffisante pour produire le phénomène. Sachant que la densité de protons incidents est de l'ordre de 10^8 cm^{-3} , on en déduit la densité volumique d'électrons à considérer :

$$n_{e^-} \sim 47\% \text{ (80\% } n_p) \quad \text{soit} \quad n_{e^-} = 4 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{On obtient donc : } N_{e^-} = n_{e^-} \cdot \langle v_{e^-} \rangle \cdot S \quad \text{soit} \quad N_{e^-} = 2 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$$

C'est ainsi que l'on a un taux de production de la raie H_α par les électrons de :

$$T_{e^- \rightarrow H_\alpha} = 5 \cdot 10^{10} \text{ L}$$

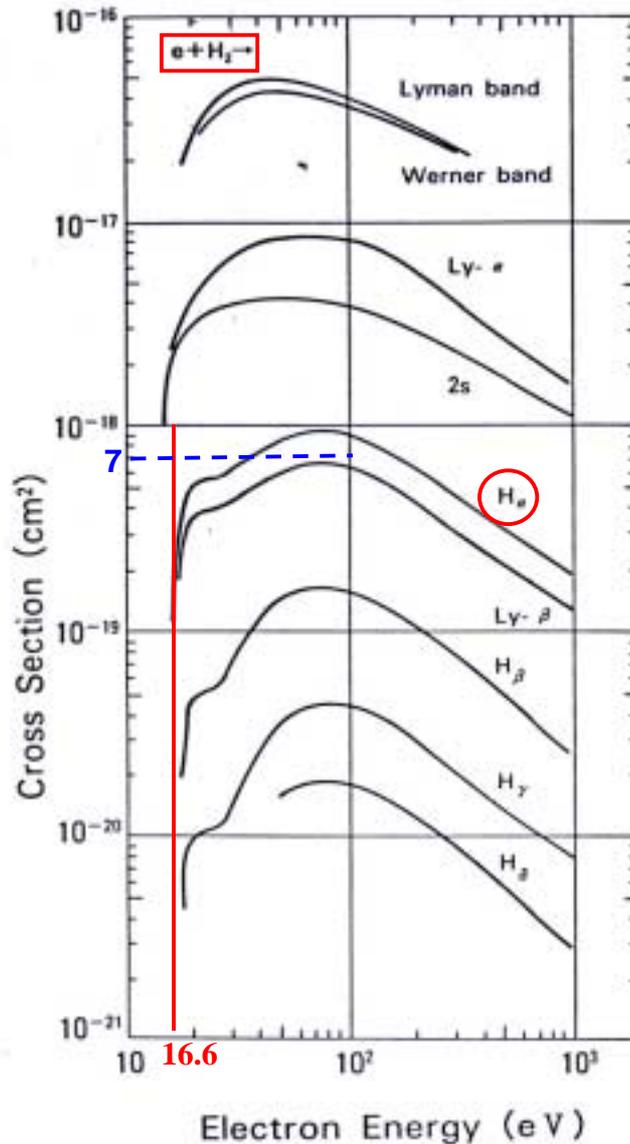


Fig. III.12 – Sections efficaces des émissions photoniques pour différentes raies et bandes extraites de la référence [III.8].

A partir de toutes ces données, on peut en déduire la comparaison du taux de production de la luminescence de la raie H_α entre les électrons et les protons :

$$T_{e^- \rightarrow H_\alpha} \sim 6\% T_{(H^+ \rightarrow H_\alpha)_{\text{total}}}$$

A partir de cette simple estimation, on voit que la luminescence induite par les électrons a une contribution non négligeable, légèrement inférieure à 10%, par rapport à celle directement représentative du faisceau. Cependant, ces électrons, provenant de l'ionisation, sont liés aux protons. Ils sont donc représentatifs du faisceau en terme d'intensité mais le sont-ils spatialement ?

En effet, à travers le travail de Gealy [III.6], nous constatons que les électrons, produits lors de l'ionisation, sont aussi émis avec une distribution angulaire représentée sur la figure III.13.

Comme pour l'énergie, lors de l'émission des électrons, les faibles angles sont favorisés. Malgré cela, on imagine aisément que l'on peut être en présence d'électrons en dehors du faisceau de protons. Ces électrons proviennent d'une émission angulaire lors de l'ionisation du gaz résiduel par des protons sur le bord du faisceau.

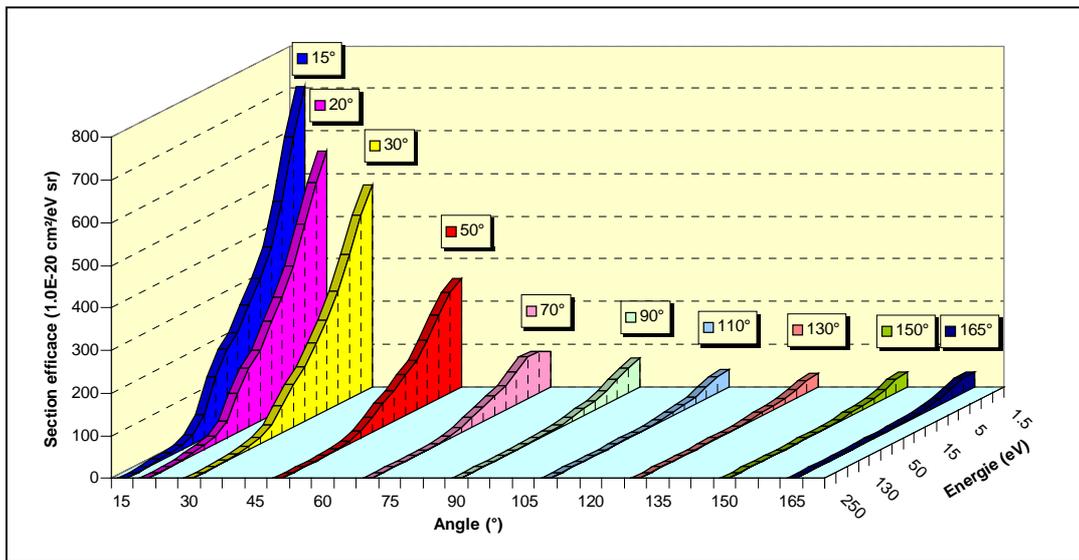


Fig. III.13 – Distribution angulaire et énergétique des électrons émis lors de la collision H^+-H_2 .

Sachant que ces électrons peuvent induire une émission de lumière, il est cohérent d'envisager la possibilité d'une observation optique du faisceau de protons plus large qu'il ne serait en réalité. De plus, ces électrons sont soumis au potentiel du faisceau cela signifie qu'ils oscillent dans le puits de potentiel gagnant ainsi de l'énergie. Les trajectoires des électrons sont assez simples : en coupe transverse, on peut imaginer ces dernières comme celles d'un pendule. La figure III.14, représente quant à elle, un schéma possible de l'émission lumineuse en dehors du faisceau.

Sur ce schéma, les flèches bleues représentent les possibles trajectoires des électrons susceptibles d'induire la luminescence à l'extérieur du faisceau. Ces trajectoires sont courbées car lors de l'émission optique, après collision avec le gaz résiduel, les électrons perdent de l'énergie et sont capturés par le puits de potentiel du faisceau de protons créant ainsi le mouvement d'oscillation. Un équilibre se met en place entre le nombre d'électrons piégés et ceux émis, ce qui crée une luminescence uniforme externe au faisceau.

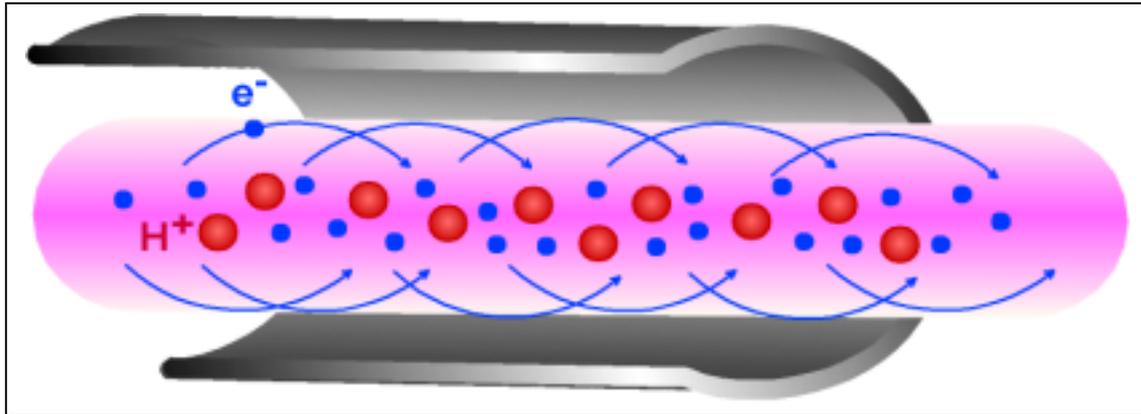


Fig. III.14 – Schéma de principe d'émission optique en dehors du faisceau de protons.

On s'attend donc à une taille optique du faisceau plus large que sa taille réelle, ce qui semble se vérifier sur les premiers résultats lors de la confrontation des mesures de profils par caméra et profileur à fils avec un faisceau pulsé représentée sur la figure III.15.

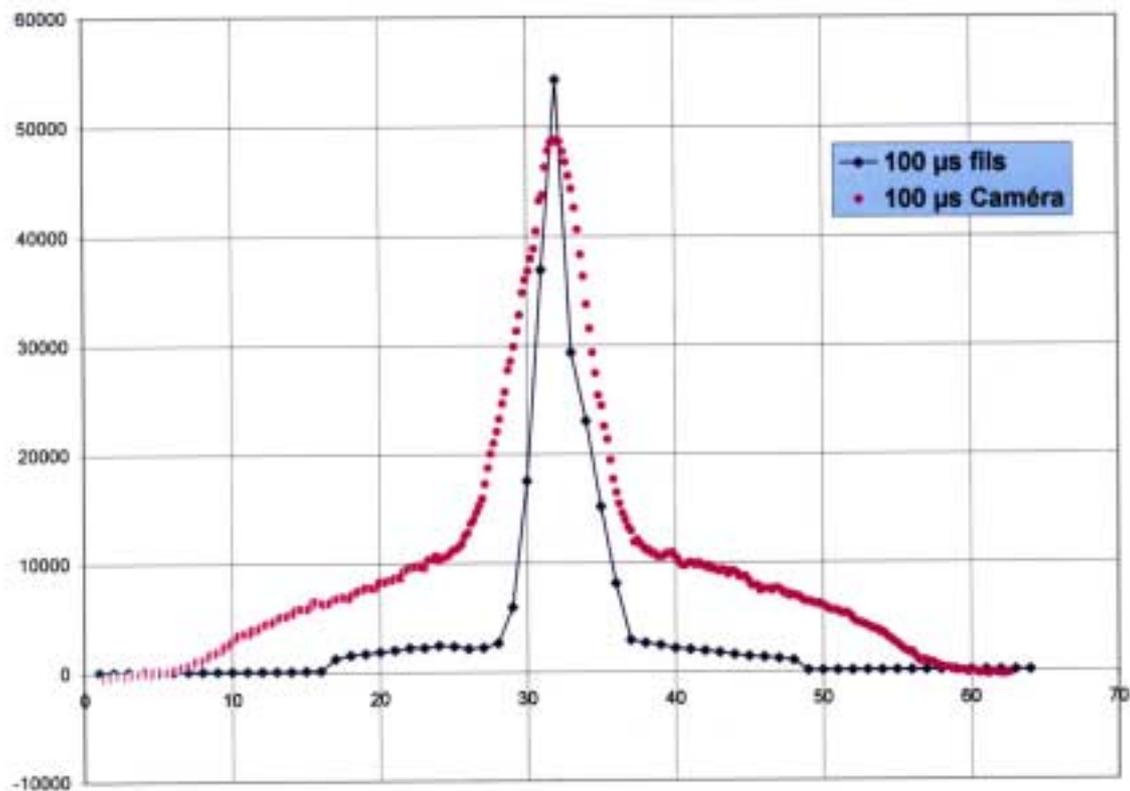


Fig. III.15 – Comparaison d'un profil optique (caméra) et d'un profil électrique (profileur à fils).

Remarque : Il est évident que si la compensation de charge d'espace est meilleure, le puits de potentiel sera moins profond et ainsi, les électrons oscilleront moins loin engendrant par la même occasion une taille optique de faisceau plus conforme à la réalité.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'origine de la luminescence le long du parcours du faisceau. Cette dernière provient bien de l'interaction des protons avec le gaz résiduel, mais, les protons ne sont pas les seules sources de lumière. En effet, nous avons mis en évidence d'autres sources possibles à partir de particules créées lors de l'interaction des protons avec la molécule d'hydrogène.

Ces particules vont être génératrices de perturbations pour la détection optique du faisceau, en ce qui concerne sa taille et son profil.

Les H, H₂, H⁺ et H₂⁺, sont des particules froides négligeables optiquement, leur énergie étant insuffisante à la production de luminescence.

Les atomes neutres, H, de 95 keV, quant à eux sont une source possible de luminescence mais négligeable au premier ordre.

Les électrons, sont les particules les moins négligeables à cause de leur émission angulaire lors de l'ionisation du gaz résiduel par les protons. Leur distribution énergétique montre la possibilité d'émission de luminescence en dehors du faisceau. Ce processus est source d'élargissement optique de la taille du faisceau. Ces hypothèses semblent vérifiées par les premières mesures optiques par caméra mais il faut continuer l'investigation afin de valider ou non ces premières observations.

Enfin, la cinétique de l'interaction protons - gaz résiduel a été abordée au premier ordre, peut être faut-il maintenant envisager une modélisation plus complète afin de bien comprendre ces différents phénomènes !

Annexes

III.A1 Sensibilité spectrale du PM ORIEL 77348

III.A2 Niveaux d'énergie de l'hydrogène atomique et moléculaire

III.A1 Sensibilité spectrale du PM ORIEL 77348

Le PM ORIEL 77348 a été spécialement acheté pour les mesures spectroscopiques, car il a l'immense avantage d'avoir une courbe de réponse très large et très plate dans la gamme spectrale de nos études.

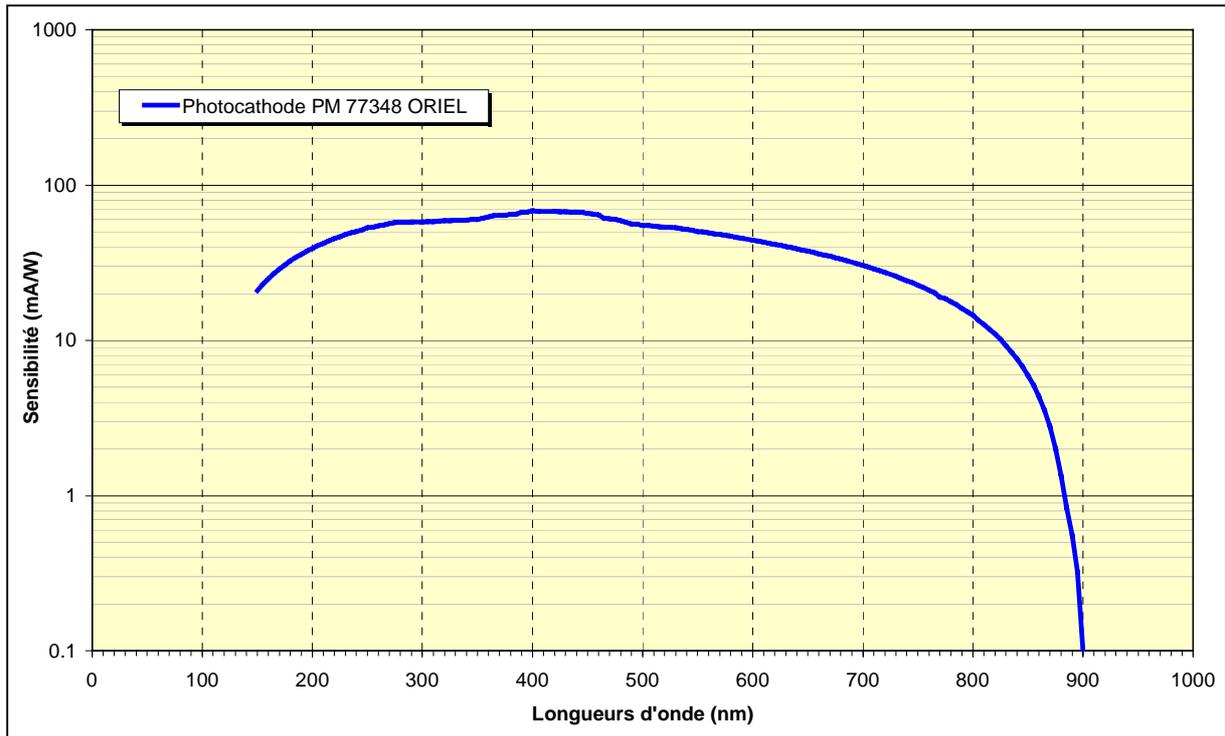


Fig. III.A1.1 – Courbe de sensibilité du PM ORIEL 77348.

III.A2 Niveaux d'énergie de l'hydrogène atomique et moléculaire

Le gaz résiduel est essentiellement constitué d'hydrogène moléculaire, un rappel de sa configuration électronique est nécessaire ainsi que celle de l'hydrogène atomique.

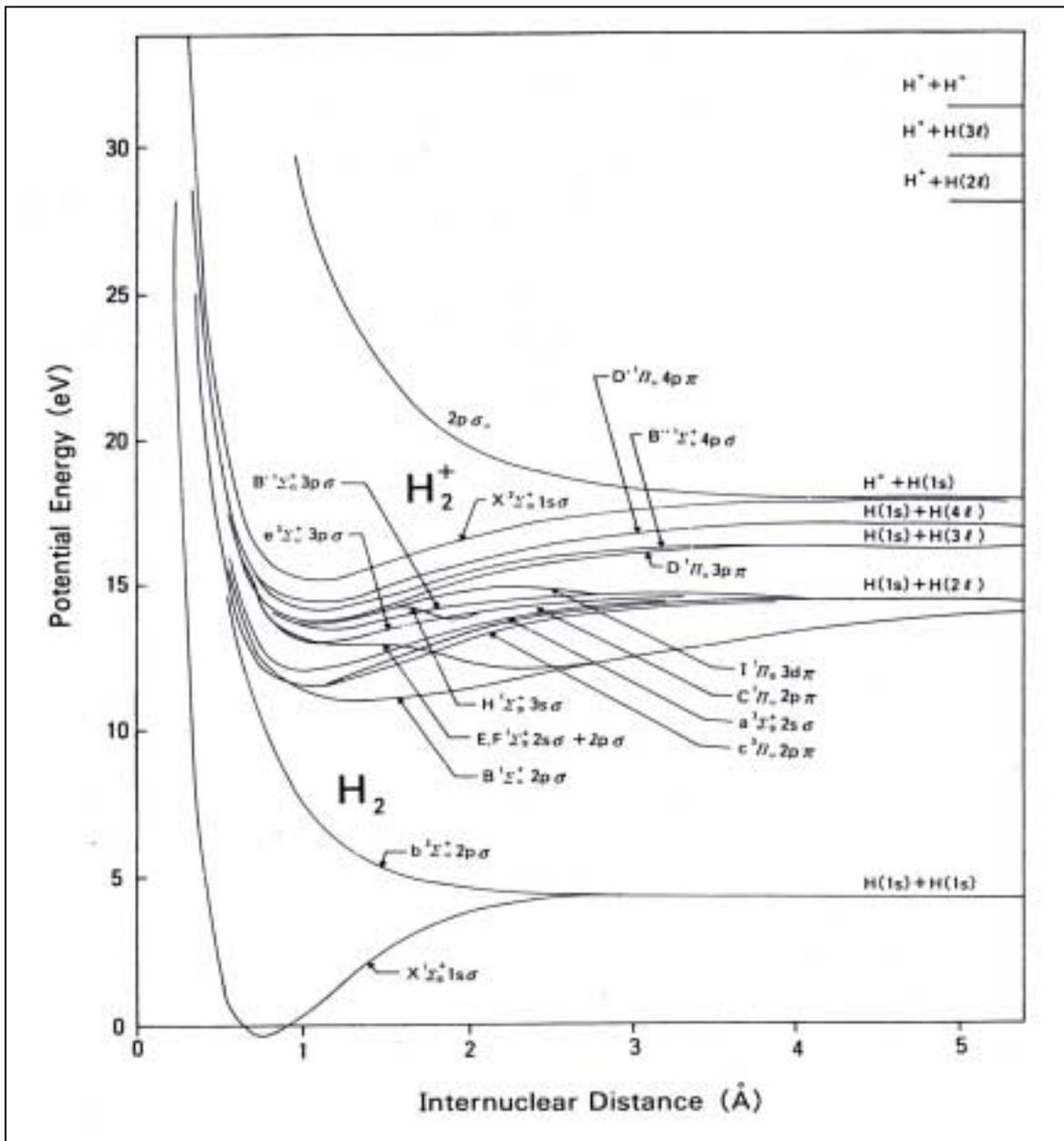


Fig. III.A2.1 - Niveaux d'énergie de la molécule d'hydrogène moléculaire et de l'ion associé extrait de la référence [III.8].

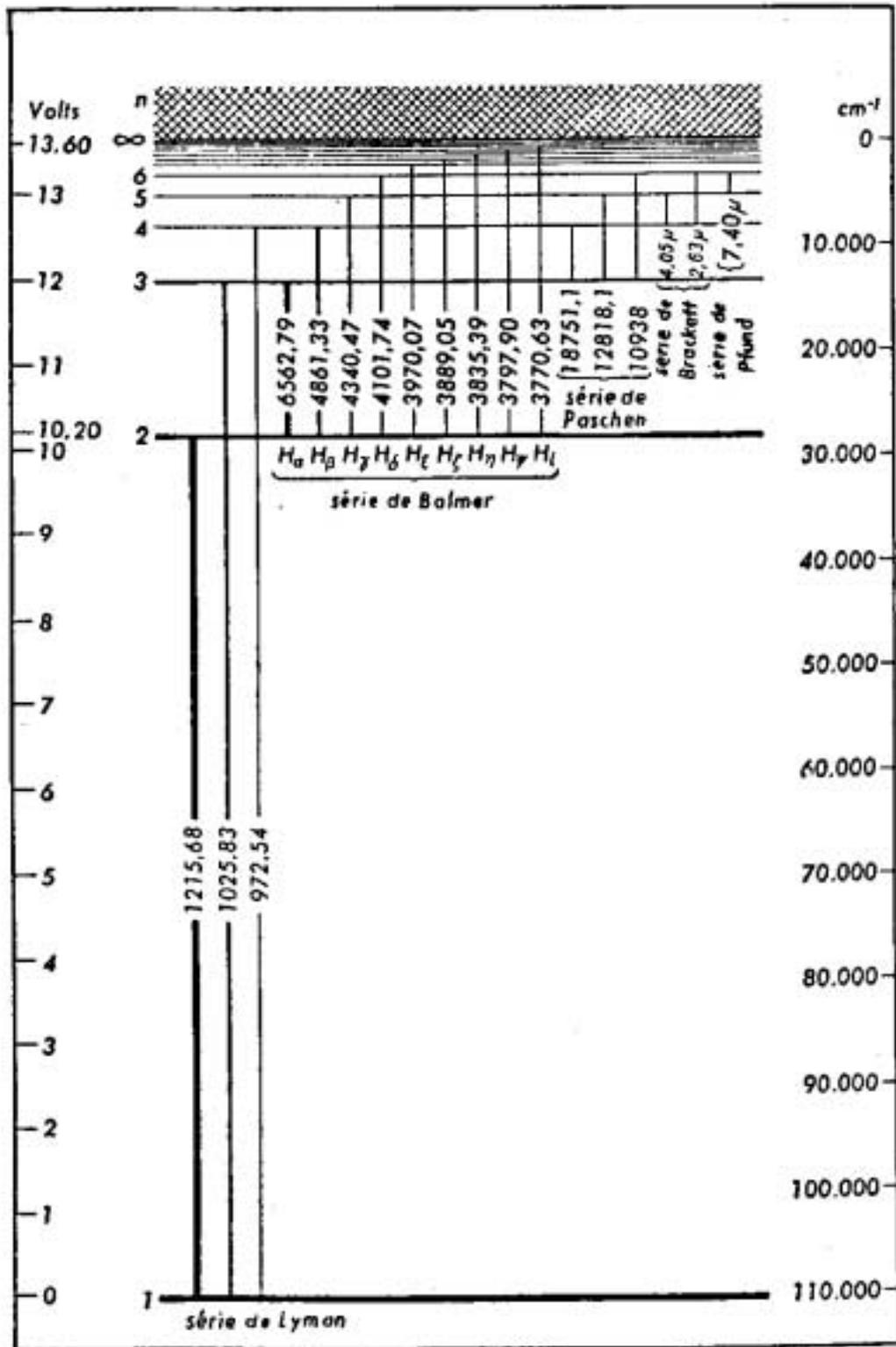


Fig. III.A2.2 - Niveaux d'énergie et raies d'émission de l'hydrogène atomique.

Références

- [III.1] : R. Ferdinand et al., *Non-interceptive emittance measurement of a high intensity beam at low energy*, LINAC 98, Chicago.
- [III.2] : R. Ferdinand, *Etude par spectroscopie optique de l'interaction d'un plasma multipolaire d'hydrogène et d'une surface d'arséniure de gallium*, Thèse soutenue le 29 mars 1990, Université Paris-Sud.
- [III.3] : A. V. Phelps, *Cross sections for H^+ , H_2^+ , H_3^+ , H , H_2 , and H in H_2 for Energies from 0.1 eV to 10 keV*, J. Phys. Chem. Ref. Data, 1990, Vol.19, No. 3, pp.653-675.
- [III.4] : I. D. Williams, J. Geddes and H. B. Gilbody, *Balmer α emission in collisions of H , H^+ , H_2^+ and H_3^+ with H_2* , J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1982, 15, pp.1377-1389.
- [III.5] : M. E. Rudd et al., *Electron production in proton collisions : total cross sections*, Reviews of Modern Physics, 1985, Vol. 57, No. 4, pp 965-994.
- [III.6] : M. W. Gealy et al., *Energy and angular distributions of electrons from ion impact on atomic and molecular hydrogen. I. 20-114 keV H^+ + H_2* , Phys. Rev. A, 1995, Vol. 51, No. 3, pp 2247-2255.
- [III.7] : G. Rommel, *Gaz à très basse pression - Technique du vide : Généralités*, Technique de l'ingénieur, B 4020.
- [III.8] : H. Tawara et al., *Cross Sections and Related Data for Electron Collisions with Hydrogen Molecules and Molecular Ions*, J. Phys. Chem. Ref. Data, 1990, Vol.19, No. 3, pp.617-636.

Chapitre IV

Spectroscopie des gaz injectés

IV.1	Système mécanique – Impact sur le faisceau	69
IV.2	Injection de H₂	73
IV.2.1	Mesure des spectres	73
IV.2.1	Variation de l'intensité du faisceau de protons	75
IV.2.2	Variation de la pression de H ₂ injecté	77
IV.3	Injection de Ar	78
IV.3.1	Variation de l'intensité du faisceau de protons	81
IV.3.2	Variation de la pression d'Ar injecté	83
IV.4	Injection de Kr	84
IV.4.1	Variation de l'intensité du faisceau de protons	85
IV.4.2	Variation de la pression de Kr injecté	87
IV.5	Injection de Ne	87
IV.5.1	Variation de l'intensité du faisceau de protons	88
IV.5.2	Variation de la pression Ne injecté	90
IV.6	Injection de Xe	91
IV.6.1	Variation de la pression de Xe injecté	92
IV.7	Bilan	93
IV.8	Premières sources d'explication	94
IV.8.1	Augmentation des raies hydrogène lors de l'injection	94
IV.8.2	Changement de pente brutal	95
	Conclusion	96
	Annexes	97
IV.A1	Spectre de luminescence de l'azote injecté	98
	Références	99

Chapitre IV

Spectroscopie des gaz injectés

Au cours de nombreuses expériences, des gaz ont été injectés au sein de la ligne de transport du faisceau. En effet, les caractéristiques du faisceau évoluent en fonction de la pression et du gaz dans le tube à vide. Parmi ces caractéristiques, on peut retenir la variation de l'émittance et de la compensation de charge d'espace [IV.1]. Suite à ces expériences, un travail de mesures spectroscopiques a été engagé sur les mêmes types de gaz.

Au cours de ces mesures, nous avons choisi d'étudier les longueurs d'onde émises mais aussi leurs variations en fonction de l'intensité du faisceau et de la pression injectée. La gamme de variation de l'intensité est grande puisqu'elle va de 0 à 100 mA, selon les capacités de la source. Quant à la pression, la gamme est limitée par la valeur maximale tolérée en sortie de source. En effet, la pression normale de fonctionnement dans le premier puits de pompage est de l'ordre de 3 mPa et la pression limite est de 5 mPa. Au-delà, on atteint une pression dite "démentielle" à l'intérieur de la source ECR. La limite en pression est due au maintien de la tension au niveau de l'extraction. De plus, au contact d'une pression élevée, le transport du faisceau est modifié jusqu'à un possible éclatement avec des conséquences liées à sa puissance (10 kW) : échauffement, activation des parois...

L'amplitude de la gamme de variation de pression pour les mesures spectroscopiques n'étant pas assez importante, une modification mécanique de la ligne a été nécessaire afin d'avoir la possibilité de telles mesures.

IV.1 Système mécanique – Impact sur le faisceau

Les mesures se situent en aval du deuxième solénoïde au sein d'une nouvelle chambre diagnostics qui permettra ces mesures mais aussi celles avec la caméra et avec le laser explicitées dans les chapitres suivants. La modification mécanique consiste à avoir une injection locale de gaz au contact du faisceau sans toutefois perturber le fonctionnement de la source par une diffusion de gaz trop importante vers cette dernière.

La nouvelle chambre créée correspond au dessin représenté sur la figure IV.1. Cette chambre comprend trois brides pouvant accepter des hublots pour les mesures optiques ou l'analyse d'énergie à 4 grilles en position verticale. Les deux petits piquages sont utilisés pour l'injection de gaz ainsi que pour la mesure de pression au sein même de la chambre.

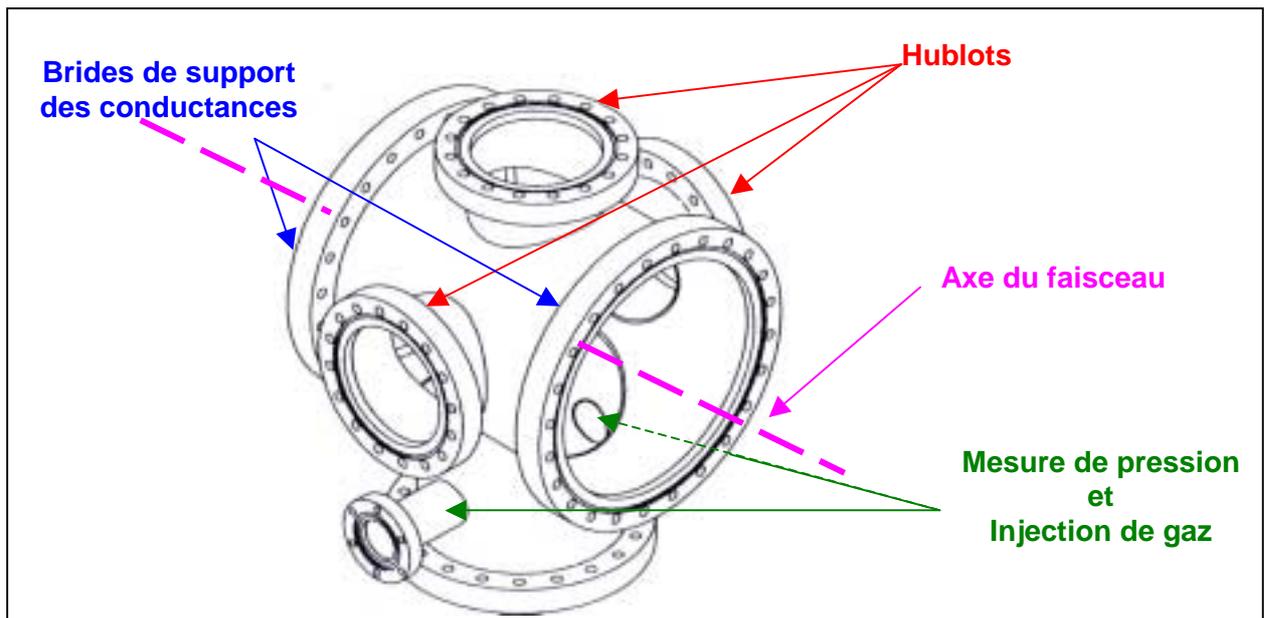


Fig. IV.1 – Dessin de la chambre d'injection gazeuse.

Afin de monter la pression au sein de la chambre sans modifier celle du gaz résiduel, dans le reste du tube à vide, deux conductances cylindriques (\varnothing : 45 mm; L : 100 mm) ont été installées à l'emplacement des brides de fixation sur la ligne de transport. De plus, un pompage différentiel a été installé en amont et en aval de cette chambre. Ainsi, la gamme de variation de pression lue peut aller de 3 à 60 mPa.

Remarque : La conductance du côté solénoïde est refroidie par un système de circulation d'eau en cuivre directement collé dessus (photo 1 sur la figure IV.2). En effet, la conductance a tendance à chauffer à cause des pertes de faisceau incident qu'elle induit : ce sont essentiellement les H_2^+ et H_3^+ sur les bords du faisceau. Si le refroidissement n'était pas présent, la mesure ne pourrait se faire car le faisceau endommagerait les parties de conductance non refroidies lors d'un contact, comme nous pouvons le voir sur la photo 2 de la figure IV.2.

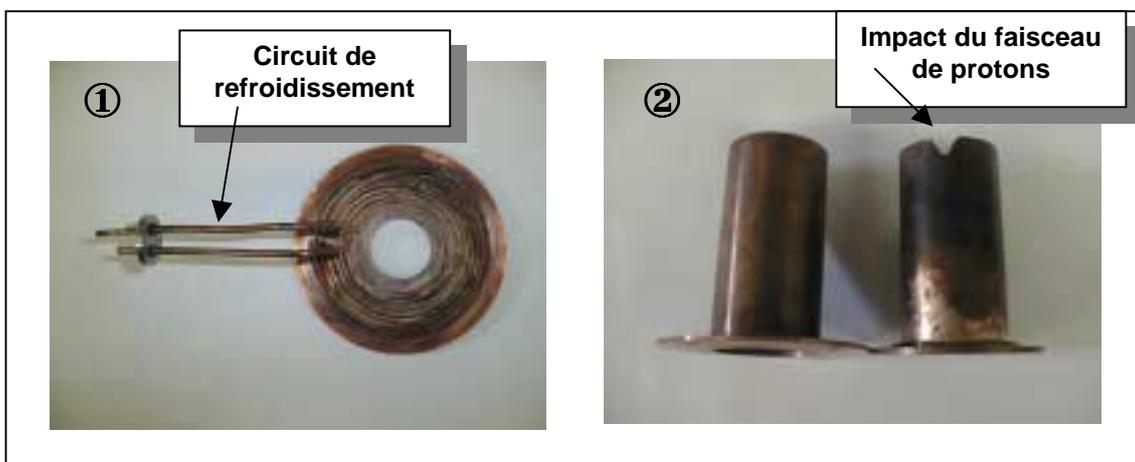


Fig. IV.2 – Photos de la conductance refroidie et de celle endommagée.

Afin de ne pas endommager les conductances, l'intensité du faisceau sera limitée à 60 mA lors des mesures spectroscopiques.

Le système mécanique permet donc de ne pas perturber le fonctionnement de la source toutefois, il est nécessaire de vérifier l'impact sur le faisceau. La caractéristique du faisceau mesurable est la compensation de charge d'espace accessible par l'analyse d'énergie à 4 grilles fixée sur la chambre.

Les mesures vont être faites dans les mêmes conditions de transport que celles présentées lors de la description de l'analyse d'énergie à 4 grilles. La seule différence sera celle de l'intensité, au lieu d'être de l'ordre de 90 mA, elle sera de l'ordre de 60 mA pour les raisons précédemment citées.

Lors des mesures précédentes, l'allure typique des courbes est représentée sur la figure IV.3. Dans ce cas, l'intensité de 87 mA induit un puits de potentiel théorique de 180 V. Sur cette courbe, on voit un puits de potentiel mesuré de l'ordre de 30 eV, ce qui correspond à une compensation aux environs de 85%.

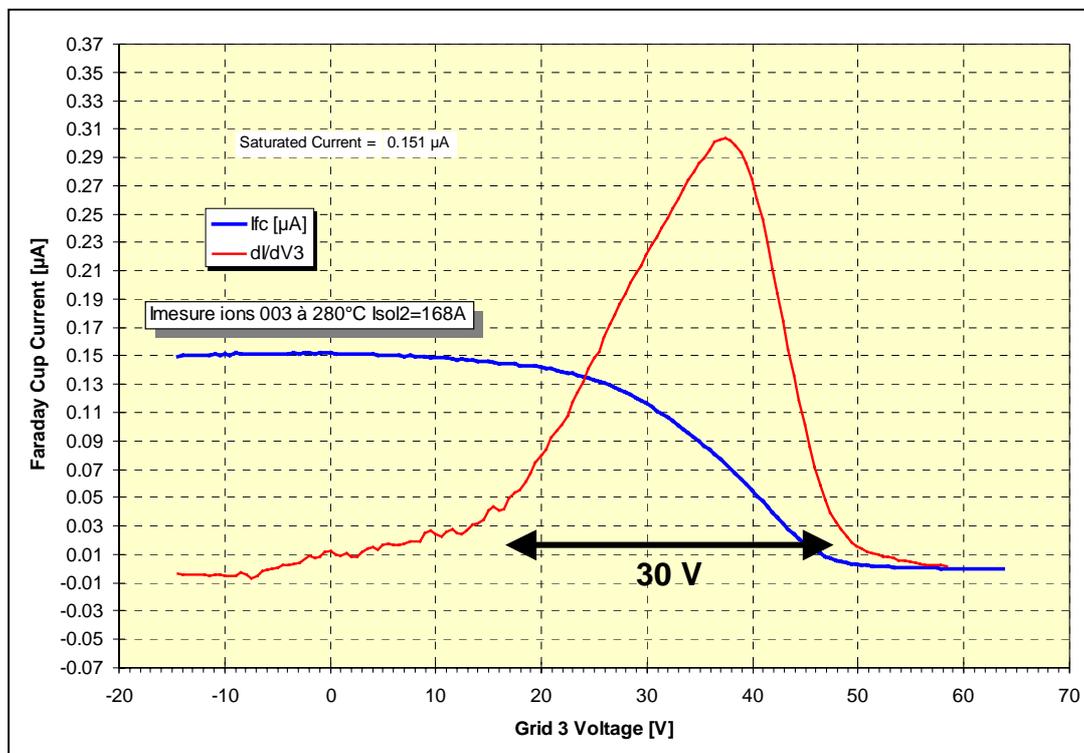


Fig. IV.3 – Mesure de compensation de charge d'espace dans le cas général.

La figure IV.4 représente la mesure de compensation dans les conditions de la mesure spectroscopique avec injection gazeuse. C'est à dire, après la modification mécanique de la ligne : avec la nouvelle chambre et les conductances. L'intensité du faisceau est de l'ordre de 55 mA. Ce que l'on remarque tout de suite, c'est qu'il a été nécessaire de changer l'alimentation de la rampe afin de monter à 150 V pour aboutir au deuxième changement de pente. L'interprétation des premières mesures, s'arrêtant à 65 V, était impossible. Cela signifie que les ions allant vers la paroi ont une énergie plus importante dans de telles conditions expérimentales.

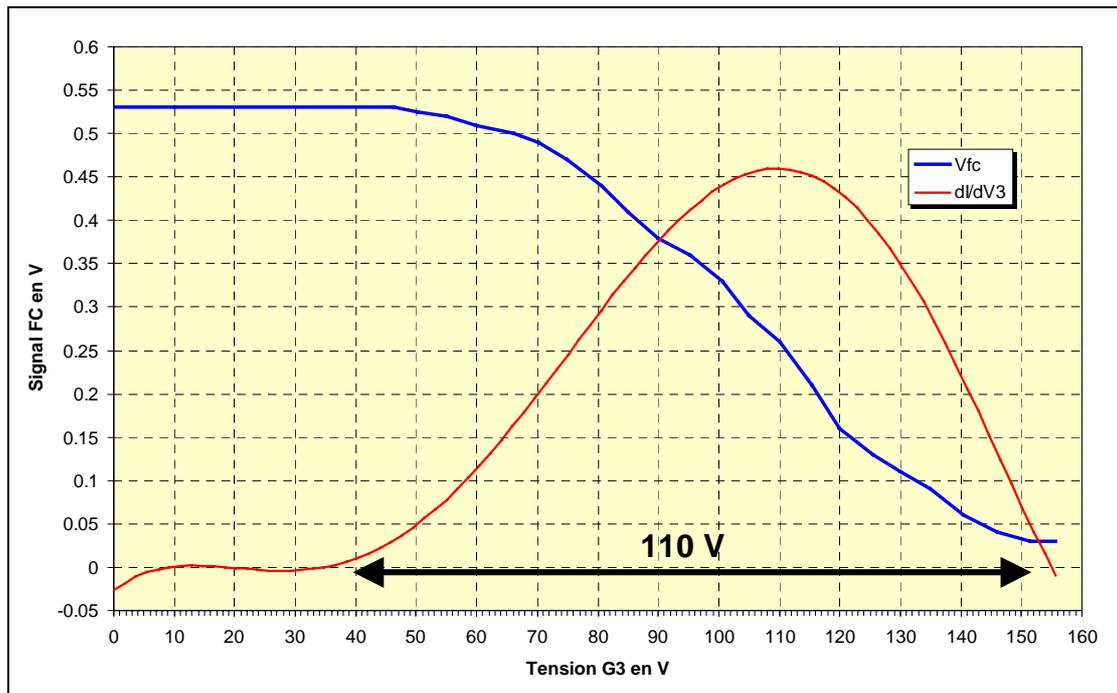


Fig. IV.4 – Mesure de compensation de charge d'espace dans les conditions d'injection gazeuse.

D'après la formule explicitée en détail dans le paragraphe concernant l'analyse d'énergie à 4 grilles :

$$\Delta U_T = \Delta U \cdot \left(1 + 2 \ln \frac{r_T}{r_f} \right)$$

où ΔU_T est le puits de potentiel total par rapport au tube,
 ΔU est la différence de potentiel entre le centre et le bord du faisceau,
 r_T est le rayon du tube et r_f est le rayon du faisceau.

Si les ions ont une énergie transverse plus élevée, cela signifie que ΔU_T est plus important après cette modification mécanique. Une augmentation de ce puits de potentiel, équivaut soit à une hausse de la différence de potentiel ΔU au sein du faisceau, soit une augmentation de la grandeur du tube r_T ou encore, une diminution de la taille du faisceau r_f .

Les mesures ont été faites dans les mêmes conditions de taille de faisceau. Cette dernière est accessible par les caméras CCD, on en déduit donc qu'une variation de r_f n'est pas la cause de cette hausse de puits de potentiel.

Pour ce qui est de l'augmentation de r_T , cela n'est pas non plus possible car au contraire, la présence des conductances pourrait intervenir dans le sens inverse en diminuant la section du tube juste avant la mesure ce qui entraînerait une baisse de ce puits de potentiel. Il est clair que l'influence des conductances sur ce point est négligeable ou tout du moins compensée par un phénomène plus important.

Ce dernier est donc une augmentation de la différence de potentiel ΔU au sein même du faisceau de protons. Sachant que ΔU est directement proportionnel à l'intensité, ce n'est pas du à une augmentation de celle-ci, puisque au contraire, la présence des conductances nous a obligé à la baisser. On en déduit donc que c'est la charge apparente du faisceau qui est modifiée. Lors de la mesure dans les conditions d'injection gazeuse (figure IV.4), la différence

ΔU est d'environ 110 V, ce qui correspond au puits de potentiel théorique pour un faisceau de 55 mA. Nous obtenons ainsi une compensation de charge d'espace négligeable. La modification mécanique a donc un effet non négligeable sur le faisceau en terme de charge d'espace. Toutefois, il nous est impossible de faire une mesure spectroscopique en faisant varier la pression autrement.

Les conductances jouent en fait le rôle de "clearing electrodes", c'est à dire qu'elles capturent les électrons oscillant dans le puits de potentiel modifiant ainsi la charge apparente du faisceau derrière elles. On peut imaginer des mesures de charge d'espace pour différentes tailles de conductances afin d'estimer l'étendue de l'oscillation des électrons dans le puits de potentiel.

La liste des gaz utilisés lors de cette mesure, reprend celles des précédentes expériences faites sur la source [IV.1] : H₂, N₂, Ar, Kr. Le Ne et le Xe ont été rajoutés pour des raisons explicitées plus en détail à la suite. Pour chaque gaz, des mesures de spectre ont été faites pour différentes intensités à différentes pressions et inversement. A partir de ces spectres, nous allons avoir des informations sur les longueurs d'ondes des raies d'émission et de leur variation en fonction de l'intensité et de la pression. Les différents résultats obtenus sont exposés par la suite.

IV.2 Injection de H₂

Le premier gaz injecté est l'hydrogène afin de vérifier les raies de luminescence du gaz résiduel essentiellement due à l'hydrogène le constituant.

IV.2.1 Mesure des spectres

La figure IV.5 présente la superposition du spectre du gaz résiduel pour une intensité faisceau de 60 mA (courbe rouge) avec celui de l'hydrogène injecté à une pression de l'ordre de 27 mPa pour la même intensité.

Comme nous pouvions nous y attendre, l'intensité lumineuse des raies de la série de Balmer est amplifiée par l'augmentation de la pression. En effet, si le nombre de particules cibles (molécules d'hydrogène) au contact des protons croit, le phénomène de luminescence ne peut être qu'amplifié.

Sur la figure IV.5, nous remarquons bien les raies H _{α} , H _{β} et H _{γ} amplifiées mais nous constatons aussi la présence de nouvelles raies non négligeables aux longueurs d'onde $\lambda = 391.4$ nm et $\lambda = 427.8$ nm.

Ces deux raies correspondent à la luminescence de N₂⁺ au contact du faisceau. En effet, suite au travail de Hughes [IV.2], le spectre du diazote ionique est connu. Les deux raies les plus intenses dans la gamme spectrale de notre observation sont précisément aux longueurs d'onde précédemment citées. D'autre part, d'autres raies de plus faibles intensités ont aussi été observées par Hughes : $\lambda = 470.9$ nm et $\lambda = 500.5$ nm et $\lambda = 568$ nm.

Afin de valider le fait que ces raies proviennent de l'azote, le spectre du dihydrogène injecté pour une intensité faisceau de 60 mA et une pression de 27 mPa (courbe bleue sur la figure IV.6) a été superposé avec celui du diazote pour une intensité faisceau de 20 mA à une pression de 7 mPa (courbe rouge sur la figure IV.6).

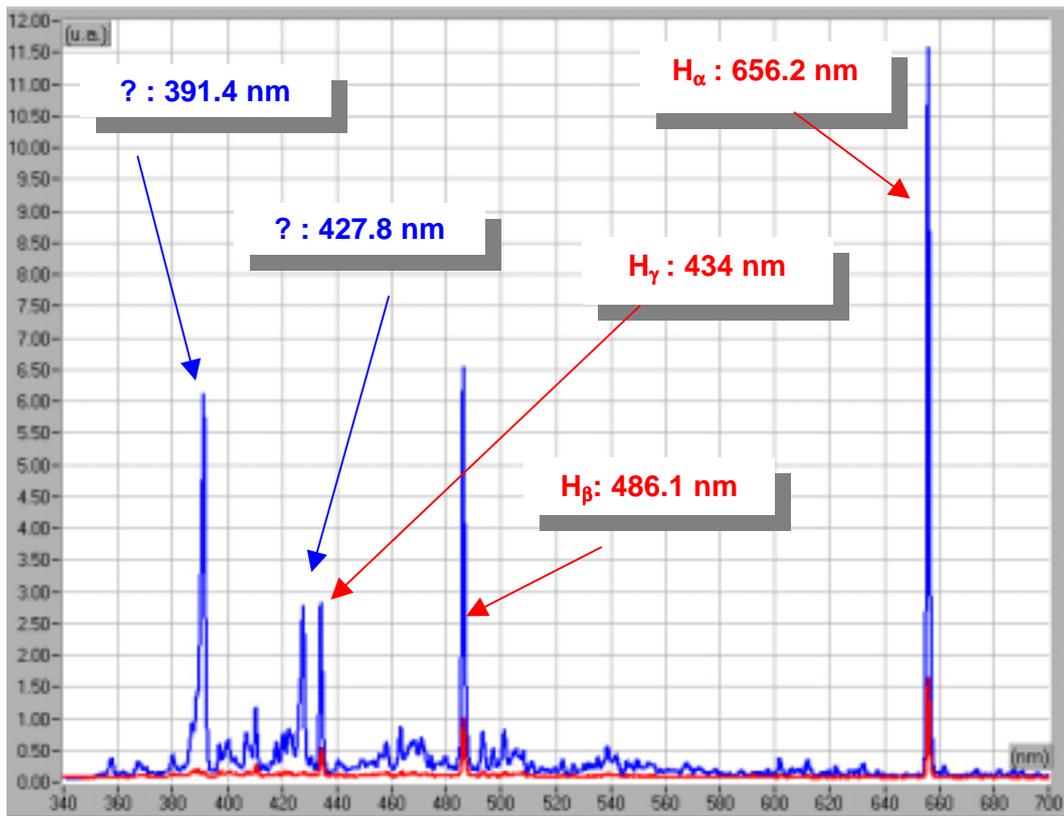


Fig. IV.5 – Superposition du spectre du gaz résiduel(rouge) avec celui de l'hydrogène injecté à 27 mPa (bleue).

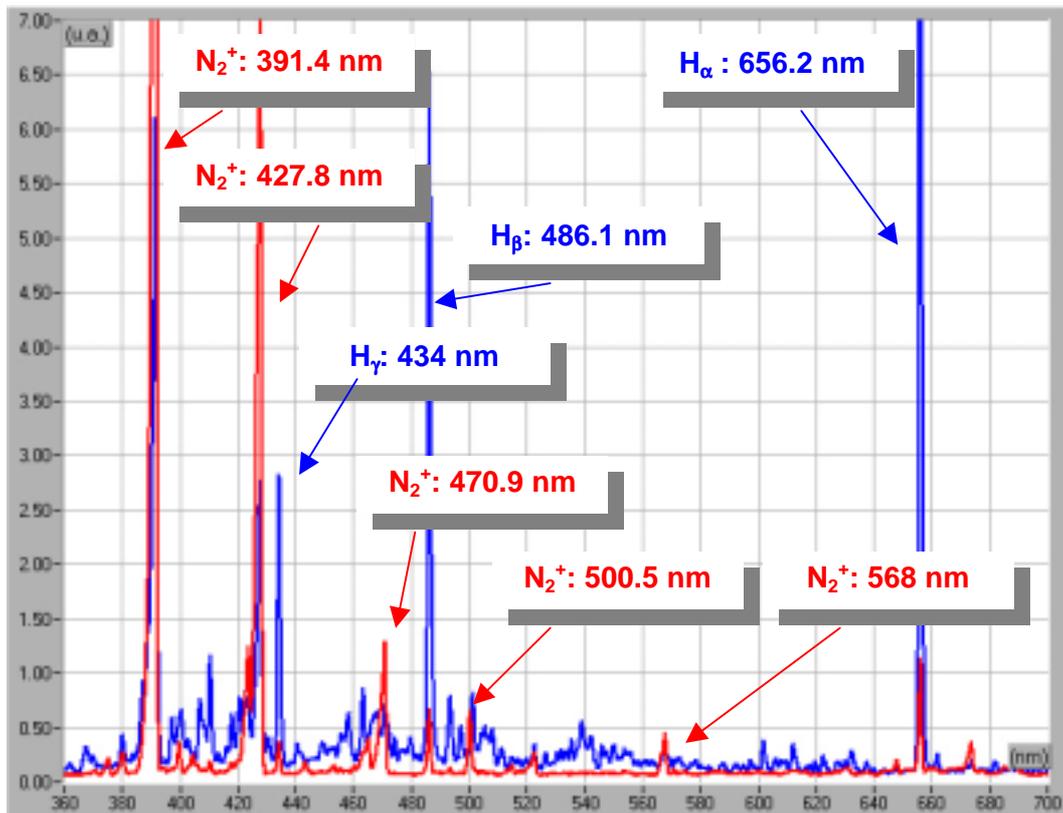


Fig. IV.6 – Spectres du N_2 pour 20 mA et 7mPa (rouge) et celui de H_2 pour 60 mA et 27 mPa (bleue).

La différence d'intensité et de pression, pour cette comparaison, est due au fait que l'azote est beaucoup plus lumineux que l'hydrogène. Ce choix a donc été fait par souci de bonne visualisation des différentes raies sur la figure IV.6. La superposition des raies azote avec les nouvelles raies, apparues lors de l'injection d'hydrogène, est très bonne. Afin d'être sûr de l'existence d'azote lors de l'injection d'hydrogène, une analyse de gaz serait indiquée mais, la pression est trop élevée pour que l'analyseur, disponible sur la ligne, fonctionne.

Deux hypothèses ont été proposées pour expliquer la présence d'azote au contact du faisceau de protons lors de l'injection d'hydrogène : un dégazage des parois ou une fuite.

- En effet, lorsque l'on casse le vide, on injecte de l'azote dans la ligne qui peut se coller sur les parois internes du tube à vide. Lors de la remise en route de la source, ces parois peuvent dégazer l'azote mais dans ce cas, le phénomène devrait s'atténuer avec le temps, ce qui n'a pas été constaté.
- L'hypothèse la plus plausible pour cette source d'azote est donc une fuite dans le système basique d'injection de gaz car la présence d'azote se répète à chaque gaz injecté. Toutefois cela reste une question ouverte car la fuite n'a pas encore été trouvée. Une fuite est souvent mise en évidence par la présence de la raie OH à 307 nm lors de la cassure de la molécule d'eau. L'observation de cette dernière n'a pas été possible car la sensibilité du système optique utilisé commence à 330 nm.

Remarque : *A la différence de la molécule d'hydrogène, celle d'azote n'est pas dissociée au contact du faisceau à cause de la triple liaison entre les deux atomes.*

Après cette première observation faite sur le spectre d'hydrogène injecté au sein de la chambre dite "haute pression", l'étude de la variation de la luminescence de différentes raies observées en fonction de l'intensité du faisceau et de la pression va être présentée.

IV.2.1 Variation de l'intensité du faisceau de protons

Comme pour le gaz résiduel, l'intensité du faisceau varie de 0 à 60 mA pour différentes pressions injectées. Les figures IV.7a, 7b et 7c représentent ces variations pour les pressions respectives de 11 mPa, 19 mPa et 27 mPa.

Sur ces 3 figures, nous retrouvons le même classement que pour le gaz résiduel, des raies de la série de Balmer, en fonction de leur intensité lumineuse. Cela signifie qu'en allant de la plus intense à la moins intense, nous retrouvons la raie H_α , H_β , H_γ et enfin H_δ .

Suivant ces mesures, nous voyons que l'évolution de la luminescence en fonction de l'intensité du faisceau est linéaire et ce pour les trois pressions d'injection. Ces pressions couvrent une gamme non négligeable puisqu'elle a été multipliée d'un facteur 3 (11 mPa → 27 mPa).

En plus de l'évolution linéaire, les droites passent par 0, ce qui est tout à fait normal car sans proton, il n'y a pas d'excitation et donc pas de luminescence résultante.

Remarque : *La raie azote la plus intense, correspondant à la longueur d'onde de 391.4 nm, a aussi la même évolution linéaire passant par 0. Ce qui semble conforme pour les mêmes raisons précédentes.*

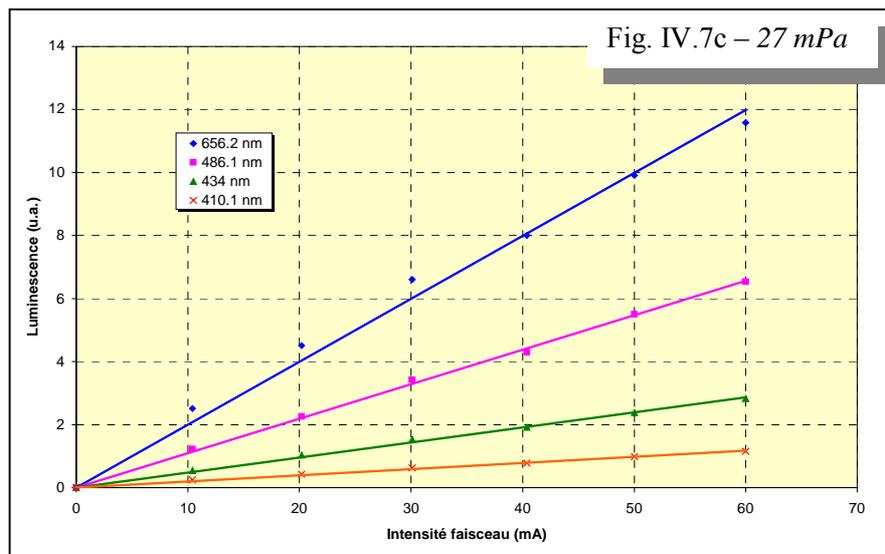
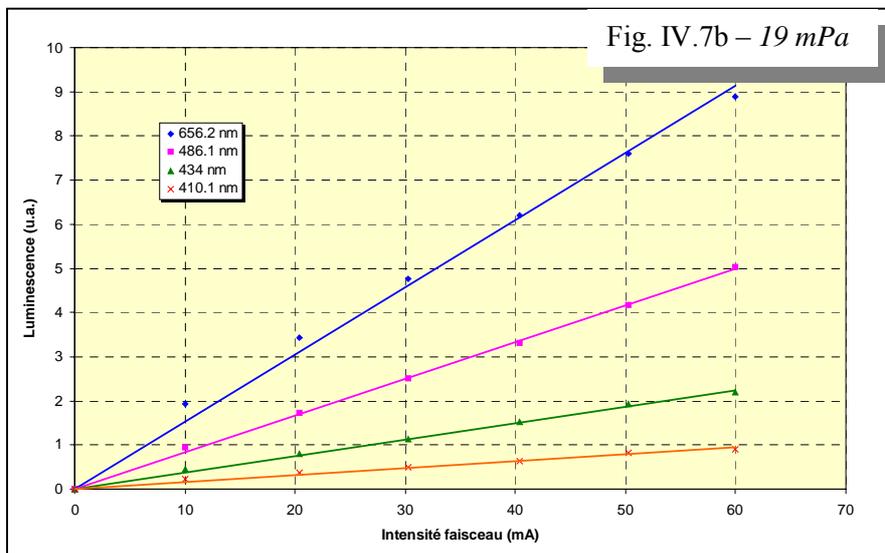
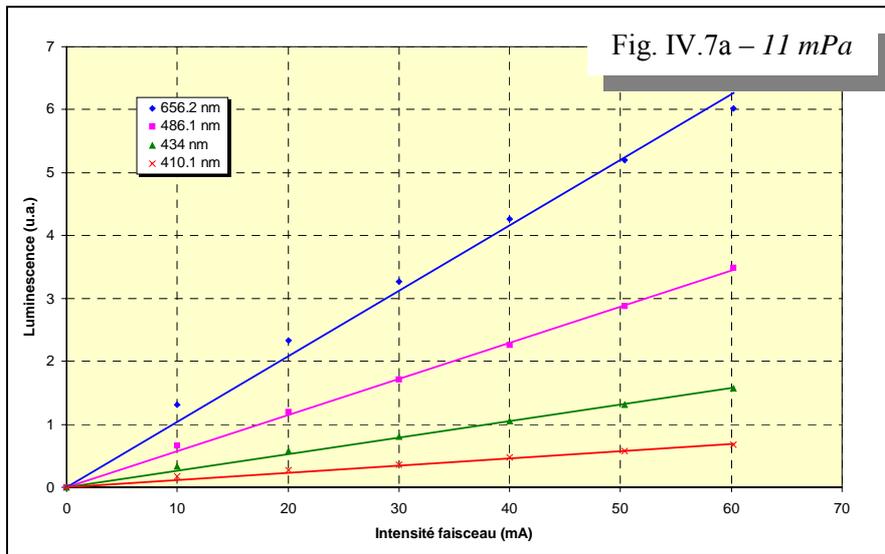


Fig. IV.7 – Variation de la luminescence du gaz résiduel en fonction de l'intensité du faisceau.

IV.2.2 Variation de la pression de H₂ injecté

La modification mécanique de la ligne de transport permet d'étudier l'évolution de la luminescence des différents gaz en fonction de la pression. Les résultats pour l'hydrogène vont être présentés. La pression maximale tolérable pour les conditions expérimentales est de 27 mPa.

Les mesures ont donc été faites avec un faisceau continu à deux intensités différentes 37 mA (figure IV.8a) et 60 mA (figure IV.8b) et avec une variation continue de la pression injectée.

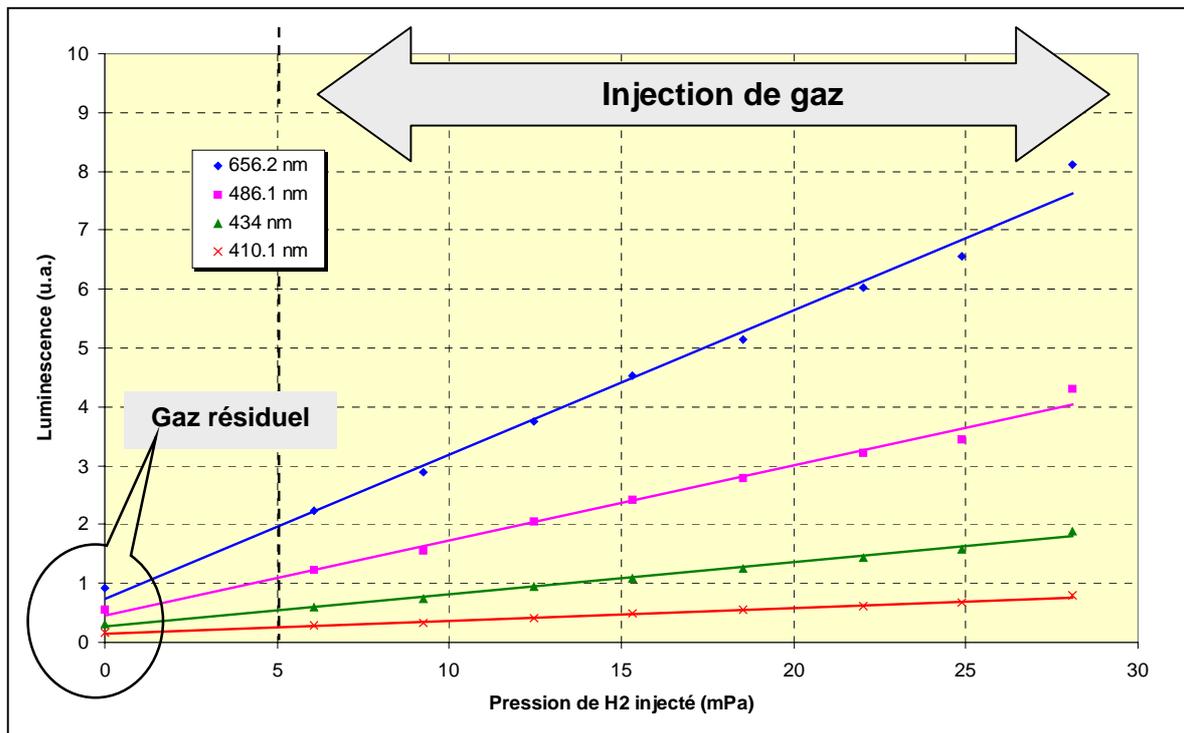


Fig. IV.8a – Variation de la luminescence en fonction de la pression de H₂ injecté pour une intensité faisceau de 37 mA.

Dans les deux cas, une variation linéaire de la luminescence en fonction de la pression est observée. En effet, au lieu de modifier le nombre de particules projectiles, c'est le nombre de particules cibles qui augmente, cette fois. En terme de luminescence, cela revient au même s'il n'y a pas d'autres phénomènes qui pourraient perturber ce processus.

Sur les deux figures, la valeur 0 en terme de pression ne signifie aucune injection de gaz, cela implique que nous sommes en gaz résiduel. Par extrapolation de la droite correspondant à la variation en pression, les valeurs de luminescence pour le gaz résiduel sont bien retrouvées. De plus, la luminescence résiduelle, de la plus forte intensité faisceau, est bien la plus importante.

Remarque : A noter que la raie azote la plus intense correspondant à la longueur d'onde de 391.4 nm a la même évolution linéaire en fonction de la pression injectée. Si cela est bien du

à une fuite, cette dernière est donc indépendante de la quantité de gaz injecté autrement dit, elle ne dépend pas de l'ouverture de la vanne !

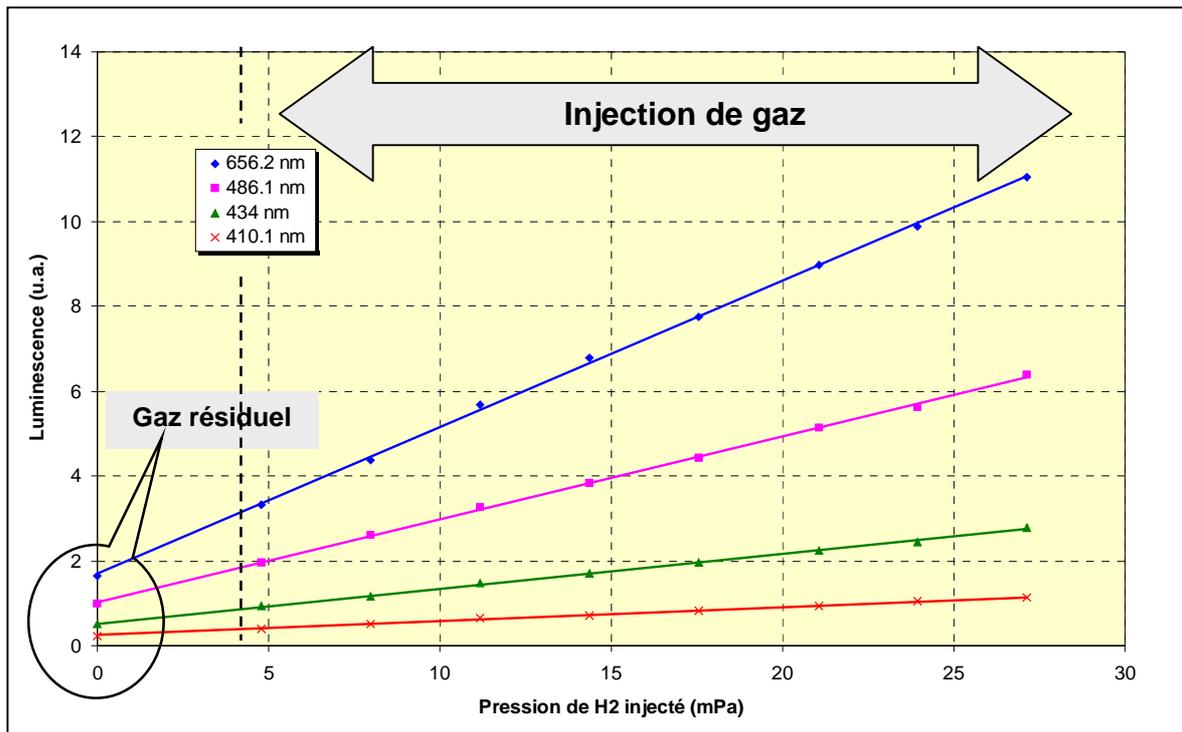


Fig. IV.8b – Variation de la luminescence en fonction de la pression de H₂ injecté pour une intensité faisceau de 60 mA.

La variation de la luminescence de l'hydrogène a donc été étudiée en fonction de l'intensité et de la quantité de gaz injecté. Cette évolution est dans les deux cas, comme précédemment, linéaire.

Les remarques sur la raie principale de l'azote ne vont plus être faites pour les gaz suivant car dans tous les cas, elle est présente et l'évolution de la luminescence est analogue à celle des autres raies du gaz injecté.

Remarque : En ce qui concerne l'injection d'azote, les variations ne vont pas être présentées car elles sont équivalentes à celles observées précédemment avec l'hydrogène : toutes linéaires. Toutefois, le spectre est présenté en annexe 1.

IV.3 Injection de Ar

Suite aux différentes expériences et dans le but du développement du profileur par absorption laser, l'injection d'argon a été étudiée.

La figure IV.9 représente la superposition du spectre du gaz résiduel pour une intensité faisceau de 60 mA (spectre rouge) avec le spectre de l'argon injecté à une pression maximale de 9 mPa pour la même intensité faisceau (spectre bleu).

Nous observons une quantité importante de raies correspondant à toutes les raies de luminescence possibles, dans la gamme spectrale observée (330 – 1000 nm), extraites des tables [IV.3]. Suivant ces tables, les faibles longueurs d'onde se réfèrent aux raies de l'atome d'argon une fois ionisé et les longueurs d'ondes plus élevées, quant à elle, correspondent à

l'atome neutre. Dans la gamme spectrale étudiée, la détection de l'atome d'argon, deux fois ionisé, n'est pas possible.

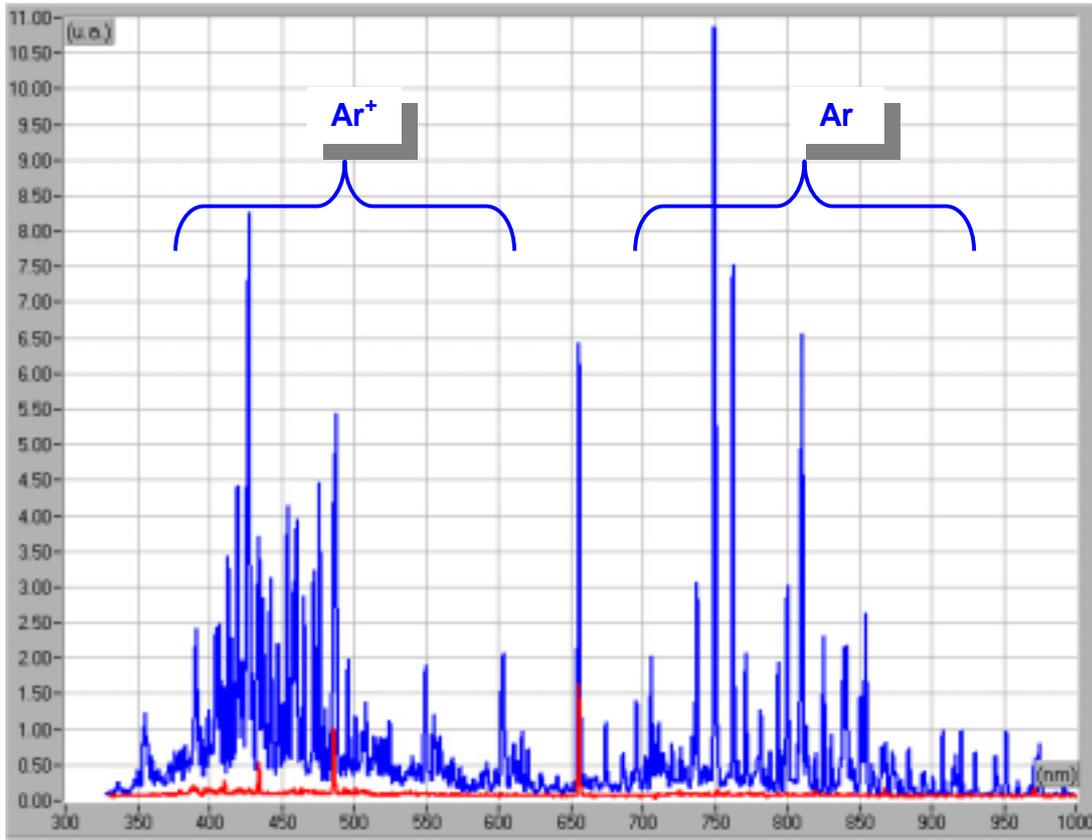


Fig. IV.9 – Superposition du spectre résiduel (rouge) et du spectre d'argon injecté à une pression de 9 mPa (bleu) pour une intensité faisceau de 60 mA.

A partir de cette superposition, nous constatons une augmentation flagrante de la raie H_{α} , lors de l'injection d'argon. Comme le montre le zoom sur la figure IV.10, la raie H_{α} subit bien une hausse d'intensité, reste à savoir si une raie argon proche de celle-ci ne serait pas la cause de ce phénomène. A partir des tables, le recensement des différentes raies de l'argon, présentées sur la figure IV.10, a été possible. Elles sont énumérées en noir pour les longueurs d'onde allant de 600 à 685 nm. Toutes les raies possibles sont bien présentes. A partir des mêmes tables nous constatons que les raies les plus proches de H_{α} à 656.2 nm sont celles à 653.8 et 660.4 nm écrites en bleu sur la figure. Ces raies sont bien séparées de la raie hydrogène, il n'y a donc aucune ambiguïté sur le fait que ce soit réellement la raie H_{α} qui subisse une augmentation d'intensité lumineuse lors de l'injection d'argon.

Afin d'élucider ce phénomène, une étude sur la raie H_{β} a été faite. Les résultats sont représentés sur la figure IV.11 avec un zoom dans la gamme 482 – 500 nm. On y retrouve différentes raies Ar^{+} et l'on voit bien l'apparition de la raie à 488.1 nm qui se sépare à peine de la raie de l'hydrogène à 486.1 nm.

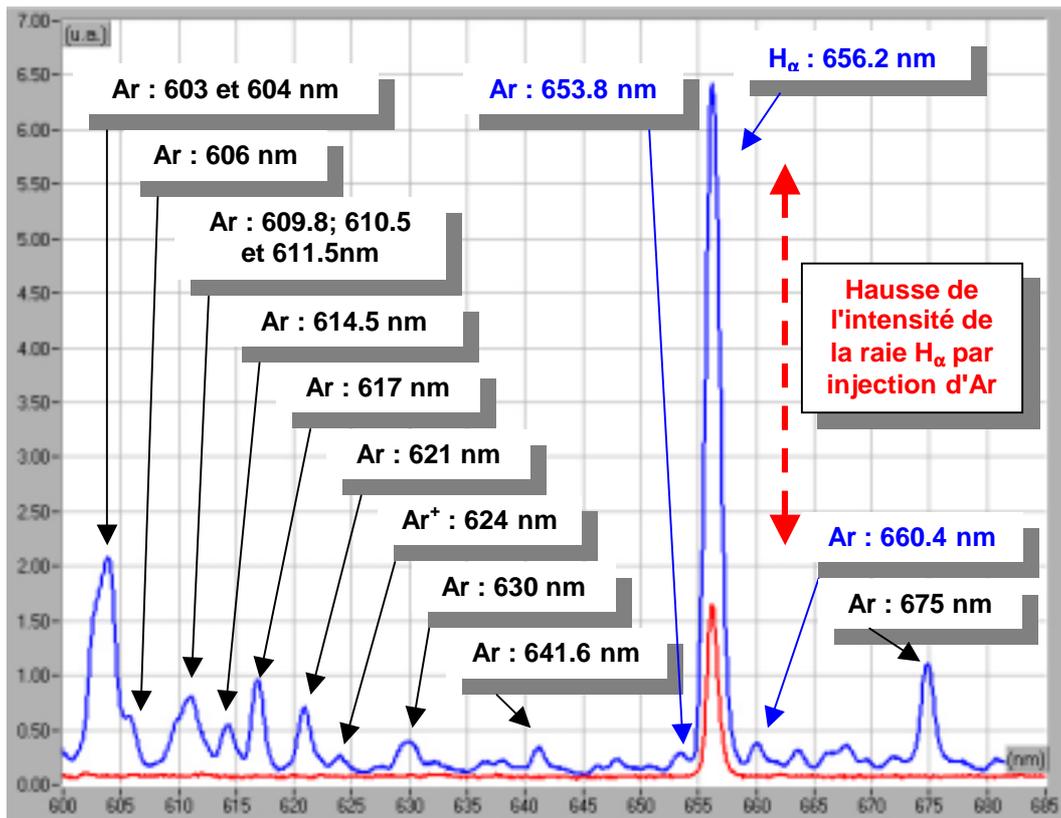


Fig. IV.10 – Superposition du spectre résiduel (rouge) et du spectre d'argon injecté à une pression de 9 mPa (bleu) pour une intensité faisceau de 60 mA. Zoom : 600 – 685 nm.

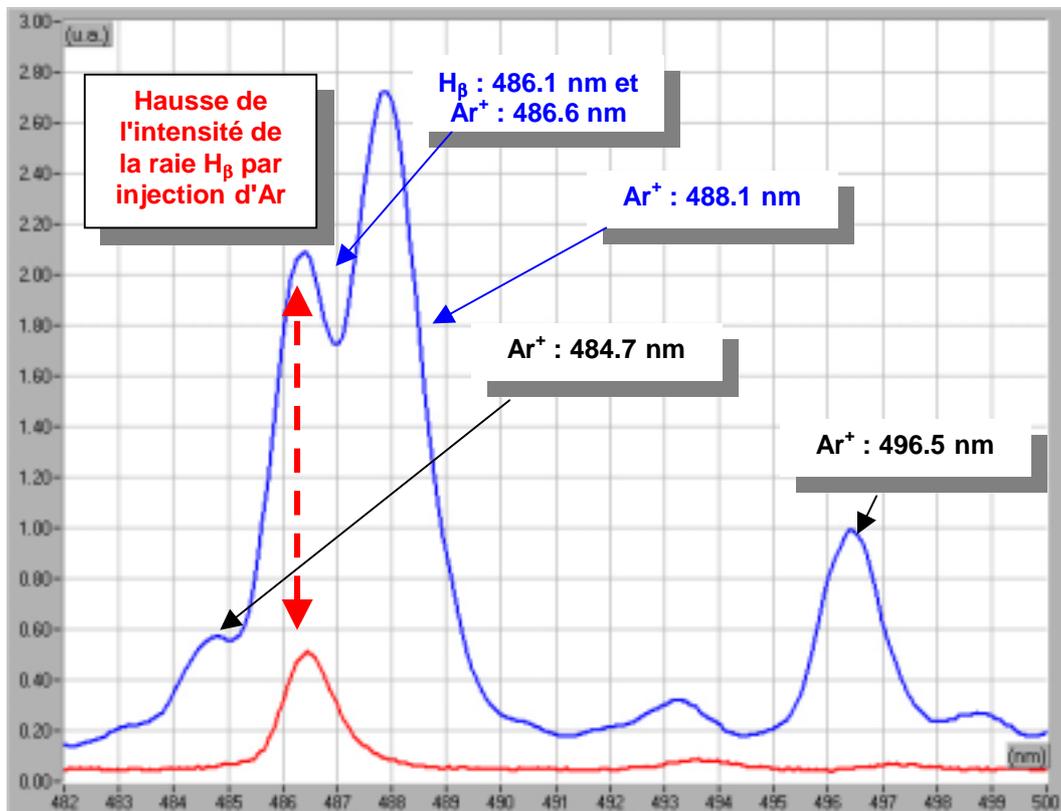


Fig. IV.11 – Superposition du spectre résiduel (rouge) et du spectre d'argon injecté à une pression de 9 mPa (bleu) pour une intensité faisceau de 60 mA. Zoom : 482 – 500 nm.

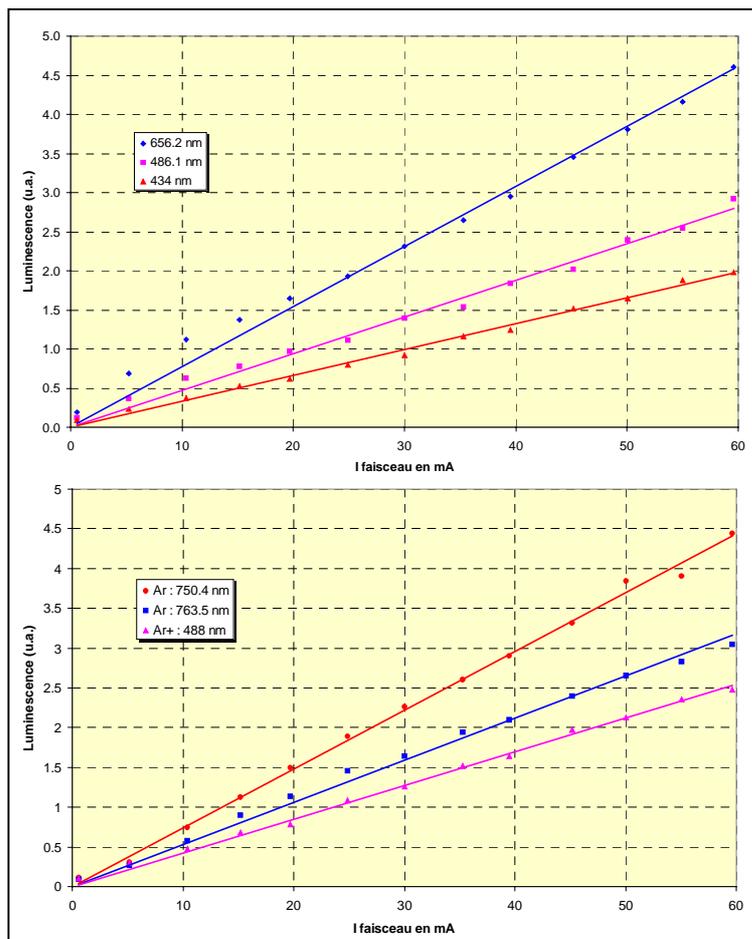
Sur cette figure, la hausse de la raie d'hydrogène est aussi apparente. Suivant la table de référence [IV.3], l'existence d'une raie de luminescence de l'argon ionisé à 486.6 nm est mise en évidence. Il est donc possible que cette raie se confonde avec celle de l'hydrogène située à 486.1 nm. Toutefois, d'après la table, l'intensité relative de cette raie est trois fois plus faible que celle à 484.7 nm, ce qui n'est pas le cas sur la figure IV.11 ! Nous pensons donc plutôt être en présence du phénomène similaire à celui de la raie H_{α} .

En ce qui concerne la raie H_{γ} située à 434 nm, une augmentation est aussi mise en évidence. L'existence d'une raie d'argon à 434.5 nm nous permet d'avoir les mêmes conclusions que pour la raie H_{β} .

Par la suite, l'étude de l'évolution des raies principales du gaz injecté (Ar : 750.4 et 763.5 nm; Ar^+ : 488.1 nm) en fonction de l'intensité du faisceau et en fonction de la pression ainsi que celle des raies de l'hydrogène (656.2, 486.1 et 434 nm) vont permettre de comprendre la cause de ce phénomène.

IV.3.1 Variation de l'intensité du faisceau de protons

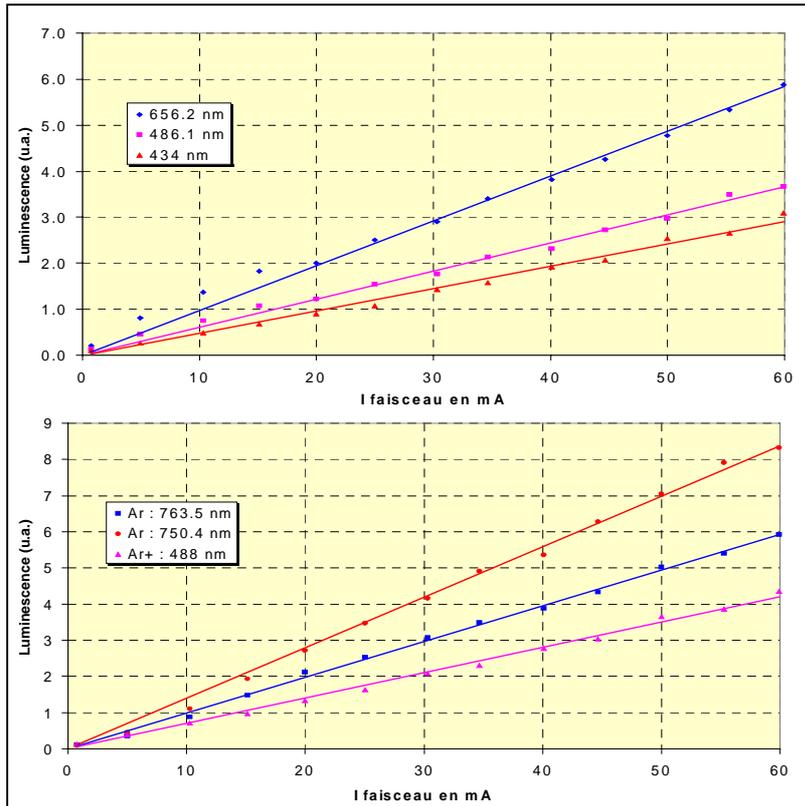
Comme précédemment, l'intensité du faisceau de protons est variée de 0 à 60 mA pour des pressions différentes : 4, 6.5 et 9 mPa. Les résultats sont présentés sur les figures IV.12, IV.13 et IV.14.



Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée d'argon de 4 mPa.

Evolution des raies de l'argon en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée d'argon de 4 mPa.

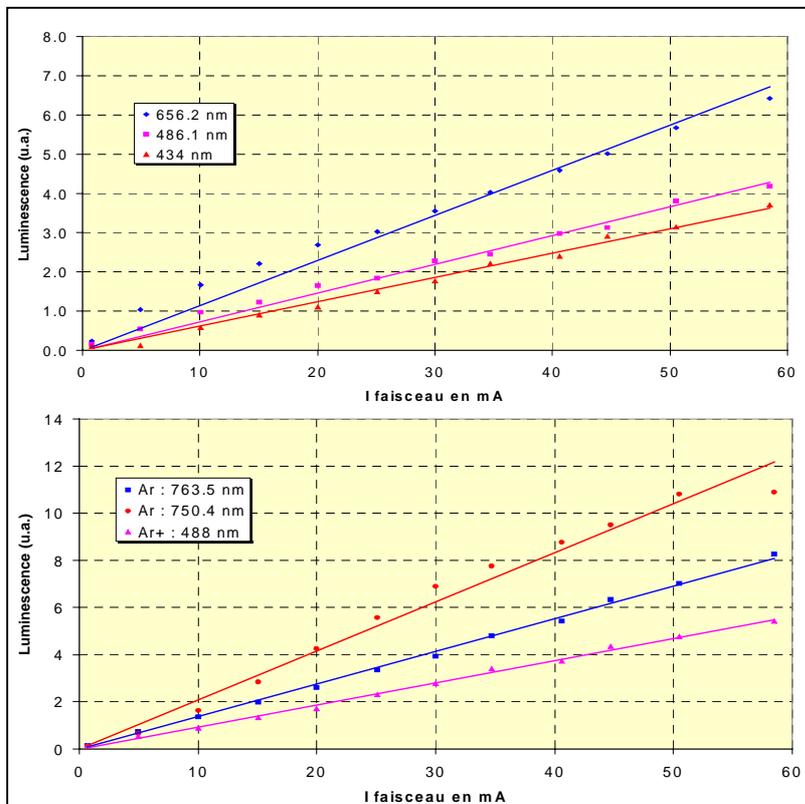
Fig. IV.12



Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée d'argon de 6.5 mPa.

Evolution des raies de l'argon en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée d'argon de 6.5 mPa.

Fig. IV.13



Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée d'argon de 9 mPa.

Evolution des raies de l'argon en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée d'argon de 9 mPa.

Fig. IV.14

L'évolution linéaire passant par 0 pour les raies de luminescence de l'argon injecté et de l'hydrogène est bien retrouvée et ce pour trois pressions différentes.

L'étude de la variation de pression d'injection va maintenant être présentée.

IV.3.2 Variation de la pression d'Ar injecté

Dans le cas de l'argon, la pression d'injection maximale est de l'ordre de 14 mPa. Les mesures ont été faites dans deux conditions différentes d'intensité faisceau : 37 mA (figure IV.15) et 64 mA (figures IV.16).

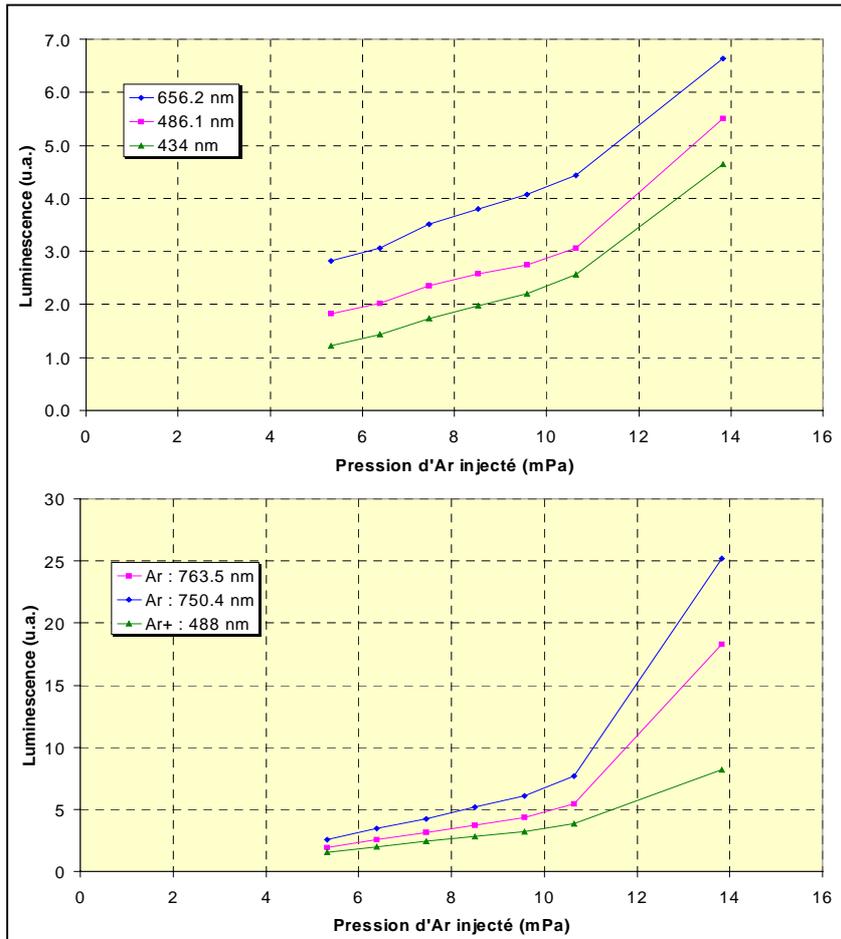


Fig. IV.15

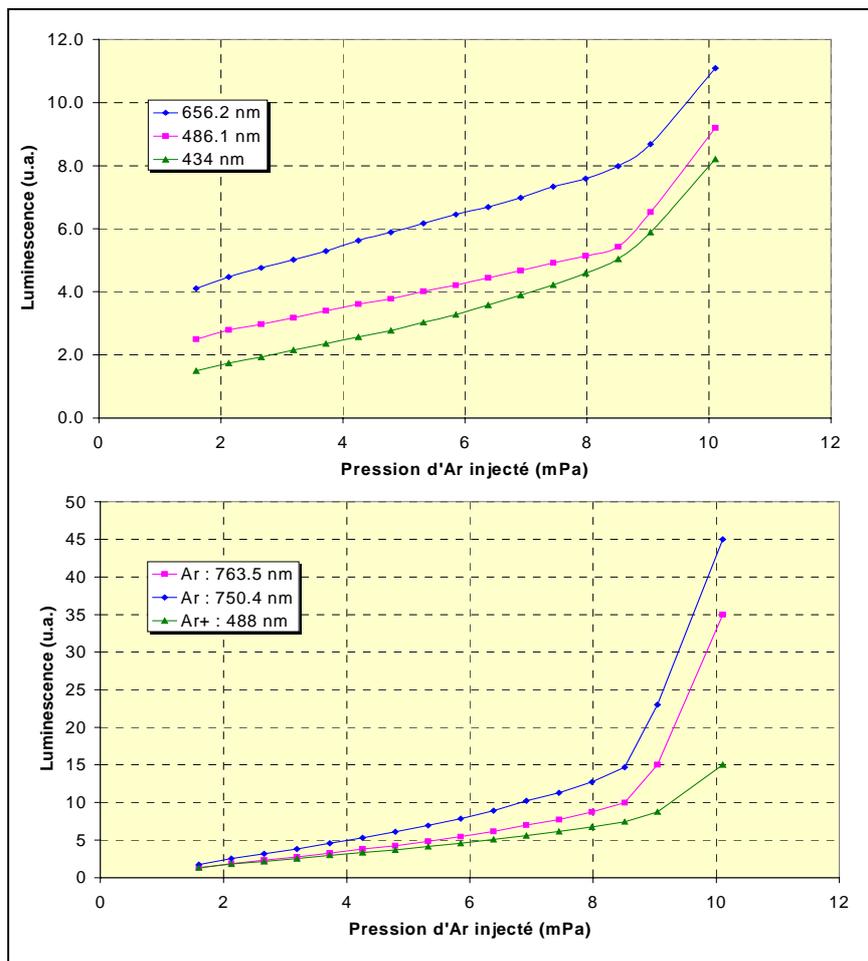
Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de la pression injectée d'argon pour une intensité faisceau de 37 mA.

Evolution des raies de l'argon en fonction de la pression injectée d'argon pour une intensité faisceau de 37 mA.

A la suite des mesures présentées sur la figure IV.15, correspondant à une intensité faisceau de 37 mA, plusieurs remarques sont à faire :

1. Il y a une augmentation de la luminescence des raies hydrogène lors de l'injection d'argon !
2. Un changement de pente flagrant existe autour de la pression de 11 mPa. Cette modification de l'évolution se fait sur les deux courbes, c'est à dire pour les raies hydrogène ainsi que les raies argon. Pour ces dernières, il est bon de remarquer que l'évolution est plus rapide pour l'argon neutre par rapport à l'argon une fois ionisé. Ce phénomène s'accompagne d'une modification visuelle de la luminescence du

faisceau. En effet, pour des pressions supérieures à 11 mPa, de la luminescence apparaît, au sein du tube à vide, en dehors du faisceau de protons.



Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de la pression injectée d'argon pour une intensité faisceau de 64 mA.

Evolution des raies de l'argon en fonction de la pression injectée d'argon pour une intensité faisceau de 64 mA.

Fig. IV.16

A la suite des mesures faites avec un faisceau de 64 mA, nous constatons que les remarques précédentes sont tout à fait valables pour une pression de l'ordre de 9 mPa.

Une injection de krypton va nous permettre de vérifier si ce phénomène est indépendant du gaz injecté ou sinon, de quoi il dépend.

IV.4 Injection de Kr

La figure IV.17 représente la superposition du spectre du gaz résiduel pour une intensité faisceau de 60 mA (spectre rouge) avec le spectre du krypton injecté à une pression maximale de 6 mPa pour la même intensité faisceau (spectre bleu).

Comme pour l'argon, nous retrouvons toutes les raies possibles de luminescence avec pour les faibles longueurs d'onde, les raies du krypton ionisé une fois et pour les plus grandes, les raies du krypton neutre. Dans la gamme spectrale étudiée (330 – 1000 nm), la détection de l'atome de krypton deux fois ionisé est aussi impossible.

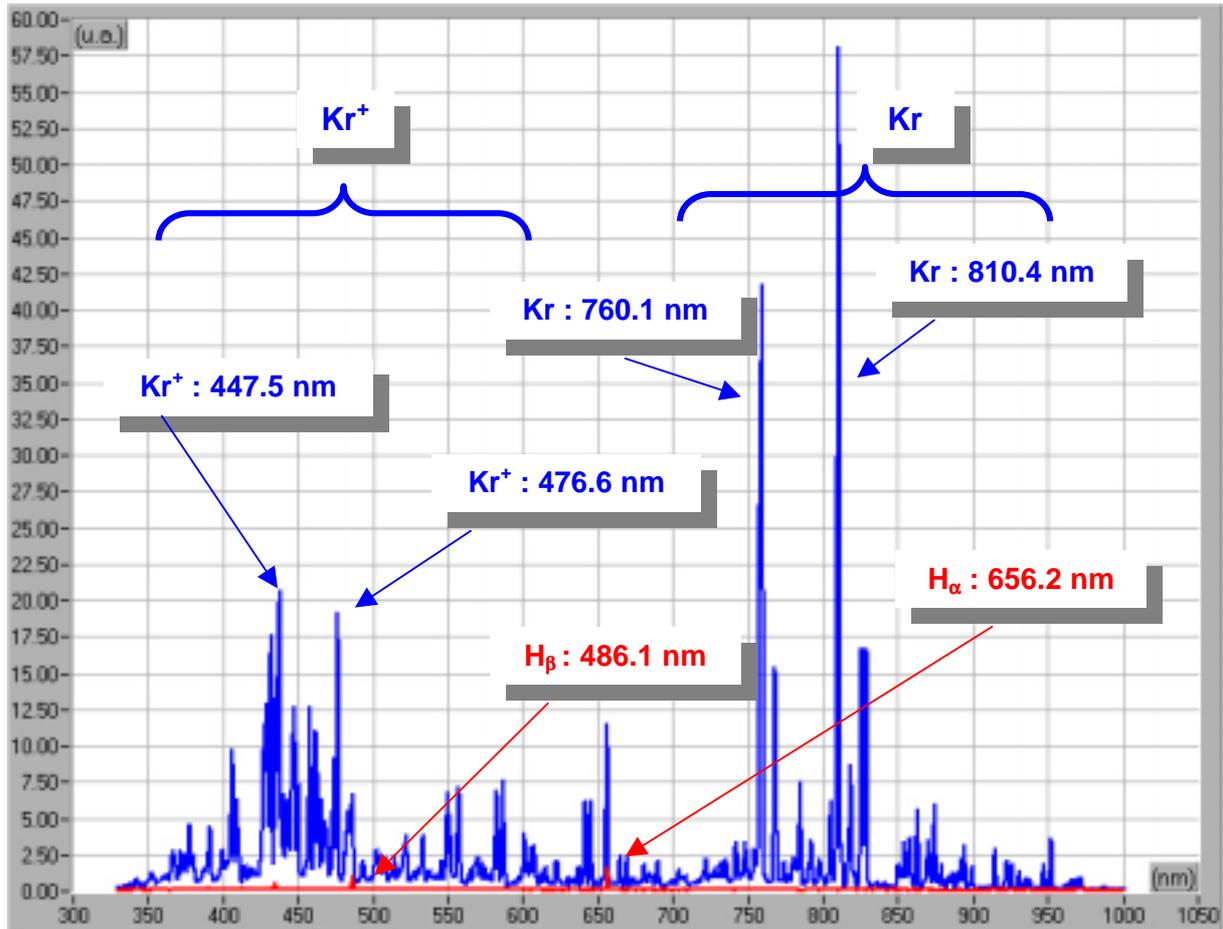


Fig. IV.17 – Superposition du spectre résiduel (rouge) et du spectre de krypton injecté à une pression de 6 mPa (bleu) pour une intensité faisceau de 60 mA.

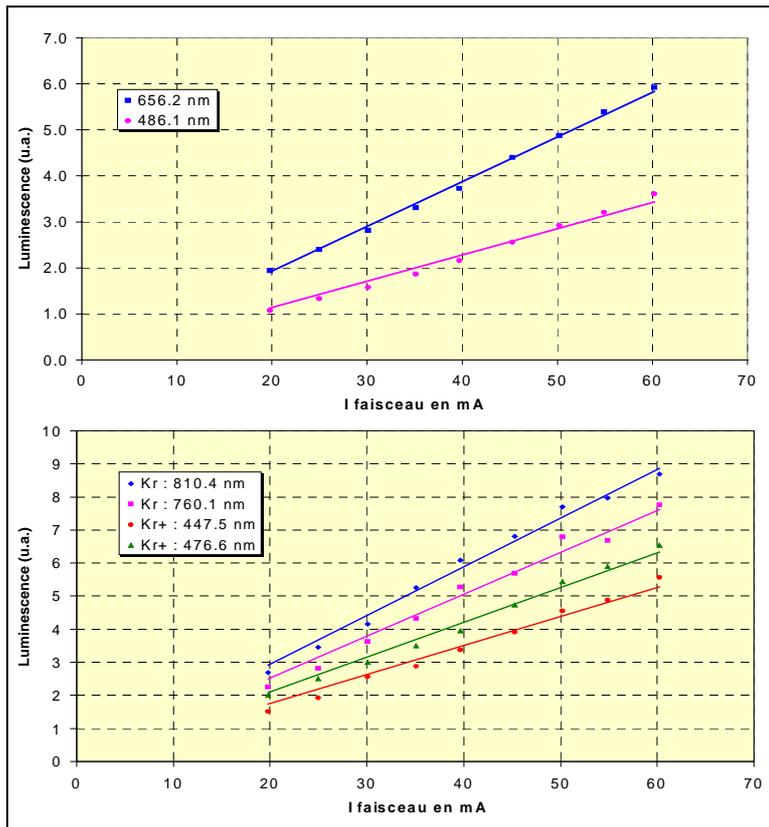
Sur la figure IV.17, le phénomène d'augmentation de l'intensité des différentes raies de l'hydrogène préalablement observé avec l'argon est aussi présent lors de l'injection de krypton.

A l'aide des tables [IV.3], le recensement des différentes raies du krypton présentes autour des raies hydrogène ont été faites. A la suite de ce dénombrement, la possibilité que les raies se confondent est tout à fait envisageable. Toutefois, avec la comparaison des intensités relatives, la présence du même phénomène qu'avec l'argon est concevable : une intensification des raies de luminescence de l'hydrogène lors de l'injection d'un gaz au sein de la ligne de transport.

Les évolutions des raies hydrogène en fonction de l'intensité et de la pression vont être étudiées à la suite. Il en sera de même pour les raies principales du krypton neutre (810.4 nm et 760.1 nm) et du krypton ionisé (447.5 nm et 476.6 nm).

IV.4.1 Variation de l'intensité du faisceau de protons

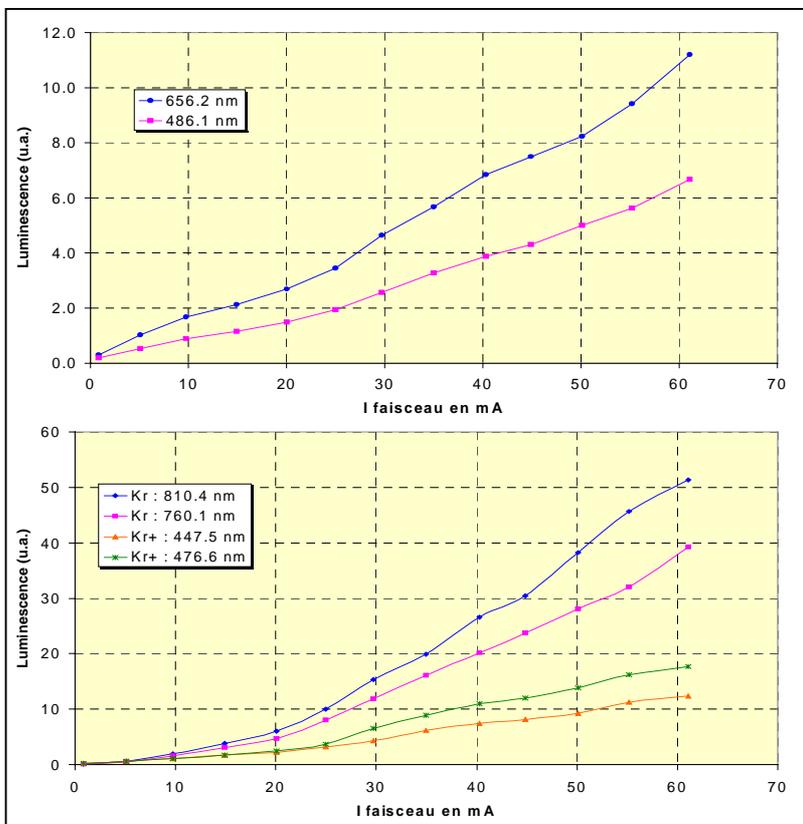
Comme précédemment, l'intensité du faisceau de protons va de 0 à 60 mA pour deux pressions différentes, 4 et 6 mPa. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures IV.18 et IV.19.



Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée de krypton de 4 mPa.

Evolution des raies du krypton en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée de krypton de 4 mPa.

Fig. IV.18



Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée de krypton de 6 mPa.

Evolution des raies du krypton en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée de krypton de 6 mPa.

Fig. IV.19

L'évolution de la luminescence des raies hydrogène et des raies krypton pour la pression injectée de 4 mPa (figure IV.18) correspond à ce qui était prévu : linéaire et passant par 0 pour une intensité nulle.

Par contre, pour la pression de 6 mPa, une toute autre évolution est présente. Elle passe bien par 0 mais aucune linéarité, à part aux très faibles intensités, n'est observée. Toutefois, le fait que l'intensité des raies du krypton neutre augmente beaucoup plus vite que celle du krypton ionisé, fait penser au phénomène déjà observé avec la présence de luminescence en dehors du faisceau.

A la pression de 6 mPa et à l'intensité de 60 mA, ce cas est tout à fait mis en évidence : un halo lumineux est observé en dehors du faisceau et remplit le tube à vide de lumière.

IV.4.2 Variation de la pression de Kr injecté

L'étude de l'évolution de la variation de la luminescence en fonction de la pression de krypton injecté n'est pas utile. Après les mesures précédentes, nous savons que la pression correspondant au changement de pente est comprise entre 4 et 6 mPa et ce pour les deux intensités 37 et 60 mA.

Deux injections de gaz différents, l'Ar et le Kr ont été testées. Pour ces deux gaz, un même phénomène entraînant un changement de pente lors de l'évolution de la luminescence en fonction de la pression est apparu. La pression seuil de ce phénomène est différente en fonction du gaz injecté : 11 mPa pour l'Ar et 9 mPa pour le Kr. De plus l'ampleur du phénomène semble plus importante pour le gaz neutre par rapport au gaz ionisé. Cela incite à penser que des électrons secondaires de faible énergie pourraient en être la cause. En effet, leur faible énergie serait plus propice à exciter le gaz que de l'ioniser. Le seuil correspondrait à un nombre d'électrons présents dans le tube à partir duquel le phénomène pourrait avoir lieu.

Ces différentes hypothèses nous ont amenées à injecter deux autres gaz aux extrêmes de l'argon et du krypton, tant au niveau de la masse que de l'énergie d'ionisation : le Ne et le Xe.

IV.5 Injection de Ne

La figure IV.20 représente la superposition du spectre du gaz résiduel pour une intensité faisceau de 60 mA (spectre rouge) avec le spectre du néon injecté à une pression maximale de 6 mPa pour la même intensité faisceau (spectre bleu).

Parmi toutes les raies présentes, aucune ne correspond à du néon ionisé une fois, alors que dans notre gamme de détection (330 – 1000 nm), il en existe. Soit le néon n'est pas du tout ionisé ou alors, très faiblement de telle sorte que les raies de luminescence ne puissent ressortir du bruit de fond. En tout cas, lors de l'étude de l'évolution de l'intensité des raies en fonction de l'intensité et de la pression, seules les raies du néon neutre: 585.2 nm, 614.3 nm et 650.6 nm seront analysées.

L'augmentation de l'intensité lumineuse des raies hydrogène est à nouveau mise en évidence. D'autant plus que cette fois, selon les tables [IV.3], ce ne peut être que les raies hydrogène, aucune raie de luminescence du néon ne peut se confondre avec elles.

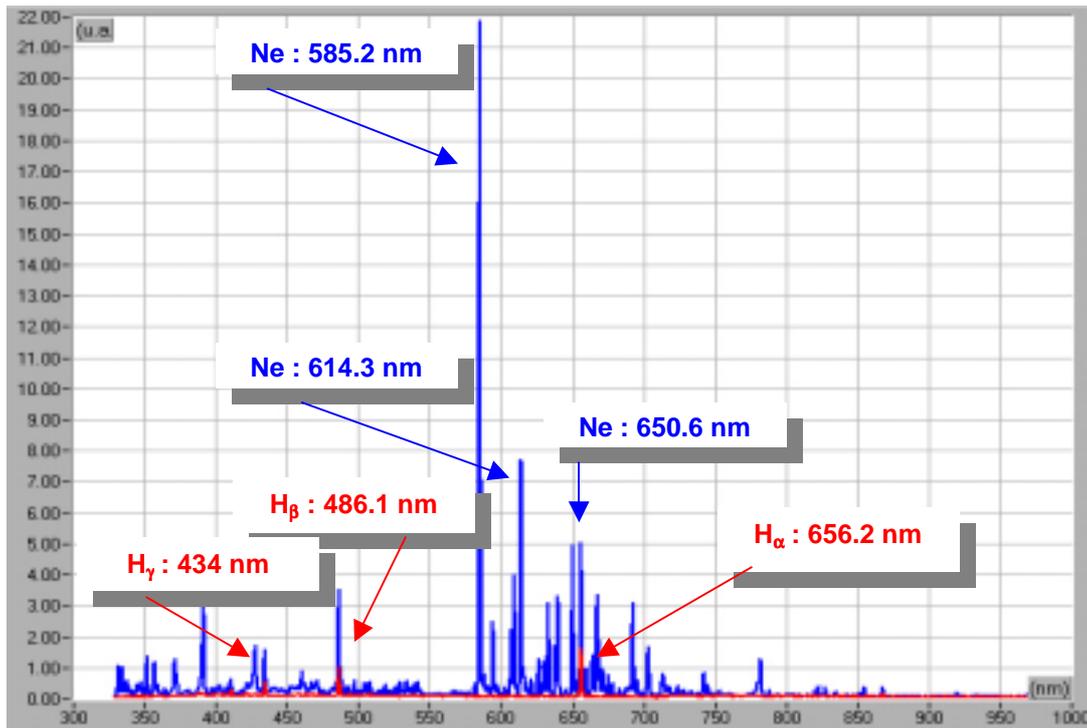


Fig. IV.20 – Superposition du spectre résiduel (rouge) et du spectre du néon injecté à une pression de 49 mPa (bleu) pour une intensité faisceau de 60 mA.

IV.5.1 Variation de l'intensité du faisceau de protons

L'intensité du faisceau est variée de 0 à 60 mA pour trois pressions différentes, 22, 35 et 49 mPa. Les résultats sont respectivement présentés sur les figures IV.21, IV.22 et IV.23.

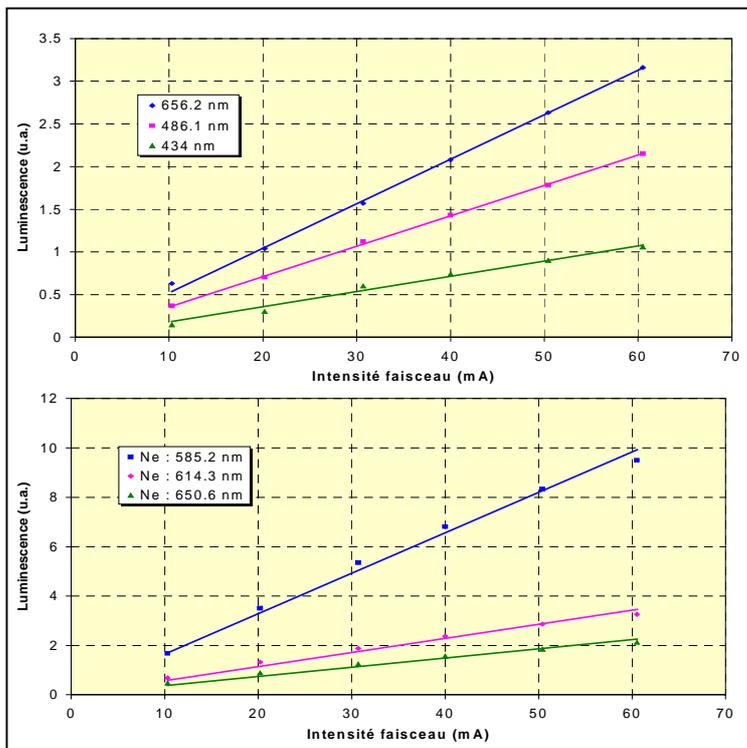
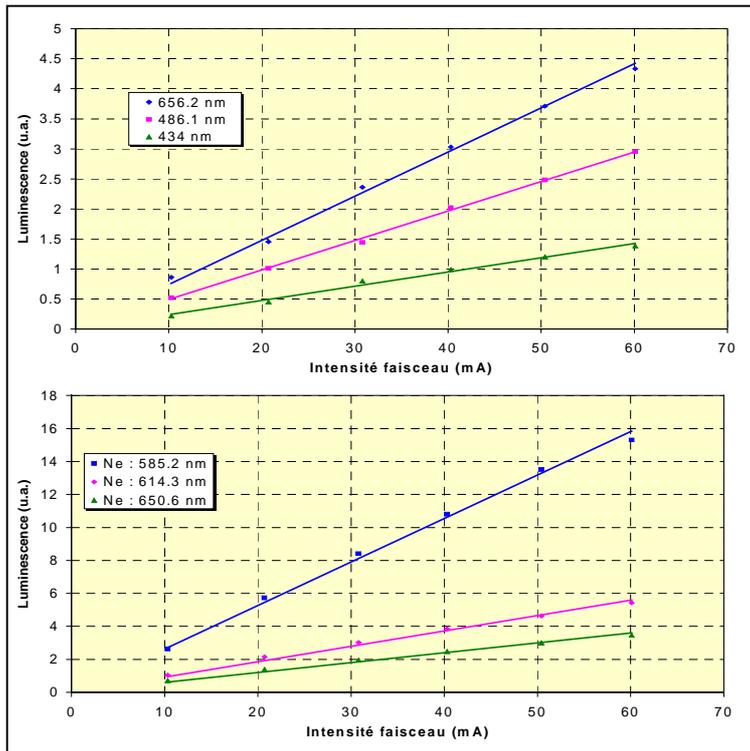


Fig. IV.21

Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée de néon de 22 mPa.

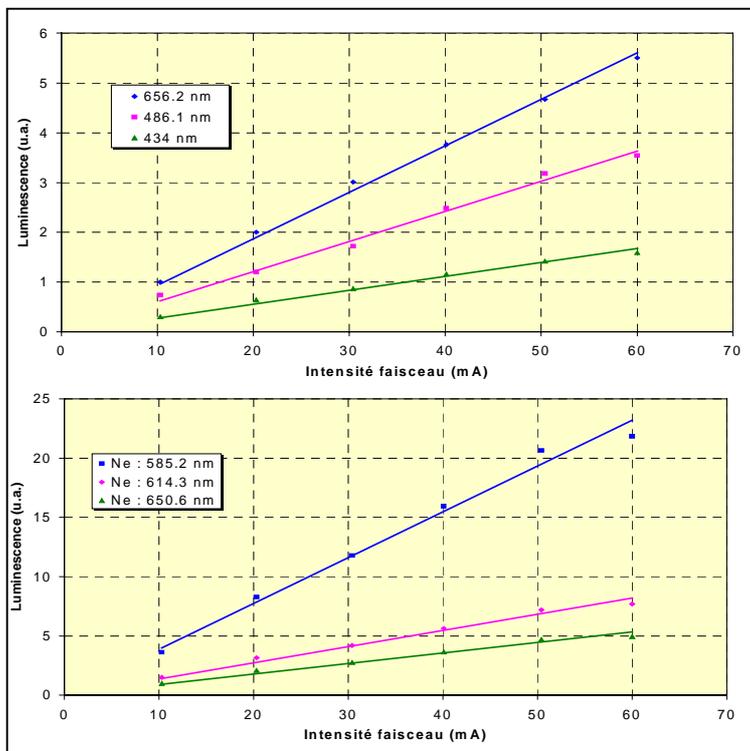
Evolution des raies du néon en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée de néon de 22 mPa.



Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée de néon de 35 mPa.

Evolution des raies du néon en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée de néon de 35 mPa.

Fig. IV.22



Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée de néon de 49 mPa.

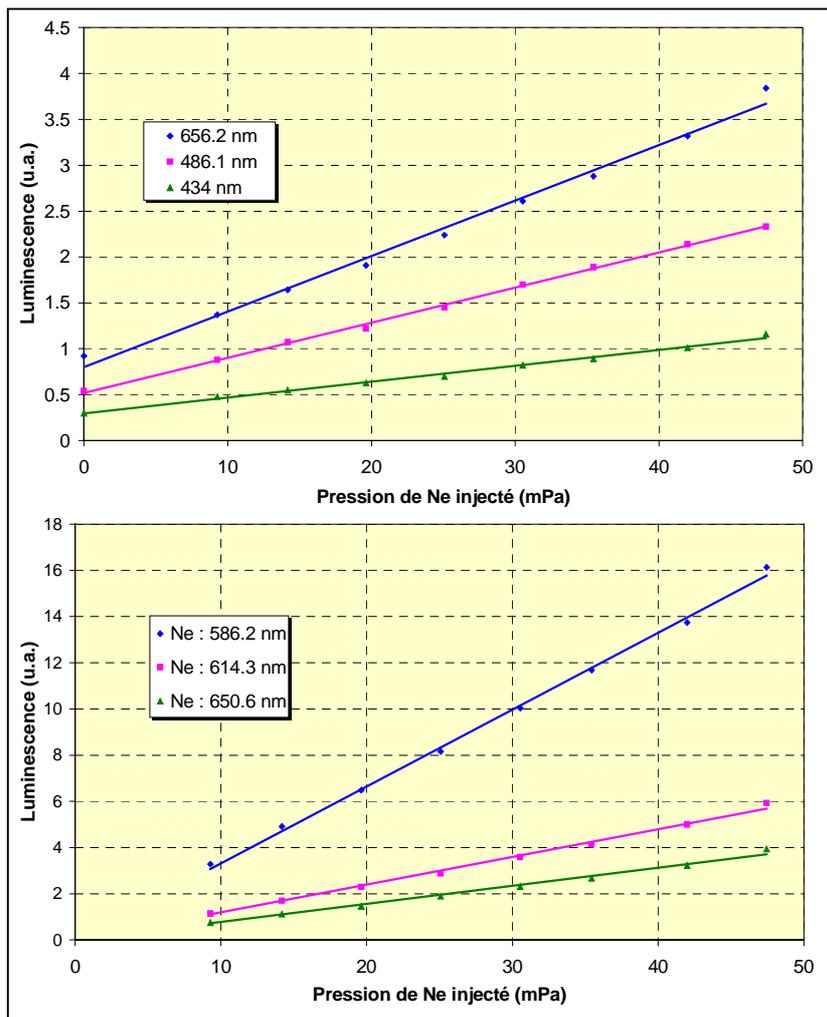
Evolution des raies du néon en fonction de l'intensité du faisceau de protons pour une pression injectée de néon de 49 mPa.

Fig. IV.23

L'évolution linéaire, passant par 0 pour les trois pressions de gaz injecté est bien retrouvée. Il n'y a aucune trace du phénomène impliquant l'augmentation brutale de la luminescence.

IV.5.2 Variation de la pression de Ne injecté

Dans ce paragraphe sont présentés les résultats des mesures de l'évolution de la luminescence des différentes raies hydrogène et néon lors de l'augmentation de la pression de néon injecté pour deux intensités de faisceau différentes : 36.3 mA (figure IV.24) et 60 mA (figure IV.25).



Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de la pression injectée de néon pour une intensité faisceau de 36.3 mA.

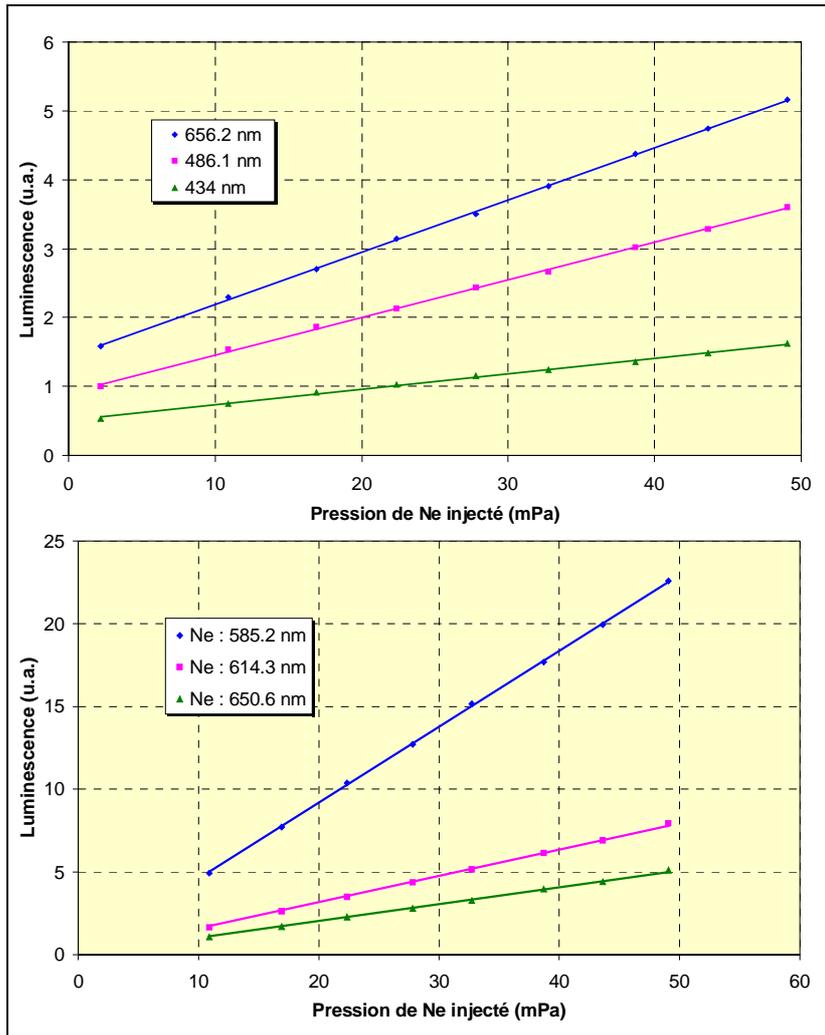
Evolution des raies du néon en fonction de la pression injectée de néon pour une intensité faisceau de 36.3 mA.

Fig. IV.24

Pour ces deux mesures, le même phénomène précédemment énoncé est mis en évidence : la luminescence des raies de l'hydrogène subit une hausse d'intensité lors de l'injection d'un autre gaz, cette fois le néon.

De même que lors de la variation de l'intensité, aucun phénomène d'amplification brutale des raies de luminescence n'est observé. Sachant que le néon a une énergie d'ionisation très élevée, cela signifie que très peu d'électrons sont produits, ce qui d'ailleurs se vérifie par la quasi-inexistence de raie de luminescence du néon ionisé. Cela semble conforter

l'hypothèse que ce sont les électrons secondaires le facteur déclenchant de la hausse brutale d'intensité lumineuse et de la naissance d'un halo lumineux en dehors du faisceau de protons.



Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de la pression injectée de néon pour une intensité faisceau de 60 mA.

Evolution des raies du néon en fonction de la pression injectée de néon pour une intensité faisceau de 60 mA.

Fig. IV.25

Suite aux différentes mesures, la pression de seuil de l'augmentation brutale de luminescence semble être liée à la quantité d'électrons et donc à l'énergie d'ionisation. Nous injectons du xénon dont l'énergie d'ionisation est la plus faible des gaz testés. D'après les premières hypothèses, la pression seuil du phénomène devrait être très faible.

IV.6 Injection de Xe

Le spectre du Xe obtenu lors de l'interaction avec le faisceau de protons est représenté en bleu sur la figure IV.26. Sur la même figure, la courbe rouge représente le spectre du gaz résiduel.

Ces deux spectres ont été obtenus avec un faisceau de protons d'une intensité de 36.3 mA. La pression d'injection maximale du Xe est de l'ordre de 5 mPa. Suite aux résultats obtenus avec cette intensité, il n'a pas été jugé nécessaire de faire les mesures à 60 mA.

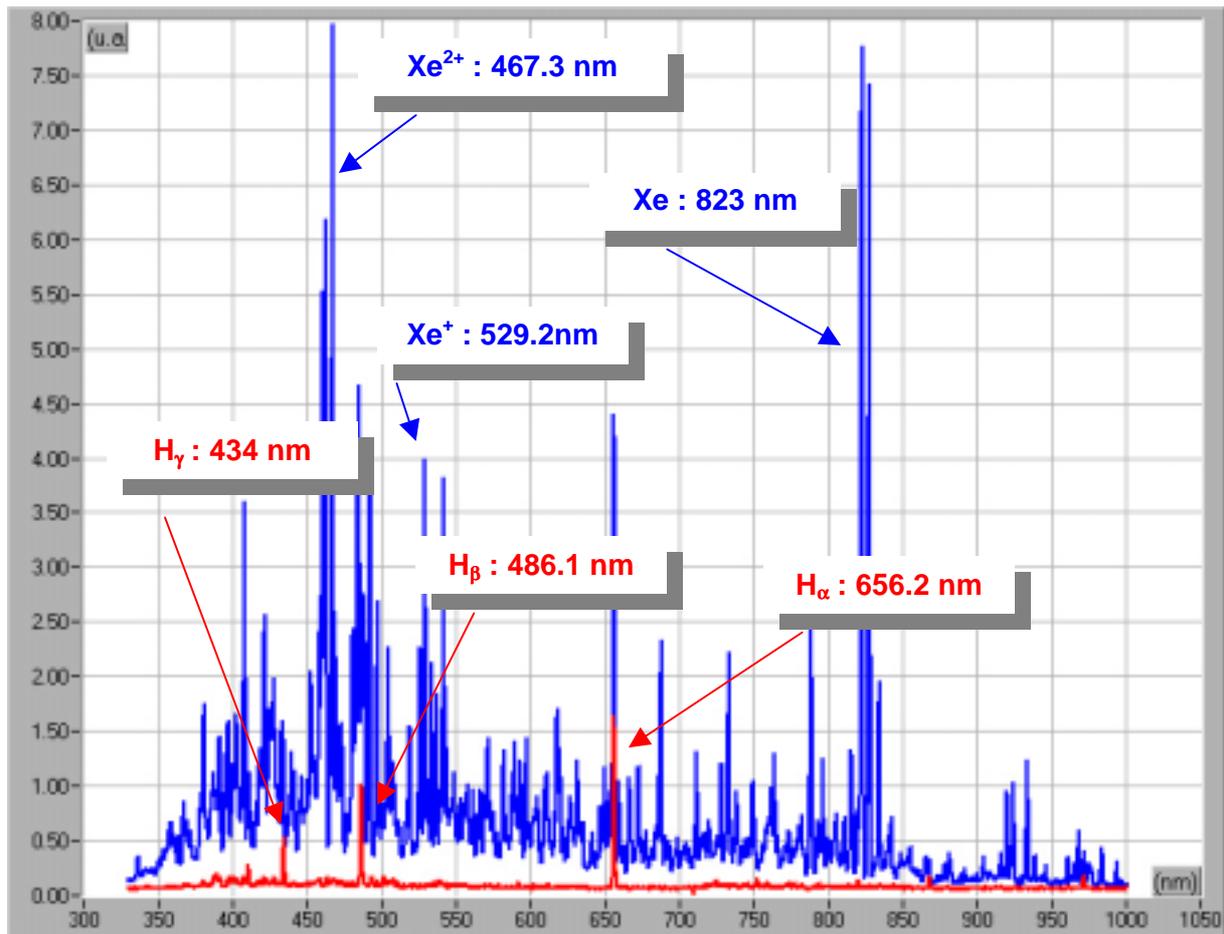


Fig. IV.26 – Superposition du spectre résiduel (rouge) et du spectre du xénon injecté à une pression de 5 mPa (bleu) pour une intensité faisceau de 36.3 mA.

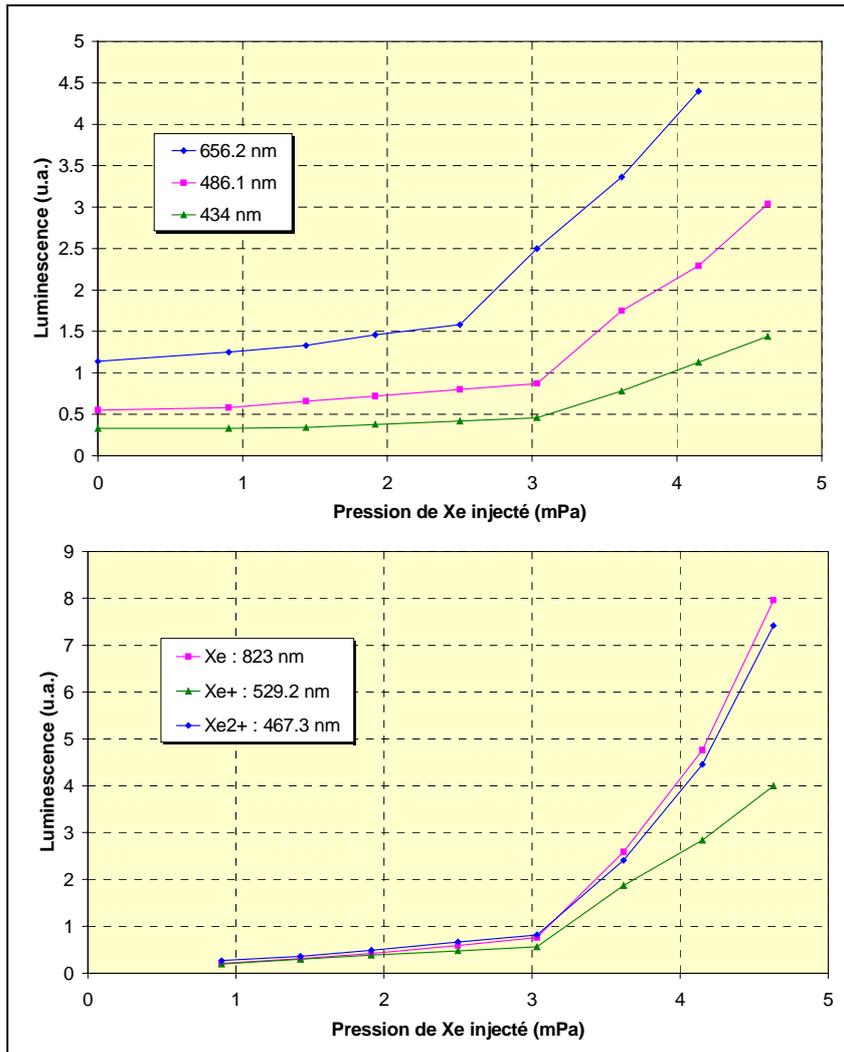
Sur cette superposition de spectres, l'augmentation des raies hydrogène est distinctement mise en évidence. Les tables [IV.3] permettent d'avoir la certitude que ce sont bien les seules raies de l'hydrogène.

A partir des mêmes tables, le recensement des raies permet d'observer, à l'opposé du néon, des raies de luminescence du xénon neutre (823 nm), du xénon ionisé (526.2 nm) et même du xénon ionisé deux fois (467.3 nm).

Comme dit précédemment, dans le cas de ce gaz, seule l'étude de l'évolution de l'intensité des différentes raies de luminescence de l'hydrogène et des raies du xénon précédemment citées en fonction de la pression sera faite.

IV.6.1 Variation de la pression de Xe injecté

La pression maximale d'injection du Xénon est de l'ordre de 5 mPa. Les mesures ont donc été faites avec une intensité faisceau de 36.3 mA. Les résultats sont présentés sur la figure IV.27.



Evolution des raies de l'hydrogène en fonction de la pression injectée de xénon pour une intensité faisceau de 36.3 mA.

Evolution des raies du xénon en fonction de la pression injectée de xénon pour une intensité faisceau de 36.3 mA.

Fig. IV.27

Lors de l'injection de xénon, comme pour tous les autres gaz, l'intensité des raies hydrogène subit une augmentation en fonction de la pression injectée.

Le changement de pente brutal attendu est bien présent et il est comme prévu à une très faible pression, de l'ordre de 2.5 – 3 mPa.

Enfin, le phénomène d'augmentation de la luminescence du gaz neutre beaucoup plus importante par rapport au gaz ionisé, une fois ou deux fois est bien retrouvé. En effet, avant le changement de pente, l'intensité de la raie du xénon neutre est plus faible que celle du Xe deux fois ionisé. Suite à ce phénomène, son intensité est supérieure aux deux autres alors que le classement entre les raies ionisées reste le même. Cela prouve bien que c'est un processus qui prédomine sur le gaz neutre.

IV.7 Bilan

Les mesures spectroscopiques ont été faites lors de la mise en contact avec le faisceau de protons de différents gaz. Au cours des études de la luminescence en fonction de la pression de gaz injecté et en fonction de l'intensité du faisceau, deux phénomènes ont été mis en évidence avec une dépendance en fonction du gaz injecté :

1. L'intensité de la luminescence des différentes raies de l'hydrogène atomique augmente lors de l'injection d'autres gaz tel que N₂, Ar, Kr, Ne, Xe.
2. Les évolutions de la luminescence en fonction de l'intensité du faisceau et de la pression injectée sont bien linéaires. Toutefois, un changement brutal de l'allure de la droite existe. Ce changement de luminescence s'accompagne d'une émission lumineuse localisée en dehors du faisceau de protons.
Le tableau suivant indique les valeurs caractéristiques des pressions seuils correspondant à cette amplification lumineuse pour les différents gaz injectés.

Résumé des mesures spectroscopiques				
Gaz injecté	E_{ionis} (en eV)	σ_{ionis} (10⁻¹⁶ cm²)	P_{seuil} pour I~37 mA (mPa)	P_{seuil} pour I~65 mA (mPa)
Ne	21.5	2	> 45	> 50
Ar	15.8	6	11	9
Kr	13.9	8	< 6	< 6
Xe	12.1	10	3	< 3

Tab IV.1 – Récapitulatif des mesures en fonction des caractéristiques des gaz injectés

Les sections efficaces d'ionisation des différents gaz, inclus dans le tableau IV.1, sont extraites de la référence [IV.4].

IV.8 Premières sources d'explication

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les premières hypothèses pouvant expliquer les deux phénomènes précédemment cités.

IV.8.1 Augmentation des raies hydrogène lors de l'injection

Lors de l'injection d'un autre gaz que l'hydrogène, les raies de luminescence de la série de Balmer subissent une hausse d'intensité. Les mesures, faites pour différents gaz, sont résumées sur la figure IV.28.

Cette figure représente la variation de l'intensité lumineuse des deux raies principales de l'hydrogène en fonction de l'intensité du faisceau de protons et ce pour trois gaz différents : Ar, Kr et Xe. La pression d'injection, de l'ordre de 4 mPa, est la même pour tous les gaz. Malgré cette même pression d'injection, l'intensité lumineuse des raies de l'hydrogène est différente en fonction du gaz injecté !

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les raies de Balmer pouvaient être émises soit par la cible gazeuse soit par les protons neutralisés, à la suite d'une capture électronique. C'est ce dernier processus qui peut expliquer le phénomène d'augmentation des raies hydrogène.

En effet, l'intensité lumineuse des raies de Balmer produites lors de la neutralisation des protons dépend de leur nombre mais aussi du nombre d'électrons. Ainsi, le gaz injecté ayant la section efficace d'ionisation la plus importante, produira le plus d'électrons et sera source de la luminescence des raies hydrogène la plus forte. C'est ce qui est observé sur la figure IV.28 : conformément aux sections efficaces données dans le tableau IV.1, la

luminescence la plus intense est bien celle avec l'injection de Xe, puis, celle de Kr et enfin celle d'Ar

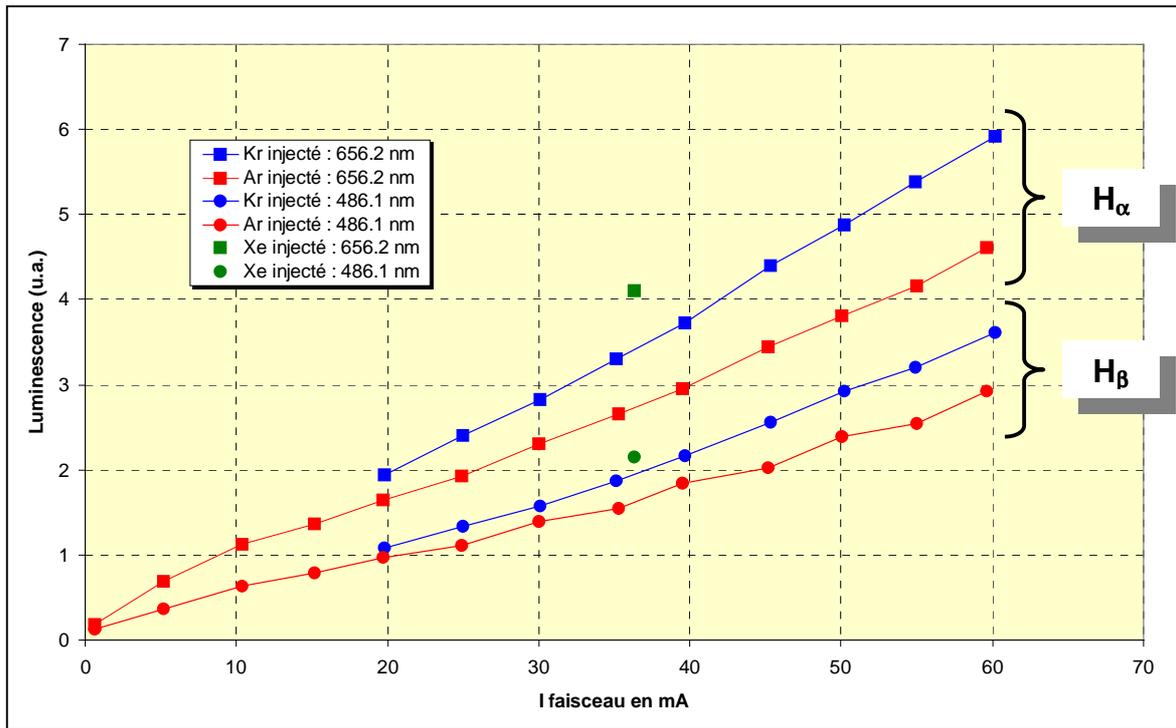


Fig. IV.28 – Evolution des raies hydrogène en fonction de l'intensité du faisceau pour différentes injections gazeuses (Ar, Kr et Xe) à une pression de 4 mPa.

IV.8.2 Changement de pente brutal

Lors de l'évolution de la luminescence en fonction de la pression injectée, un changement brutal de la droite passant par 0 était parfois présent. Ce phénomène dépend de la pression et du gaz injecté. En effet, plus l'énergie d'ionisation du gaz est faible et plus la pression seuil de ce phénomène l'est aussi et ce pour toutes intensités. Cela nous amène à supposer que les électrons sont à l'origine du processus. En effet, le gaz correspondant à la pression seuil la plus faible a la plus grande section efficace de production électronique. De plus, ces électrons secondaires semblent être de faible énergie car ils excitent plus qu'ils n'ionisent. Si cette hypothèse est valable l'origine de ces électrons secondaires doit pouvoir s'expliquer.

Le changement de pente brutal s'accompagne de l'apparition de luminescence en dehors du faisceau. En fait, ce point d'inflexion correspond à l'allumage d'une décharge. Pour bien comprendre ce phénomène, il faut raisonner avec les électrons. En effet, plus la pression augmente, plus leur nombre augmente et en même temps leur étendue spatiale puisque la compensation de charge d'espace locale est légèrement modifiée. A la pression seuil, le nombre et l'étendue des électrons sont propices à l'allumage d'une décharge en dehors du faisceau. Cette dernière est non auto-entretenu car elle s'éteint en absence de faisceau. C'est ce dernier qui lui apporte "l'énergie" nécessaire à son allumage.

Cette explication semble plausible mais nécessite d'autres expériences plus fines sur la ligne de transport ou en laboratoire afin de modéliser ce phénomène qui fait maintenant plus appel à la physique des plasmas !

Conclusion

Au cours de ce chapitre, les différentes mesures spectroscopiques faites au sein d'une nouvelle enceinte spécialement conçue pour une injection gazeuse avec une grande dynamique en terme de pression ont été exposées. Cette modification mécanique ne perturbe ni le fonctionnement de la source ni le faisceau à part au sein de la chambre où la compensation de charge d'espace est quasi négligeable. Cela n'empêche tout de même pas le transport du faisceau jusqu'au bloc d'arrêt mais limite l'intensité du faisceau (60 mA).

L'injection gazeuse fait apparaître le spectre des gaz avec toutes les raies possibles correspondant au gaz neutre ou ionisé suivant leurs caractéristiques.

L'évolution de la luminescence en fonction de l'intensité du faisceau et en fonction la pression injectée de gaz est linéaire. Dans les deux cas, c'est à dire faible intensité et faible pression, ces droites passent par 0 signifiant :

- $I = 0$: absence de particules incidentes (protons) \Rightarrow luminescence nulle
- $P_{inj} = 0$: gaz résiduel \Rightarrow $\left\{ \begin{array}{l} \text{Luminescence des raies hydrogène aux valeurs résiduelles} \\ \text{Luminescence des raies du gaz injecté nulle} \end{array} \right.$

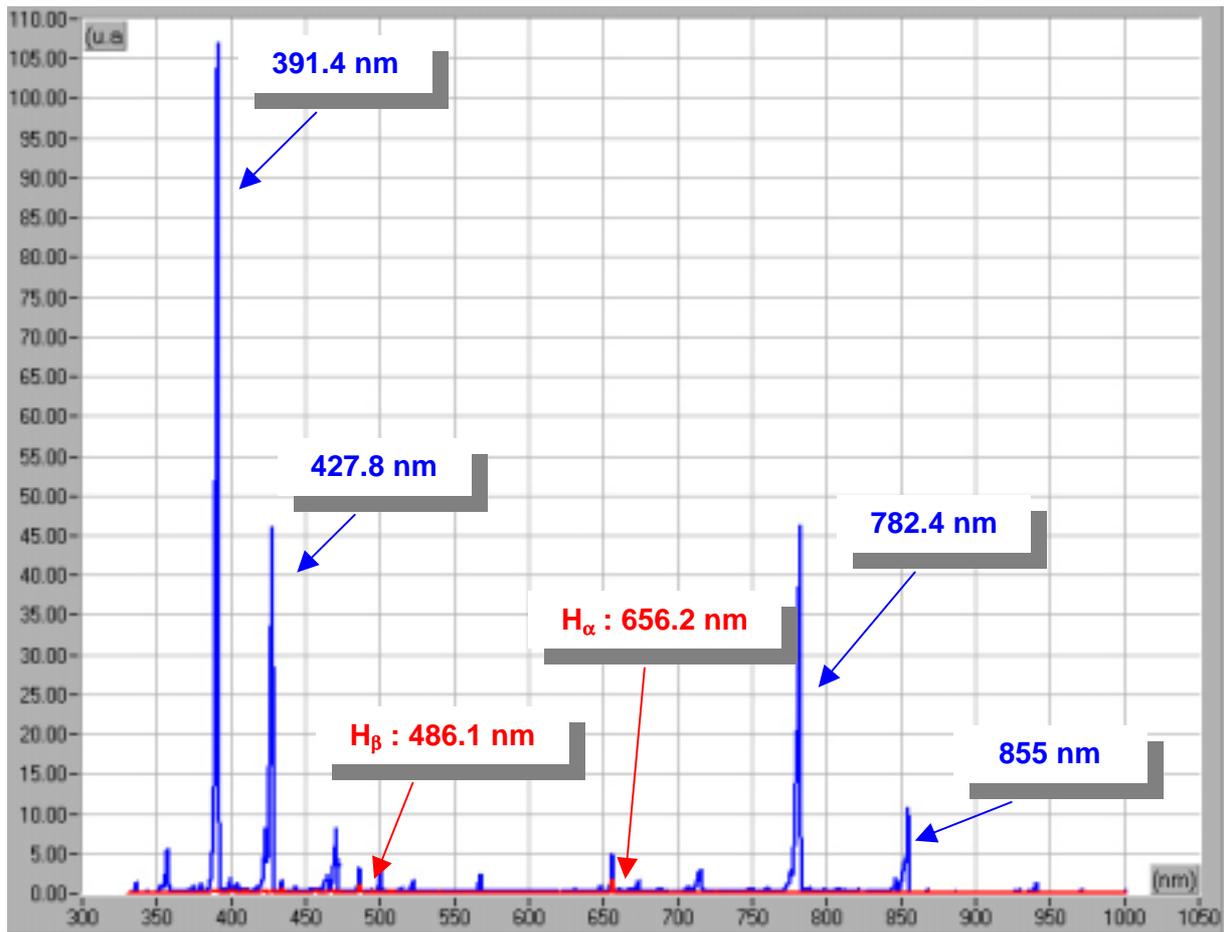
Les explications apportées aux deux phénomènes mis en évidence au cours de ces mesures (augmentation des raies hydrogène lors de l'injection et un changement de pente brutal de la droite de l'évolution) semblent possibles mais il est évident que de plus amples expériences seraient appropriées ainsi qu'une modélisation car ces phénomènes commencent à faire appel à des notions autres que la physique des accélérateurs : la physique des plasmas.

Annexes

IV.A1 Spectre de luminescence de l'azote injecté

IV.A1 Spectre de luminescence de l'azote injecté

Lors des différentes injections de gaz, du diazote a aussi été injecté dont le spectre est représenté en bleu sur la figure suivante. Le spectre rouge correspond à celui du gaz résiduel pour la même intensité du faisceau de protons : 60 mA. La pression d'injection du N_2 dans ce cas est de l'ordre de 13 mPa.



Superposition du spectre résiduel (rouge) et du spectre de N_2 injecté à une pression de 13 mPa (bleu) pour une intensité faisceau de 60 mA

Références

- [IV.1] : P-Y. Beauvais et al., *Emittance Improvement of the SILHI Proton Beam by Gas Injection in the LEBT*, ICIS99, Kyoto.
- [IV.2] : R. H. Hughes et J. L. Philpot, *Spectra Induced by 200 keV Proton Impact on Nitrogen*, Phys. Rev., 1961, 123, 6, pp. 2084-2086.
- [IV.3] : *Handbook of Chemistry and Physics*, 69th Edition, 1988-1989.
- [IV.4] : M. E. Rudd et al., *Electron production in proton collisions : total cross sections*, Reviews of Modern Physics, 1985, Vol. 57, No. 4, pp 965-994.
- [IV.5] : J. L. Delcroix et al., *Atomes et molécules métastables dans les gaz ionisés*, Editions CNRS.

Chapitre V

Mesure de rendement

V.1	La mesure de rendement électrique	102
V.1.1	Principe de fonctionnement du filtre de Wien	102
V.1.2	Méthode de mesure de rendement électrique	103
V.2	La mesure de rendement optique	105
V.2.1	Mécanisme de production et de décalage de la raie H_{α}	105
V.2.2	Etude de faisabilité d'une mesure de rendement	106
V.2.2.1	<i>Faisabilité physique</i>	106
V.2.2.2	<i>Faisabilité mécanique</i>	107
V.2.2.3	<i>Validation de la nouvelle mesure de rendement optique</i>	111
V.3	Confrontation des deux mesures de rendement	113
	Conclusion	116
	Annexes	117
V.A1	Mécanismes d'interaction H^+ , H_2^+ et H_3^+ avec H_2	118
	Références	120

Chapitre V

Mesure de rendement

La source SILHI, comme toutes les sources de protons, ne délivre pas qu'une seule espèce de particules (H^+), mais aussi d'autres espèces parasites (H_2^+ et H_3^+). Ces différents ions, de même charge et donc de même énergie, n'ont pas la même vitesse puisqu'elle dépend de leur masse. Ils ne subissent donc pas la même focalisation magnétique tout au long du transport du faisceau. Sur la figure V.1, nous pouvons voir l'évolution de l'enveloppe des trois différentes particules pour les mêmes réglages de transport (même extraction à 95 kV et différentes valeurs du courant d'alimentation des solénoïdes, afin d'optimiser le transport jusqu'au bloc d'arrêt en bout de ligne).

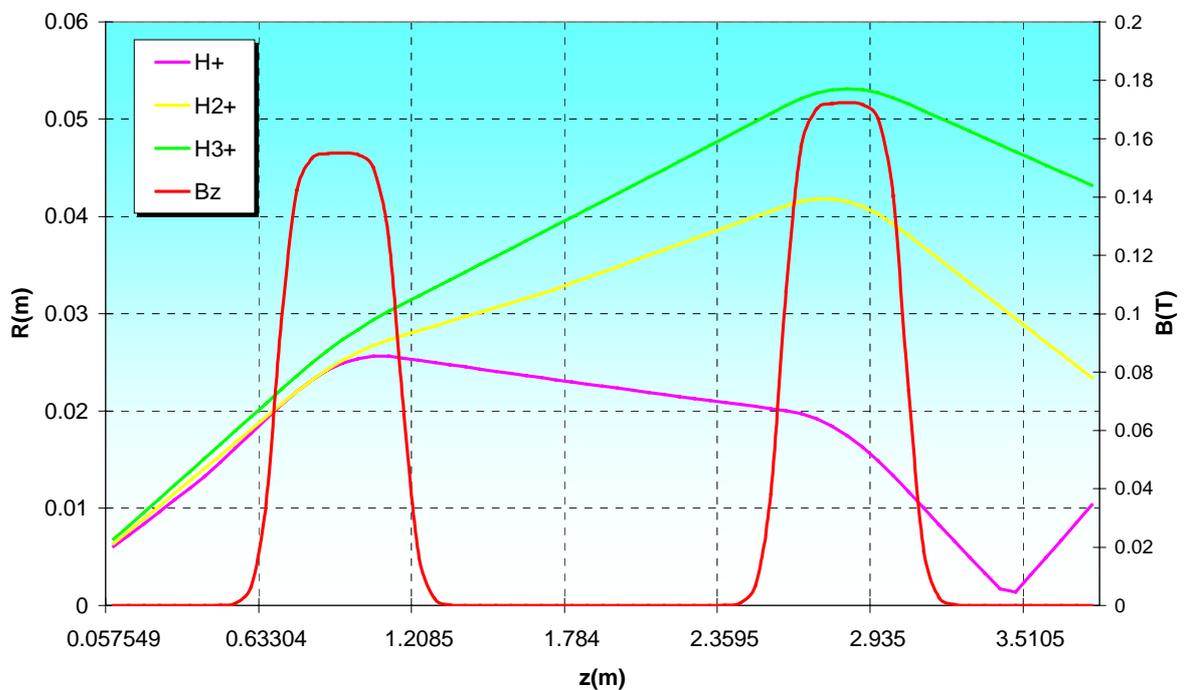


Fig. V.1 – Evolution du transport des différentes particules.

V.1 La mesure de rendement électrique

Pour optimiser le rendement de la source en protons, il est nécessaire de mesurer les taux de productions de chacune des trois espèces à l'extraction de la source. Pour faire cette mesure de rendement, il faut prendre en compte toutes les particules et donc trouver un système de mesure permettant de les sélectionner, mais aussi de les séparer sans modifier la trajectoire de celles choisies. Ce système est un filtre de Wien, qui sélectionne les ions à analyser après la déviation des autres espèces par un champ électromagnétique croisé. Après cette sélection des espèces, ce filtre est associé à un détecteur électrique capable de comptabiliser les particules choisies. Après un bref rappel du fonctionnement du filtre de Wien, le principe de cette mesure de rendement électrique va être expliqué.

V.1.1 Principe de fonctionnement du filtre de Wien

Ce paragraphe est basé sur la référence [V.1]. La figure V.2, représente le schéma de principe expliquant le fonctionnement du filtre de Wien. Soit une particule de masse m , de charge q ayant été accélérée par une différence de potentiel V et de vitesse $v = \sqrt{(2qV/m)}$, entrant dans le filtre de Wien suivant l'axe Oz . Deux bobines disposées verticalement produisent un champ magnétique fixe suivant l'axe Oy (de composante B_y), qui leur fait subir une force $F_{By} = qvB_y$ suivant la direction Ox . Un champ électrique suivant l'axe Ox (de composante E_x) leur fait subir une force $F_{Ex} = qE_x$ suivant la direction Ox . La force de Lorentz que subit la particule est orientée suivant l'axe Ox , de composante F_x et est égale à la somme de ces deux forces :

$$F_x = q(E_x - v \cdot B_y)$$

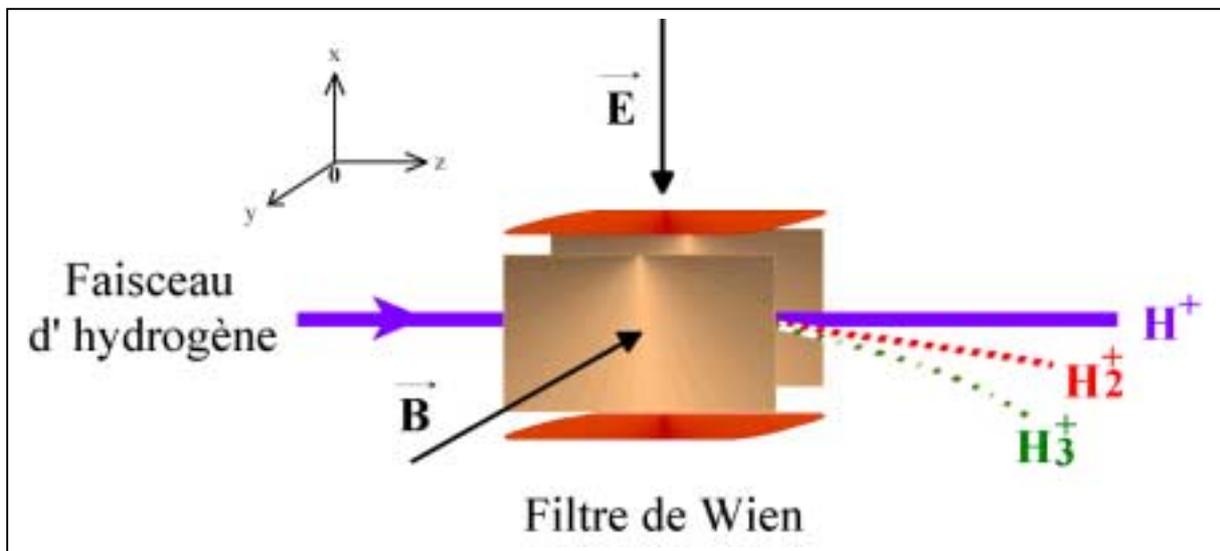


Fig. V.2 – Schéma de principe du filtre de Wien.

Pour des ions H^+ , H_2^+ et H_3^+ de 95 keV, l'approximation non relativiste reste valable.

Afin que la trajectoire d'un ion traversant le filtre soit inchangée, il faut annuler cette force de déviation, soit :

$$q(E_x - v \cdot B_y) = 0 \text{ ou } \frac{E_x}{B_y} = v = c \cdot \sqrt{\frac{2V}{mc^2}}$$

Les masses des ions H^+ , H_2^+ et H_3^+ sont respectivement :

$$m_1, m_2 = 2m_1 \text{ et } m_3 = 3m_1 \text{ avec } m_1 = 938 \text{ MeV}/c^2$$

Pour quantifier chacune des trois espèces, il y a donc trois réglages différents correspondant aux trois vitesses v_1 , v_2 et v_3 . Soit v_i ($i=1,2,3$) la vitesse de l'ion non dévié :

$$\frac{E_{x_i}}{B_{y_i}} = v_i = c \cdot \sqrt{\frac{2V}{m_i c^2}}$$

$$\text{Avec une énergie de } 95\text{keV} : \begin{cases} v_1 = 4.27 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1} \\ v_2 = 3.02 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1} \\ v_3 = 2.47 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1} \end{cases}$$

Il faut donc jouer sur les champs E et B afin de sélectionner les particules souhaitées.

V.1.2 Méthode de mesure de rendement électrique

La solution la plus simple pour le filtre a été de le réaliser avec des aimants permanents, rendant ainsi le champ magnétique constant. La sélection des ions se fera donc avec le réglage du champ électrostatique en ajustant la tension entre les plaques de déviation comme expliqué précédemment.

Chaque espèce possède sa vitesse propre. Le champ E_x peut donc s'ajuster de manière à avoir $F_x=0$ (espèce sélectionnée). Cette espèce n'est alors pas déviée par le filtre, alors que les autres le sont (figure V.2).

La mesure électrique se fait en une fois, en appliquant une rampe de tension sur les plaques de déviation, afin de mesurer la quantité de charge correspondant aux différentes particules sélectionnées par le filtre. La figure V.3 est une acquisition de l'écran d'un oscilloscope sur lequel est branchée la mesure électrique de rendement.

On voit sur ce schéma la rampe de tension de couleur bleue et les différents pics correspondants aux ions incidents. Le pic le plus important correspond aux H^+ , qui nécessite bien la plus grande valeur de la rampe de tension et à l'opposé, pour les H_3^+ , le plus petit pic pour les plus basses tensions. Avec ce type de mesure, la quantité des particules se déduit par les intégrales des différents pics car toute la surface des pics représente une particule détectée.

Dans le cas de SILHI, la mesure électrique est tout simplement un fil, couplé à un préamplificateur. Ce fil est situé en sortie du filtre sur la trajectoire des particules non déviées (figure V.4).

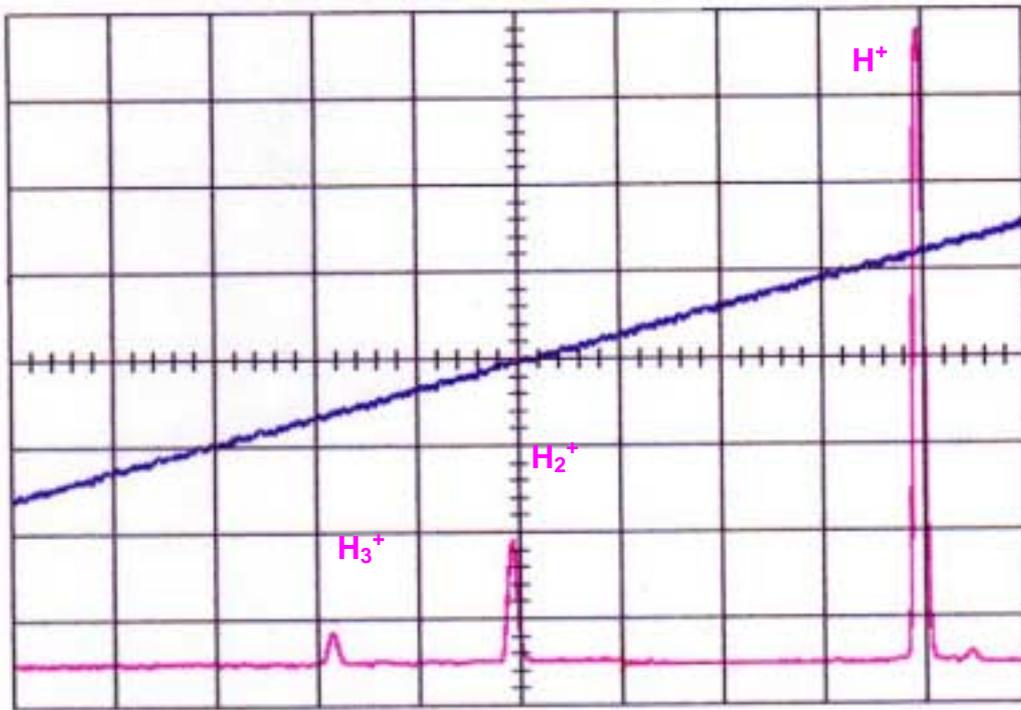


Fig. V.3 – Mesure typique de rendement électrique.

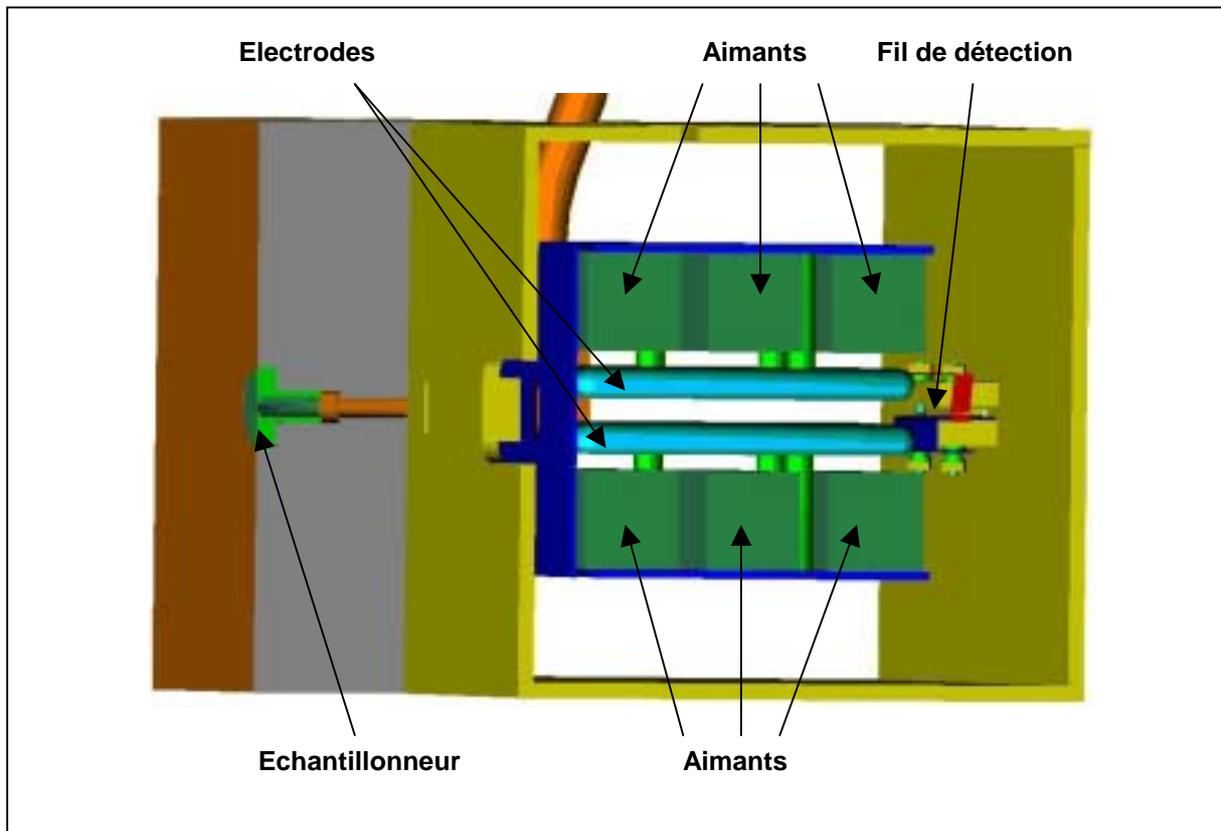


Fig. V.4 – Représentation du filtre de Wien de SILHI avec le fil de détection.

V.2 La mesure de rendement optique

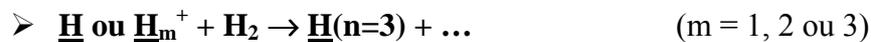
Cette mesure de rendement électrique a été très utile lors du développement de la source elle-même, mais elle est totalement interceptive. Dans le cadre du projet IPHI, le faisceau est extrait de la source en continu pour entrer dans le RFQ : cette mesure n'est donc plus possible pour le réglage en ligne des paramètres de SILHI. Il faut donc trouver un moyen d'installer un nouveau diagnostic de mesure des espèces extraites, en ligne et non interceptif, afin de ne pas perturber le faisceau dans son transport jusqu'au RFQ.

Une solution est de développer une mesure de rendement optique, qui elle est totalement non interceptive. Une technique développée par la communauté de la fusion [V.2] va donc être utilisée. Cette dernière déduit la proportion de protons en mesurant l'intensité de la raie de Balmer H_α ayant subi un décalage Doppler dans la direction d'observation.

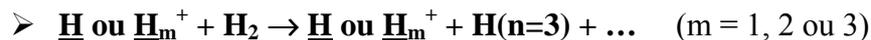
V.2.1 Mécanisme de production et de décalage de la raie H_α

Le décalage Doppler de la raie H_α provient d'un atome d'hydrogène d'énergie interne modifiée par le changement de structure électronique se désexcitant ($n=3 \rightarrow 2$) avec une certaine vitesse. L'origine de ces différents atomes résulte d'une neutralisation par capture électronique et d'une réaction de dissociation des espèces H^+ , H_2^+ et H_3^+ lors de leur interaction avec le gaz résiduel essentiellement constitué de la molécule d'hydrogène (H_2). Nous rappelons ci après les deux processus généraux de production de la raie H_α avec ou sans décalage Doppler, les mécanismes sont plus détaillés en annexe 1 de ce chapitre.

- Décalage Doppler : *Emission par l'ion incident ayant une certaine vitesse*



- Pas de décalage Doppler : *Emission par le gaz résiduel*



Nous avons vu précédemment que les particules H^+ , H_2^+ et H_3^+ ont la même énergie d'extraction mais, pas la même masse, donc des vitesses différentes, ce qui implique des décalages Doppler en longueurs d'onde de la raie H_α de différentes amplitudes suivant la formule relativiste :

$$\lambda = \lambda_0 \frac{1 - (v/c)\cos\theta}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

Où θ est l'angle d'observation, v la vitesse de l'ion incident, λ_0 la longueur d'onde initiale sans effet Doppler et c la vitesse de lumière. C'est ainsi que l'on obtient le schéma typique (figure V.5) des trois décalages induits par les trois atomes d'hydrogène H^0 dus à la neutralisation des ions H^+ , H_2^+ et H_3^+ .

Le plus grand décalage Doppler se produit pour l'atome $H^0(v)$ de vitesse v provenant d'un H^+ incident. Les plus faibles décalages quant à eux, résultent des atomes $H^0(v/2)$ et $H^0(v/3)$ correspondant aux H_2^+ et H_3^+ .

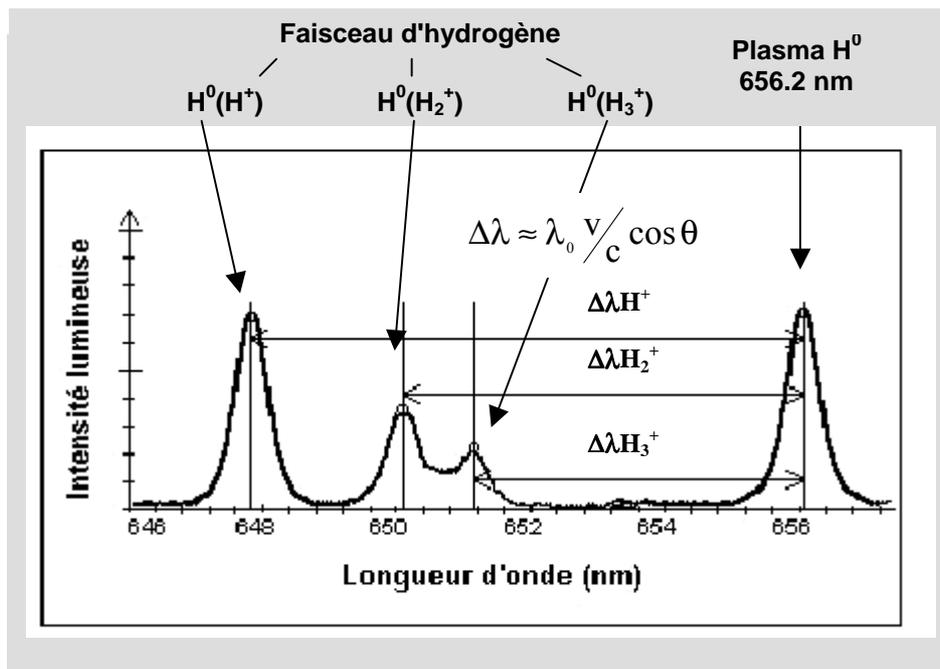


Fig. V.5 – Représentation typique du décalage Doppler.

Sur cette figure, le pic à 656.2 nm correspond à l'émission lumineuse du gaz résiduel excité. Les particules excitées n'ayant pas de mouvement cohérent par rapport au récepteur, il n'y a pas d'effet Doppler pour la détection de la longueur d'onde d'émission. Les autres pics se rapportent aux trois particules incidentes et sont décalés vers les courtes longueurs d'onde du fait du sens de l'observation lorsqu'elles s'approchent de la mesure spectroscopique.

Avec une observation dans l'autre sens (les particules s'éloignant), le décalage aurait été inversé de manière symétrique vers les grandes longueurs d'onde.

V.2.2 Etude de faisabilité d'une mesure de rendement

V.2.2.1 Faisabilité physique

Après avoir expliqué l'origine de l'émission d'une raie H_α avec un décalage Doppler, il faut maintenant voir comment il est possible d'en faire une mesure de rendement en ligne.

Le chapitre III a montré que l'intensité des raies spectroscopiques est proportionnelle à la quantité des particules émettrices. Dans notre cas, les trois raies lumineuses correspondent aux trois particules distinctes. Il est donc possible après leur mesure d'en déduire la proportion des espèces. Toutefois, le taux de production de la raie H_α par l'interaction avec le gaz résiduel (H_2) est différent pour chaque particule. Une estimation de la réelle quantité de particules nécessite donc la connaissance des sections efficaces de ce mécanisme de production de la raie H_α à une énergie de 95 keV.

Nous avons utilisé les récents travaux accomplis sur ce sujet [V.3] et déduit les sections efficaces pour l'énergie correspondant à l'extraction de SILHI. La courbe suivante (figure V.6) résume les variations des taux de production de la raie H_α pour les trois particules H^+ , H_2^+ et H_3^+ dans la gamme d'énergie de 0 à 100 keV.

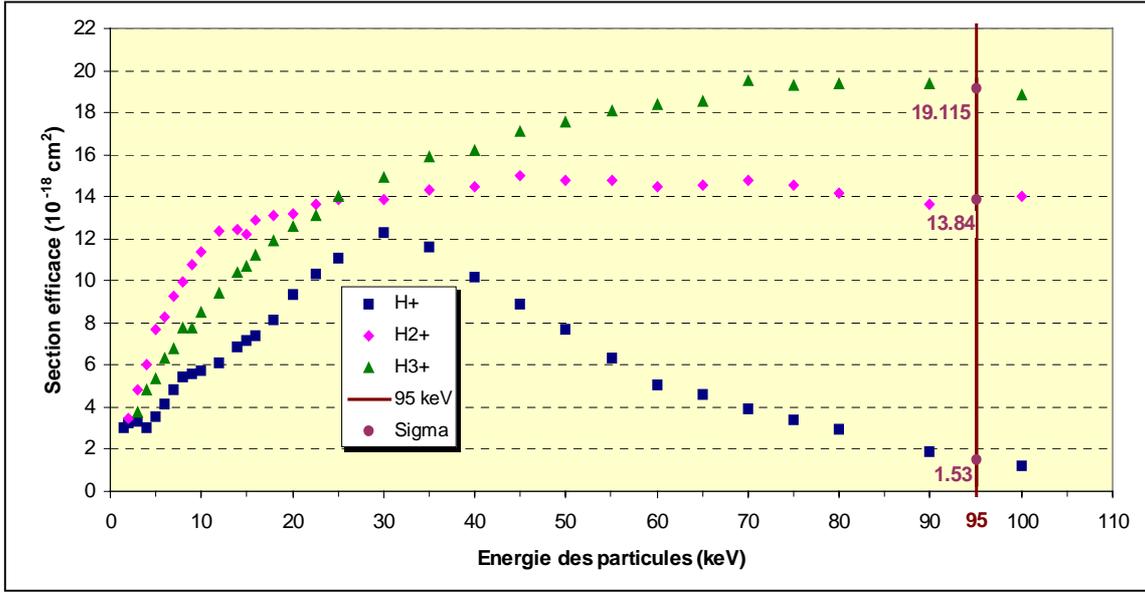


Fig. V.6 - Section efficace d'émission de production de la raie de Balmer alpha par les particules H^+ , H_2^+ et H_3^+ en collisions avec H_2 .

On en déduit donc les sections efficaces de production de la raie H_α lors de l'interaction des ions H^+ , H_2^+ et H_3^+ avec le gaz résiduel H_2 à une énergie de 95 keV :

- H^+ : $\sigma_{H^+} = 1.53 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$
- H_2^+ : $\sigma_{H_2^+} = 13.84 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$
- H_3^+ : $\sigma_{H_3^+} = 19.115 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$

A partir de l'intensité des raies, il est possible d'obtenir le nombre de particules de chaque espèce et ainsi leur proportion :

$$\begin{aligned}
 I_{\text{raie}}(H^+) \# n_{H^+} \cdot \sigma_{H^+} &\Rightarrow n_{H^+} \# \frac{I_{\text{raie}}(H^+)}{\sigma_{H^+}} \\
 I_{\text{raie}}(H_2^+) \# n_{H_2^+} \cdot \sigma_{H_2^+} &\Rightarrow n_{H_2^+} \# \frac{I_{\text{raie}}(H_2^+)}{\sigma_{H_2^+}} \\
 I_{\text{raie}}(H_3^+) \# n_{H_3^+} \cdot \sigma_{H_3^+} &\Rightarrow n_{H_3^+} \# \frac{I_{\text{raie}}(H_3^+)}{\sigma_{H_3^+}}
 \end{aligned}
 \left. \vphantom{\begin{aligned} I_{\text{raie}}(H^+) \# n_{H^+} \cdot \sigma_{H^+} \\ I_{\text{raie}}(H_2^+) \# n_{H_2^+} \cdot \sigma_{H_2^+} \\ I_{\text{raie}}(H_3^+) \# n_{H_3^+} \cdot \sigma_{H_3^+} \end{aligned}} \right\}
 \begin{aligned}
 \text{Proportion}(H^+) &= \frac{n_{H^+}}{n_{H^+} + n_{H_2^+} + n_{H_3^+}} \\
 \text{Proportion}(H_2^+) &= \frac{n_{H_2^+}}{n_{H^+} + n_{H_2^+} + n_{H_3^+}} \\
 \text{Proportion}(H_3^+) &= \frac{n_{H_3^+}}{n_{H^+} + n_{H_2^+} + n_{H_3^+}}
 \end{aligned}$$

La mesure de rendement des espèces à l'aide d'un diagnostic optique est réaliste, reste à déterminer si un tel système est possible à mettre au point, à la sortie de la source SILHI.

V.2.2.2 Faisabilité mécanique

Avant de savoir s'il est possible de faire une mesure de rendement sur SILHI, il faut déjà étudier la possibilité de mesurer cet effet Doppler. En effet, le seul moyen de mettre en évidence ce décalage en longueur d'onde est d'observer la lumière émise sous un certain angle car à 90° , $\lambda = \lambda_0$. Afin de mesurer la proportion des particules à la sortie de la source, le

système optique doit donc être situé entre l'extraction et le premier solénoïde, au niveau du premier puits de pompage. Ce solénoïde assez proche va donner des contraintes mécaniques fixes sur le choix de l'angle d'observation. Une étude de l'évolution du décalage Doppler en fonction de l'angle a donc été faite et est représentée sur la figure V.7. Cette étude a été faite en prenant en compte les deux sens d'observation, c'est à dire soit avec les ions H^+ , H_2^+ et H_3^+ s'approchant (partie gauche de la figure) soit s'éloignant (partie droite) avec une énergie de 95 keV.

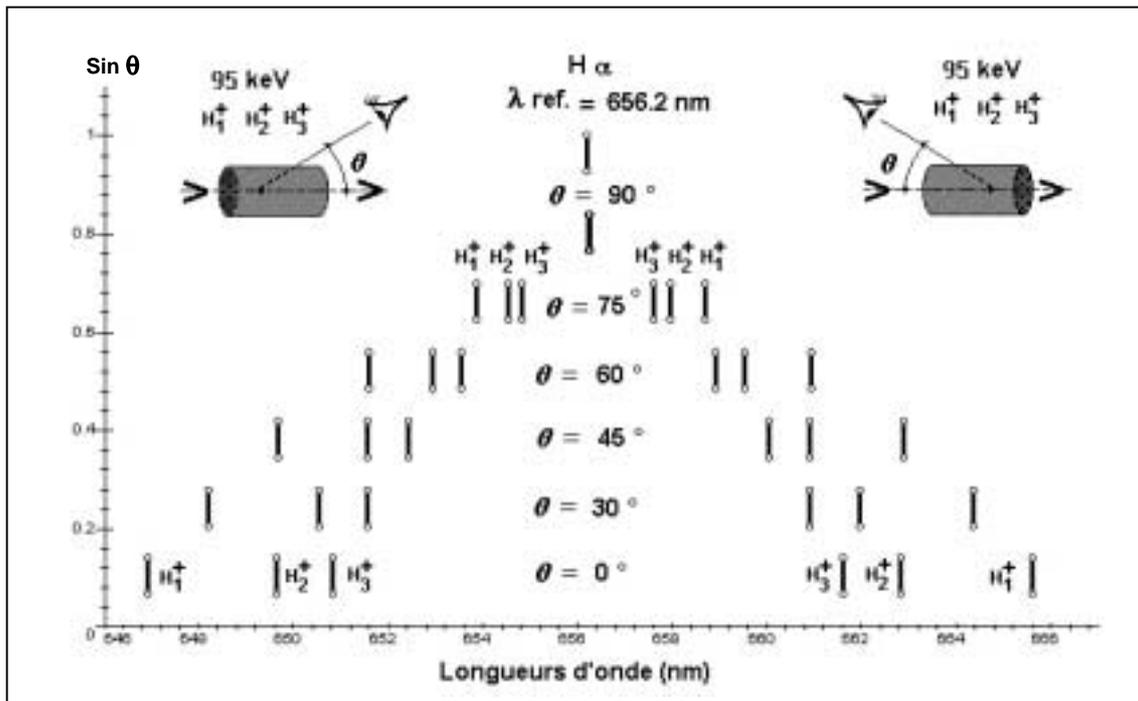


Fig. V.7 – Décalage Doppler de la raie H_α en fonction de l'angle d'observation.

Afin d'avoir la meilleure précision, il faut convenablement séparer les deux raies assez proches correspondant aux particules H_2^+ et H_3^+ . Dans ce cas, l'angle d'observation le plus intéressant est de 0° , ce qui n'est pas du tout compatible avec notre système. Il faut donc trouver un compromis entre les possibilités mécaniques et la sensibilité de notre mesure spectroscopique pour déterminer cet angle de mesure.

Nous avons vu précédemment, lors des mesures de luminescence pour différents gaz, que la séparation de deux raies étaient possibles à condition qu'elles soient séparées d'au moins $\sim 1\text{nm}$. L'angle maximum tolérable par notre système spectroscopique est, suivant l'étude, de 45° . En fonction de ce paramètre angulaire et des contraintes mécaniques sur la ligne basse énergie, seul un dispositif comme il est représenté sur le schéma suivant (figure V.8) avec un angle inférieur à 45° est possible.

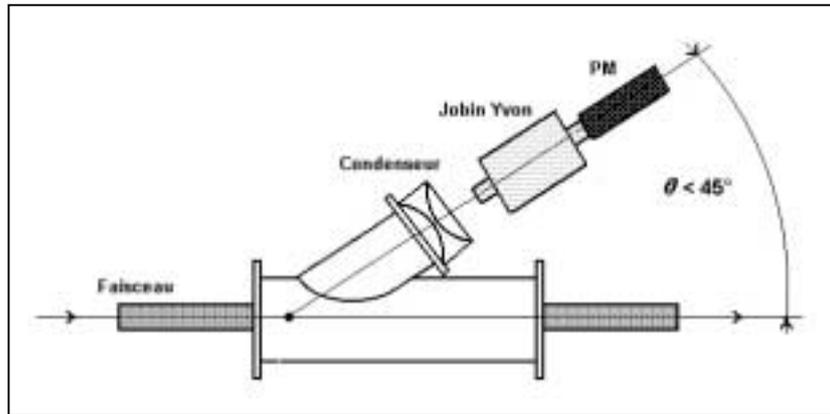


Fig. V.8 – Représentation du dispositif préconisé pour la mesure de rendement optique.

Mais, même cette configuration entraîne une modification mécanique de la ligne car tous les hublots d'observation sont à 90° de l'axe du faisceau !

Une astuce a donc été trouvée : utiliser le hublot supérieur à 90° pour mettre le système de mesure spectroscopique et glisser à l'intérieur du tube à vide un miroir, (figure V.9) permettant d'observer le faisceau avec un angle de 20° sans modification mécanique majeure de la ligne basse énergie, et sans intercepter le faisceau.

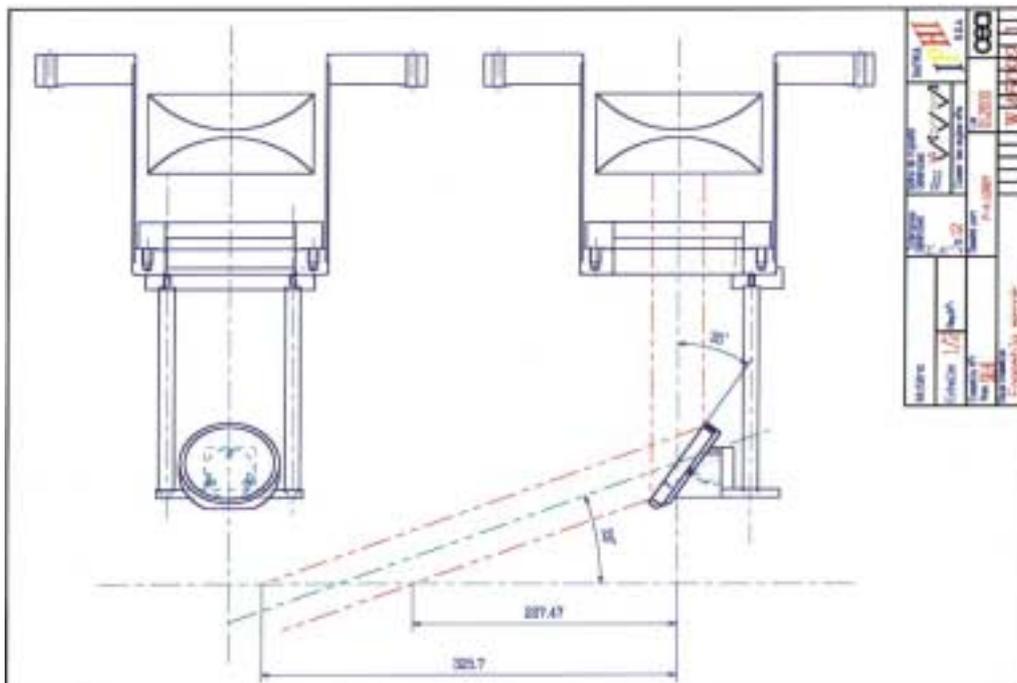


Fig. V.9 – Dispositif miroir pour la mesure de rendement.

L'étude théorique du décalage Doppler (figure V.10) permet donc d'estimer les longueurs d'onde des raies correspondant au plasma et aux trois espèces accélérées H^+ , H_2^+ et H_3^+ .

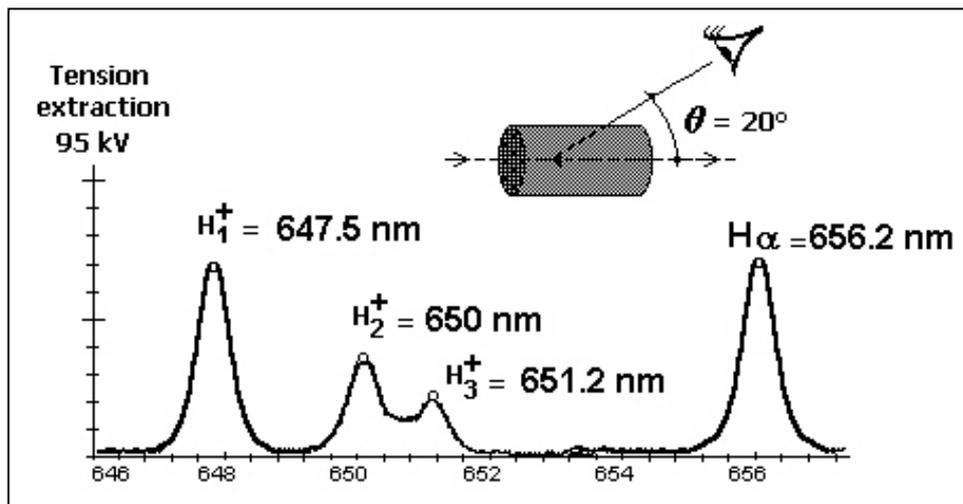


Fig. V.10 – Décalage Doppler théorique.

Avant toute mesure de décalage Doppler, une série de mesures de référence a été faite sans miroir, afin d'avoir le pic correspondant à l'angle de 90° , c'est à dire l'émission du plasma à la longueur d'onde 656.2 nm. Cette mesure permettra de déterminer assez précisément les longueurs d'onde des différents pics décalés par effet Doppler. La mesure de référence est représentée sur la figure V.11 par la courbe rouge : un seul pic est présent dans la gamme de longueur d'onde allant de 640 à 660 nm.

Après l'installation du miroir, les premières mesures ont bien montré trois raies de plus que la mesure de référence (courbe bleue sur la figure V.11). Après la mesure des différentes longueurs d'onde, les valeurs prédites par l'étude précédente sont bien retrouvées.

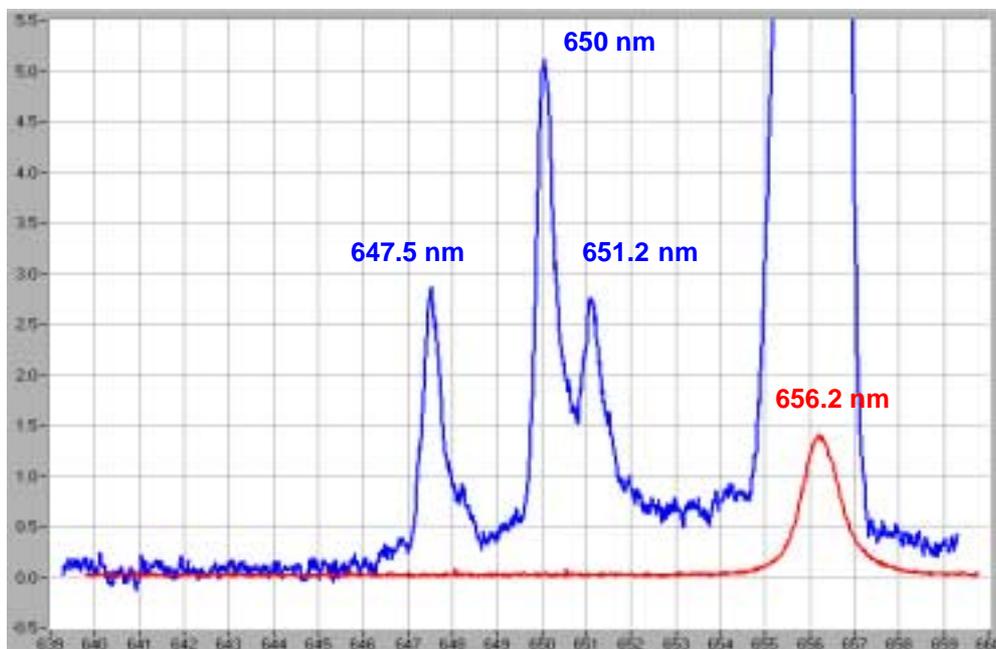


Fig. V.11 – Première mesure de décalage Doppler sur SILHI.

La première remarque à faire sur cette mesure est l'augmentation flagrante de l'intensité de la raie H_α non décalée à 656.2 nm. En effet, la mesure avec le miroir intensifie

cette raie. Cela semble normal, car avec le miroir le détecteur voit plus de plasma d'émission. Nous constatons aussi que l'intensité de la raie correspondant aux H^+ est bien inférieure à celle des H_2^+ , il y a donc bien une correction à faire avec les sections efficaces comme le montre la figure V.12. La courbe rouge est une représentation numérique de la mesure brute des trois raies décalées par effet Doppler. Après correction des sections efficaces, la courbe bleue représente la proportion calculée des différents ions H^+ , H_2^+ et H_3^+ .

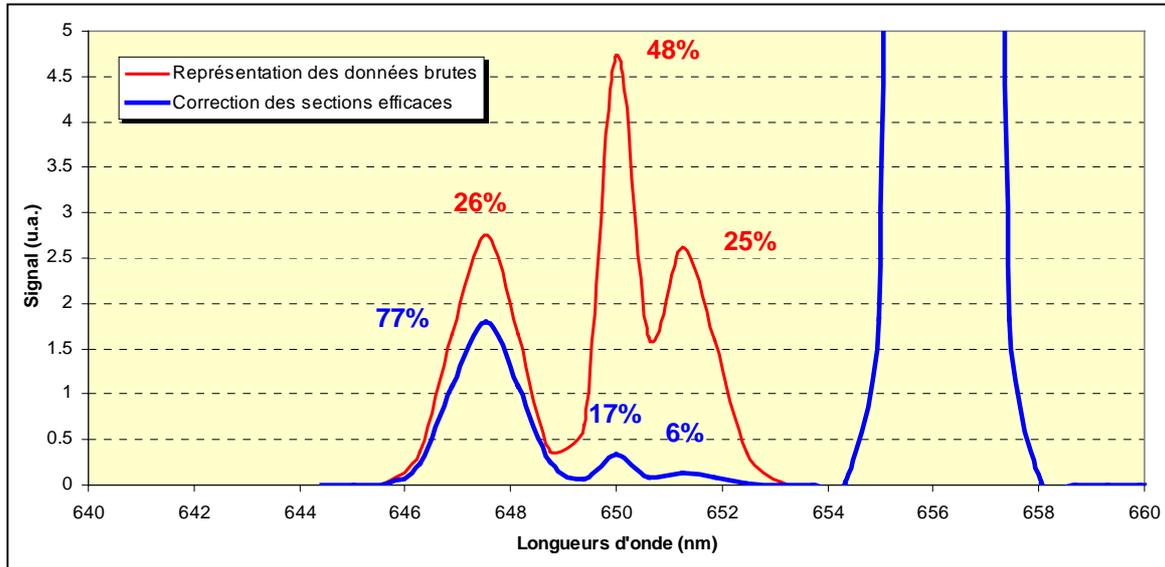


Fig. V.12 - Correction des données par les sections efficaces.

La mesure de proportion brute donne : 26% de H^+ , 48% de H_2^+ et 25% de H_3^+ ce qui est totalement faux, alors qu'avec la correction, nous avons : 77% de H^+ , 17% de H_2^+ et 6% de H_3^+ . Ces valeurs sont en accord, à 5% près pour les protons, avec les mesures électriques dont les résultats sont donnés dans le tableau V.1 à la suite. En effet, après avoir montré l'existence de ce décalage Doppler et la possibilité de mesure de rendement en ligne, il faut comparer ce système avec la mesure classique qui fait référence, afin de valider la mesure et sa fiabilité.

V.2.2.3 Validation de la nouvelle mesure de rendement optique

Tout d'abord, avant de comparer les rendements obtenus de manière optique, il faut vérifier les erreurs possibles sur cette mesure. La valeur de l'angle est bien de 20° . En effet, du fait de l'alimentation de l'extraction, la valeur de l'énergie est fixée et de plus, les décalages Doppler correspondent à ceux attendus, cet angle est donc acceptable. De plus, l'angle ne joue que sur le décalage, mais heureusement pas sur le rendement. Ensuite, cette fois, nous travaillons sur différentes longueurs d'onde et avant de comparer l'amplitude des raies, il faut être sûr de la réponse du système optique. Il faut donc la regarder entre les différentes longueurs d'onde observées, est-elle linéaire, constante ou totalement aléatoire ? Cette erreur de mesure doit être corrigée avant de rectifier l'amplitude des raies avec les sections efficaces des réactions.

Au cours du trajet optique, la lumière détectée passe à travers différents éléments optiques : le hublot, le condenseur, le monochromateur et le PM. Parmi ceux-ci, le seul qui pourrait engendrer une différence de sensibilité entre les raies de différentes longueurs d'onde, est la réponse de la photocathode du PM, car la transmission des autres éléments est la même pour des raies aussi proches.

Concernant le PM, son système amplificateur des électrons est linéaire, seule la réponse de la photocathode est susceptible de jouer un rôle dans l'amplitude du signal des raies. Lors de l'achat du PM, le constructeur a donné la courbe de réponse de la photocathode dans la gamme de longueur d'onde entre 150 à 900 nm.

Dans notre cas expérimental, le domaine de longueur d'onde utilisé est beaucoup plus restreint entre 647.5 nm et 664.9 nm. Ces deux valeurs correspondent aux limites du décalage Doppler dans les deux sens d'observation. Ainsi, nous voyons bien que la mesure de rendement travaille sur une gamme très courte de sensibilité de la photocathode représentée sur la figure V.13.

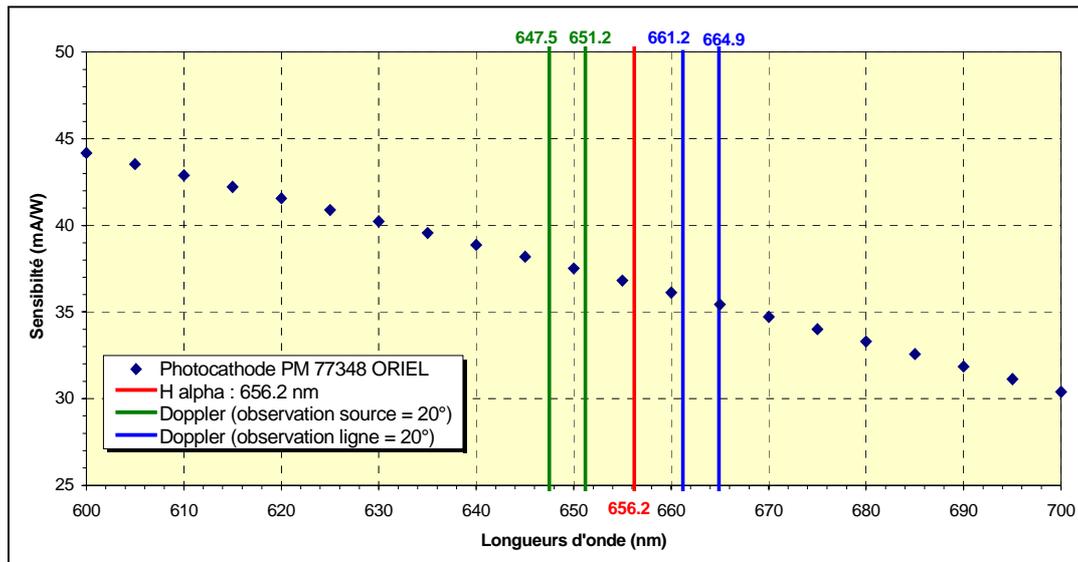


Fig. V.13 - Réponse photocathode dans la gamme de mesure de rendement.

Sur cette figure est en vert, les extrêmes du décalage Doppler en observant sous un angle de 20° vers la source, et en bleu lorsque l'on observe vers la ligne. Ce zoom permet de voir que la différence de sensibilité entre les pics limites (H^+ et H_3^+) dans les deux sens d'observation est inférieure à 1 mA/W, ce qui n'influence pas la mesure de rendement, en tout cas avec la précision que l'on souhaite avoir. De plus, lors du calcul du rendement, la différence de sensibilité entre les deux sens d'observation n'est pas importante, du fait du quotient. Il sera donc possible avec ce même système optique, c'est à dire le même PM, de comparer les proportions des espèces entre les deux sens d'observation.

Enfin, la dernière étude à faire est la reproductibilité de la mesure. En effet, cette mesure doit être fiable, il est donc nécessaire de vérifier le rendement moyen sur une série de mesures. C'est ce que représente la figure V.14.

Cette figure montre cinq mesures de rendements optiques différentes tout en ayant une bonne reproductibilité des paramètres de la source afin de ne pas avoir d'erreurs de mesures dues à un problème de cette dernière. La ligne pointillée, quant à elle, est la valeur moyenne de la proportion mesurée.

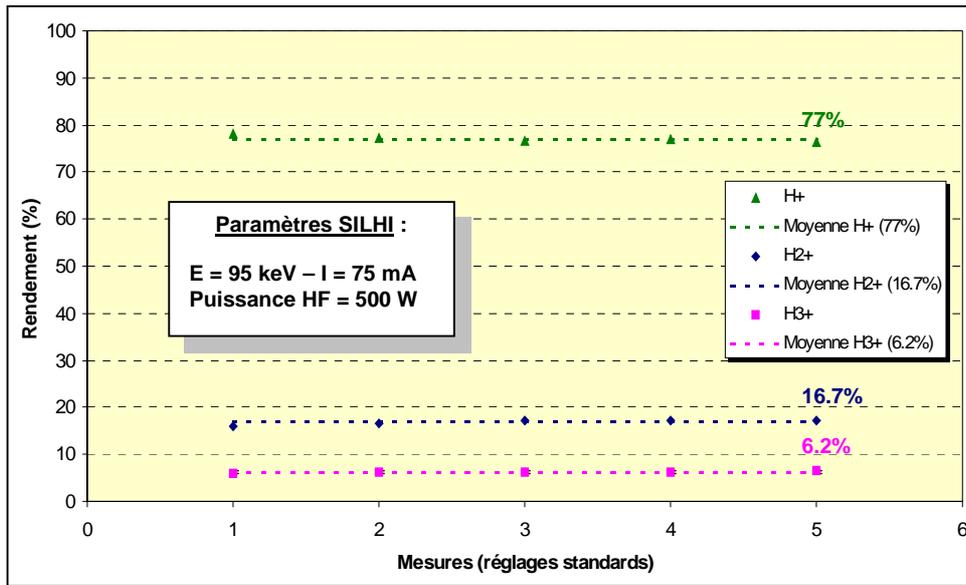


Fig. V.14 - *Reproductibilité des mesures de rendement optique.*

On aboutit donc à une mesure de rendement fiable et reproductible, du fait des différentes causes d'erreur négligeables. Il ne reste maintenant plus qu'à la confronter à la mesure de référence, c'est à dire la mesure électrique avec le système du filtre de Wien.

V.3 Confrontation des deux mesures de rendement

Différentes mesures tant optiques qu'électriques ont été faites en variant les mêmes paramètres de la source SILHI, afin de voir les mêmes évolutions de proportion. De plus, la mesure de rendement a aussi été réalisée avec les particules s'éloignant du détecteur, donnant le décalage Doppler représenté sur la figure V.15.

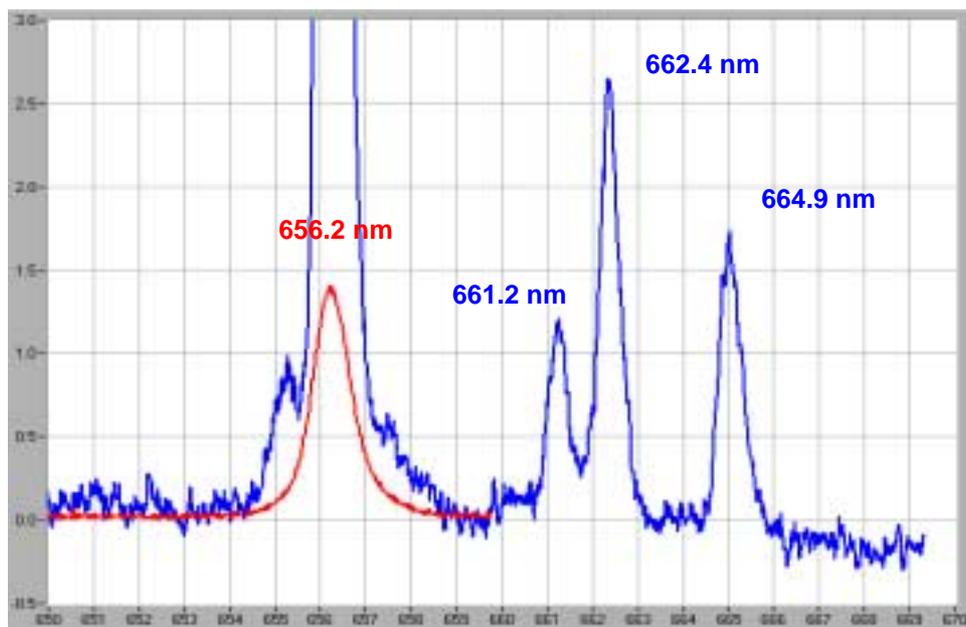


Fig. V.15 – *Décalage Doppler avec une observation vers la ligne.*

Pour ce qui est des paramètres de la source, nous en avons modifié beaucoup mais, nous ne parlerons que de ceux qui ont un effet assez évident sur la proportion, c'est à dire la puissance HF et la pression dans la source.

Tous ces paramètres sont résumés dans le tableau suivant : Les valeurs en rouge représentent le réglage standard de la source.

	Rendement H ⁺			Rendement H ₂ ⁺			Rendement H ₃ ⁺		
	Optique source	Electrique	Optique Ligne	Optique source	Electrique	Optique Ligne	Optique source	Electrique	Optique Ligne
REGLAGES STANDARDS	77	80	83	17	16	13	6	5	5
MODIFICATION HF									
500W									
340W	67	68	75	19	20	15	14	12	10
600W	77	79		17	17		6	4	
700W	77	82		18	15		5	4	
MODIF H₂ DANS SOURCE									
3.1E-05 hPa									
3.6E-05 hPa	77	80		16	15		8	6	
2.7E-05 hPa	75	77		19	20		6	4	

Tab. V.1 - Evolution du rendement en fonction des paramètres de SILHI.

Le tableau V.1 résume les valeurs obtenues, mais l'accord entre les mesures optiques et les mesures électriques est plus évident lorsque l'on représente l'évolution des deux mesures en fonction des paramètres modifiés pour la proportion des H⁺. Les deux figures suivantes représentent donc la modification de la puissance HF (figure V.16 a) et de la pression d'hydrogène (figure V.16 b) injecté à l'intérieur de la source ECR.

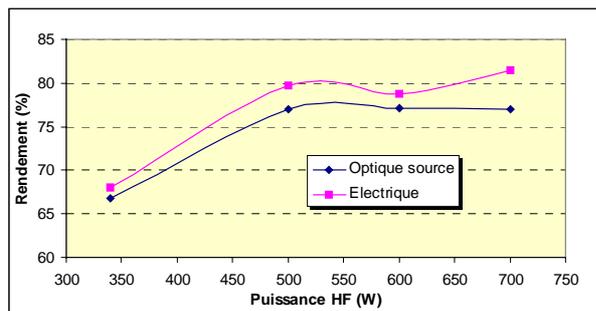


Fig. V.16 a

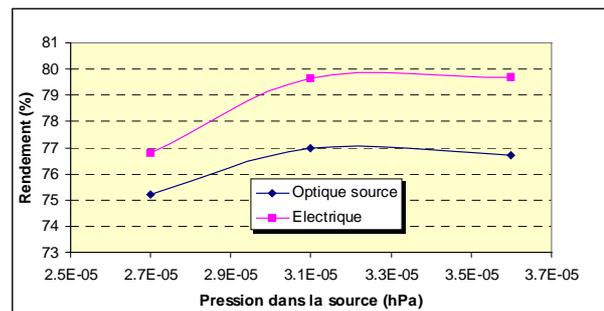


Fig. V.16 b

Fig. V.16 a - Evolution des H⁺ optiques et électriques en fonction de la puissance HF.
 Fig. V.16 b - Evolution des H⁺ optiques et électriques en fonction de la pression de la source.

Sur ces deux courbes, l'évolution des rendements optiques et électriques sont en parfait accord. De plus, ce même accord se retrouve aussi pour les deux autres particules H₂⁺ et H₃⁺. Les réglages standards de la source quant à eux semblent corrects, car dès qu'un paramètre est modifié, cela n'engendre qu'une perte de protons, ou alors une augmentation très faible.

Ces mesures montrent que le rendement électrique est toujours supérieur à la mesure optique. Nous pouvons donc nous demander si c'est une différence due au système de mesure (électrique pour l'un et optique pour l'autre) ou alors, une évolution physique du rendement au cours du transport de faisceau le long de la ligne.

En effet, la mesure électrique se fait à l'aide d'un fil non polarisé. Les électrons secondaires émis lors de l'interaction des particules avec le fil sont attirés par une plaque polarisée à +100 V afin de ne pas perturber la mesure. Toutefois, le taux d'émission secondaire est différent pour les trois particules H^+ , H_2^+ et H_3^+ et cela peut être une source d'erreur possible expliquant l'écart en faveur du rendement électrique observé.

Les deux mesures ne se font pas parfaitement au même endroit. A cause du miroir, la mesure optique se fait en amont, juste à la sortie de l'extraction, et la mesure électrique se situe au niveau du premier puits de pompage. Afin de déterminer si cette différence de rendement est représentative d'une réelle évolution du nombre de particules le long du transport, il suffit de retourner le miroir pour observer de manière optique en aval de la mesure électrique. Ainsi, la même mesure permettra de faire une réelle comparaison de l'évolution, si elle existe.

Les différents résultats sont représentés sur la figure V.17. On y retrouve la mesure optique en amont, en sortie source, puis la mesure électrique et enfin, en aval l'autre mesure optique.

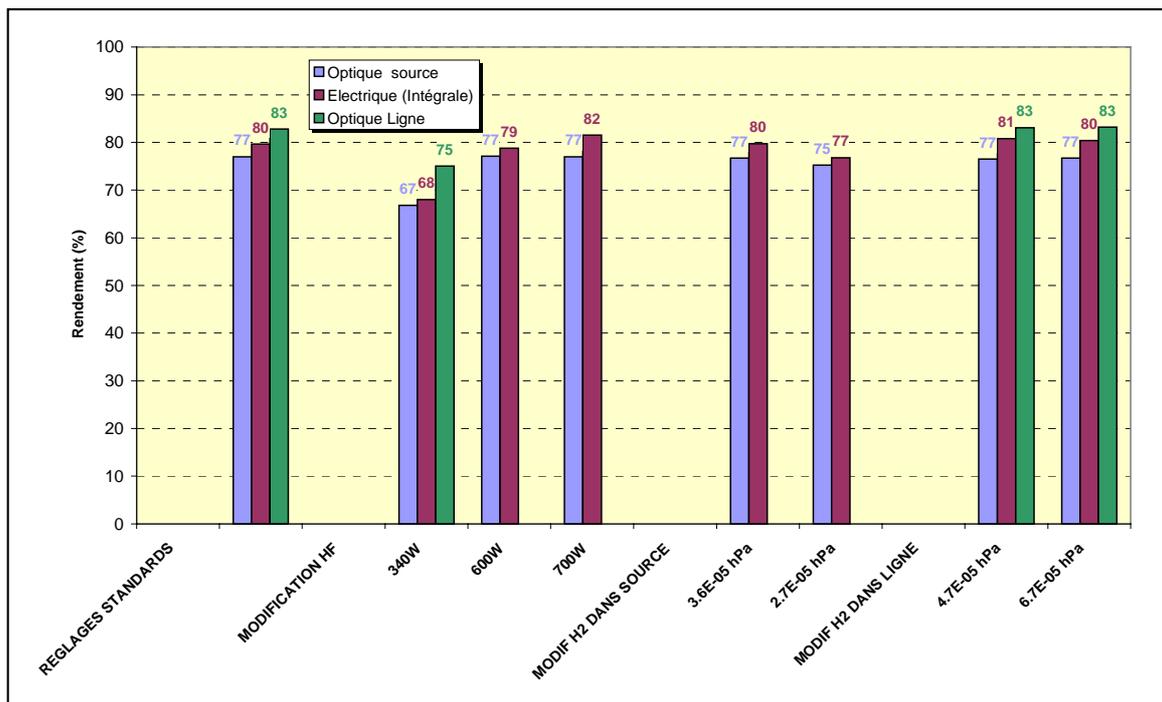


Fig. V.17 – Evolution du rendement H^+ en fonction de la position et des différents réglages.

Une évolution de ce rendement est observée et ce avec la même mesure optique. Cela ne peut donc pas être dû à la différence de mesure. De plus, la mesure électrique physiquement située au milieu des deux mesures optiques, donne des valeurs cohérentes à cette évolution.

Afin de voir si cette augmentation de rendement est continue, des mesures électriques ont été faites en bout de ligne et ont donné à peu près les mêmes valeurs que les mesures optiques en sortie de source avec pour direction d'observation, la ligne de transport. L'évolution du rendement semble donc être rapide et située en sortie de source où la pression est la plus élevée !

Conclusion

Un prototype d'une nouvelle mesure de rendement a donc été mis au point, et a fourni des résultats en accord avec les mesures électriques. En effet, ce type de mesure est suffisant dans le cadre du projet IPHI, car une mesure absolue du rendement n'était pas recherchée, seule l'évolution relative était recherchée. En effet, le but de cette nouvelle mesure est de pouvoir obtenir en ligne, sans perturber le faisceau, l'évolution de la proportion des espèces en temps réel, visualisant ainsi tout effet des changements des paramètres de la source.

Le système actuel a été développé avec le matériel optique existant mais, ce n'est pas celui qui sera installé de manière définitive sur la source SILHI. En effet, ce dispositif devra être plus compact et aussi sensible, cette sensibilité étant un gage de précision de la mesure. Il sera sûrement constitué d'une fibre optique et d'un monochromateur comme cela est représenté sur la figure V.18. Des contacts ont déjà été pris avec différentes entreprises et actuellement les systèmes testés n'ont pas donné entière satisfaction en ce qui concerne leur sensibilité.

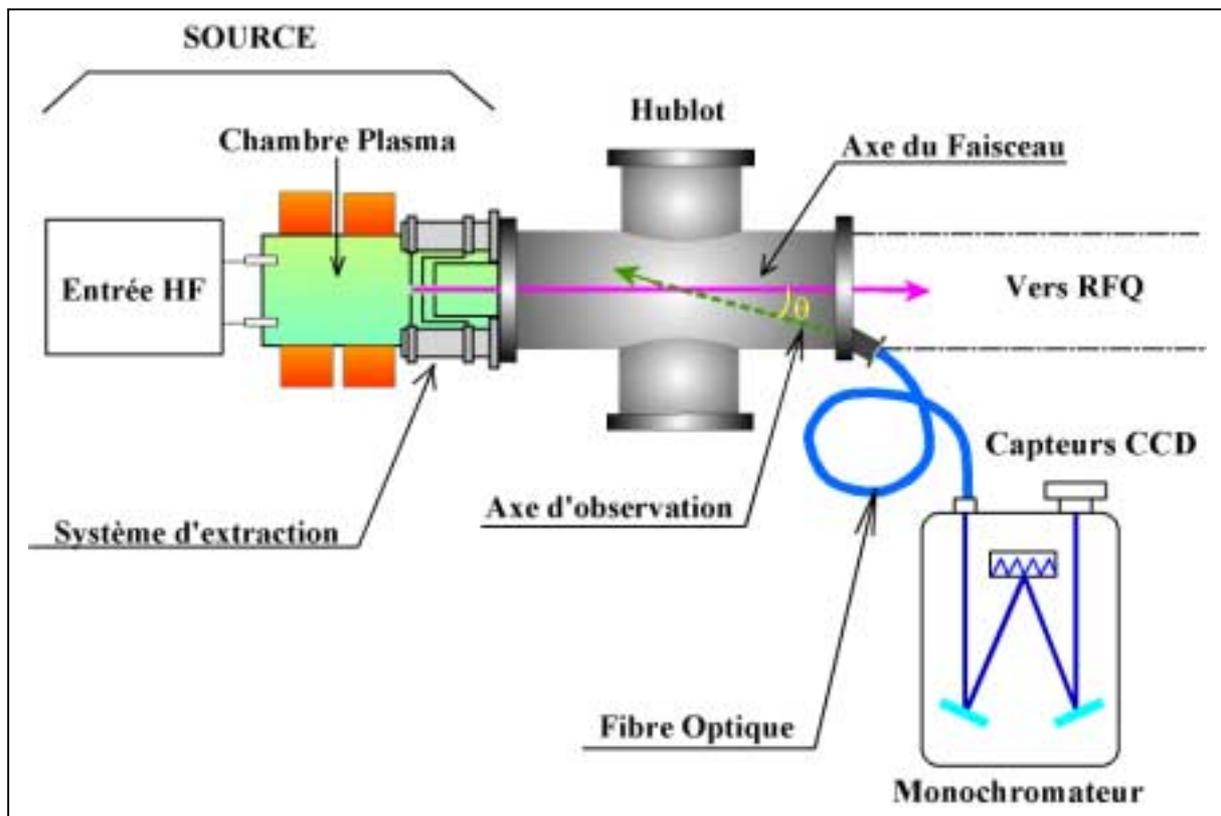


Fig. V.18 – Vue du dispositif de mesure de rendement optique.

Annexes

V.A1 Mécanismes d'interaction H^+ , H_2^+ et H_3^+ avec H_2

V.A1 Mécanismes d'interaction H^+ , H_2^+ et H_3^+ avec H_2

Afin de mieux appréhender la compréhension de la production de l'émission de la raie de Balmer H_α , nous allons rappeler plus en détail les mécanismes possibles lors de l'interaction des différentes espèces H^+ , H_2^+ et H_3^+ avec la molécule d'hydrogène H_2 [V.4, et V.5] constituant essentiellement le gaz résiduel de la ligne de transport de la source SILHI.

Ces mécanismes vont être classés suivant deux types, ceux entraînant un décalage Doppler et les autres pour chaque espèce.

❖ Emission de H_α sans décalage Doppler

L'émission de la raie de Balmer H_α sans décalage Doppler est due à la dissociation et à l'excitation de la molécule d'hydrogène jouant le rôle de cible gazeuse pour les trois espèces produites par la source.

➤ Particules H^+

Trois mécanismes d'excitation peuvent produire l'émission de la raie H_α :

- $\underline{H}^+ + H_2 \rightarrow \underline{H} + H^* + H^+$
- $\underline{H}^+ + H_2 \rightarrow \underline{H}^+ + H^* + H^+ + e^-$
- $\underline{H}^+ + H_2 \rightarrow \underline{H}^+ + H^* + H$

Le symbole '*' signifie que l'atome d'hydrogène est excité.

➤ Particules H_2^+

De même, trois mécanismes sont possibles :

- $\underline{H_2}^+ + H_2 \rightarrow [\underline{HH}^+] + H + H^*$
- $\underline{H_2}^+ + H_2 \rightarrow [\underline{HH}] + H^* + H^+$
- $\underline{H_2}^+ + H_2 \rightarrow [\underline{HH}^+] + H^* + H^+ + e^-$

Remarque : Les crochets signifient la possibilité de dissociation de l'espèce primaire ou encore, la création d'une molécule après un échange de charge (2^e cas).

Des études de ces différents mécanismes ont montré que les deux derniers sont possibles mais pas dominant. De plus, les protons secondaires produits sont "lents", ils ne peuvent donc être pris en compte pour un susceptible décalage Doppler.

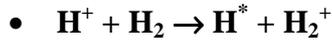
Comme pour les H^+ , le mécanisme prépondérant est le premier cité.

➤ Particules H_3^+

Les processus d'émission sont les mêmes que pour les particules H_2^+ , avec les mêmes remarques.

❖ Emission de H_α avec décalage Doppler➤ *Particules H^+*

L'émission de la raie de Balmer H_α produite par la désexcitation d'un atome d'hydrogène résultant de la capture d'un électron de la molécule d'hydrogène par le proton semble être la plus probable :

➤ *Particules H_2^+ et H_3^+*

Pour les H_2^+ , comme pour les H_3^+ , l'émission de la raie H_α nécessite la dissociation de la molécule formant l'ion et l'excitation d'un atome d'hydrogène en résultant.

Les différents mécanismes sont :



Les mécanismes produisant les protons "lents" n'ont pas été renommés pour les mêmes raisons que précédemment.

Références

- [V.1] : O. Delferrière, J.P. Penicaud, *Filtre de Wien pour la source SILHI*, Rapport DSM/GECA 96-16.
- [V.2] : C. F. Burrell et al., *Doppler Shift Spectroscopy of Powerful Neutral Beams*, Rev. Sci. Instrum., 1980, 51, 11, pp. 1451-1462.
- [V.3] : I. D. Williams, J. Geddes and H. B. Gilbody, *Balmer α emission in collisions of H, H^+ , H_2^+ and H_3^+ with H_2* , J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1982, 15, pp.1377-1389.
- [V.4] : R. H. Hughes, Sabrina Lin, and L. L. Hatfield, *Balmer Emissions Induced by Proton Impact on Molecular Hydrogen*, Phys. Rev., 1963, 130, 6, pp. 2318-2321.
- [V.5] : L. L. Hatfield and R. H. Hughes, *Balmer Emissions Induced by H_2^+ and H_3^+ Impact on Molecular Hydrogen*, Phys. Rev., 1963, 131, 6, pp. 2556-2558.

Chapitre VI

L'absorption optique

VI.1	Qu'est ce que l'absorption ?	124
VI.2	Principe de l'absorption	125
VI.3	Lois de variation de l'absorption optique	126
VI.4	Application au profileur de faisceau	127
VI.5	Etats métastables	128
VI.5.1	Définition	128
VI.5.2	Règles de sélection	129
VI.5.3	Etats métastables de l'atome d'argon	130
VI.5.3.1	<i>Configuration électronique</i>	130
VI.5.3.2	<i>Niveaux métastables</i>	131
VI.5.4	Production et destruction des métastables	132
VI.5.4.1	<i>Bilan des métastables</i>	132
VI.5.4.2	<i>Comparaison des termes de perte</i>	136
VI.5.4.3	<i>Quantification des termes de perte des métastables de l'argon</i>	137
VI.5.5	Variation des niveaux métastables	138
VI.6	Mesures expérimentales	141
VI.6.1	Mise en évidence de l'absorption optique	141
VI.6.2	Sélection de la raie la plus absorbante	146
VI.6.3	Evolution de l'absorption en fonction de l'intensité faisceau	150
VI.6.4	Evolution de l'absorption en fonction de la position transverse	151
Conclusion		152
Annexes		154
VI.A1	Structure électronique de l'argon	155
Références		156

Chapitre VI

L'absorption optique

Nous avons expliqué précédemment le fort intérêt actuel pour le développement de nouveaux diagnostics optiques évitant toute interaction de matière avec le faisceau intense de protons. Dans nos travaux, nous nous sommes aussi penchés, avec une attention particulière, sur la mesure, très délicate, du profil de faisceau. Deux voies sont actuellement en étude, la première utilisant une caméra observant la luminescence et l'autre employant l'absorption optique. Cette dernière méthode est celle qui va être exposée par la suite.

La spectroscopie d'absorption est une méthode d'analyse des plasmas très employée actuellement. Elle est relativement facile à mettre en œuvre (tout au moins en ce qui concerne les plasmas de gaz rares que nous allons utiliser) et présente l'avantage de très peu perturber le milieu absorbant, ce qui est notre but. Sachant qu'en présence du faisceau intense de protons, un plasma est généré, il est envisageable d'utiliser une telle technique d'analyse.

L'objectif est donc d'obtenir un profil de faisceau d'une manière analogue à la méthode classique, mais en utilisant des méthodes optiques. Le système de mesure de profil le plus employé actuellement, est un profileur de type chambre à fils tel qu'il est représenté sur la figure VI.1.

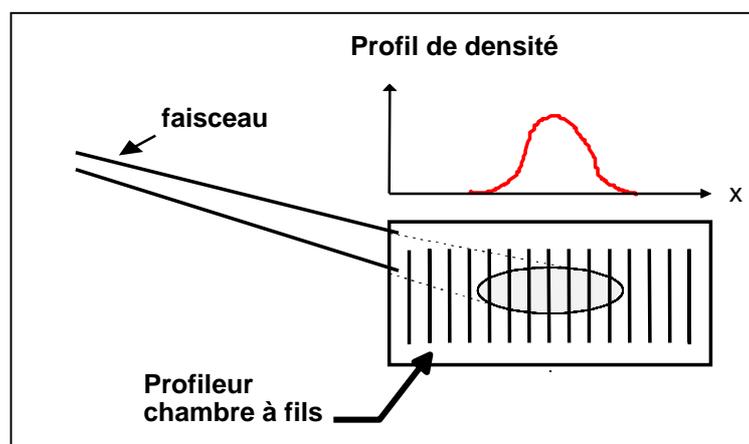


Fig. VI.1 – Mesure de profils avec un profileur à fils.

Son principe de fonctionnement est simple : il mesure les charges collectées sur les fils en contact avec le faisceau. Avec de tels faisceaux intenses (10 kW), les fils seraient détruits,

l'idée est donc de remplacer ces fils par un système optique simple : un laser. En effet, la finesse d'un faisceau laser devrait permettre de sonder finement ce profil de faisceau, reste à savoir comment ? Le savoir-faire de l'équipe ayant travaillé sur la source à électrons polarisés (SELPO) [VI.1] dans le domaine de l'absorption optique était tel, que cela nous a incité à prendre cette option pour le futur profileur.

Après avoir présenté ce qu'est le phénomène d'absorption, une étude théorique sera faite, afin d'étudier la faisabilité d'appliquer l'absorption à un profileur optique de faisceau. Cette étude comporte une quantification des différents processus pour l'argon. En effet, l'atome d'argon est le gaz rare le plus connu en terme de données théoriques, il nous servira donc de référence tant théorique qu'expérimentale. Les gaz rares sont assez communs dans leur configuration électronique et dans leur processus chimique de réactions, les conclusions obtenues avec l'argon seront donc applicables au krypton. Enfin, à la suite de cette étude, des mesures expérimentales, sur le faisceau de la source SILHI, montrant l'existence du phénomène d'absorption seront présentées.

VI.1 Qu'est ce que l'absorption ?

La spectroscopie par absorption optique est une méthode qui consiste à éclairer un milieu dit absorbant avec des photons de longueur d'onde correspondant à des transitions permises du gaz dans le milieu. Le montage expérimental le plus simple consiste à utiliser, comme le montre la figure VI.2, une source optique de référence indépendante du milieu absorbant. Le faisceau de lumière incident d'intensité I_0 traverse le milieu dit absorbant sur toute la longueur L . Le faisceau d'intensité transmise I_t est ensuite analysé à l'aide d'un monochromateur.

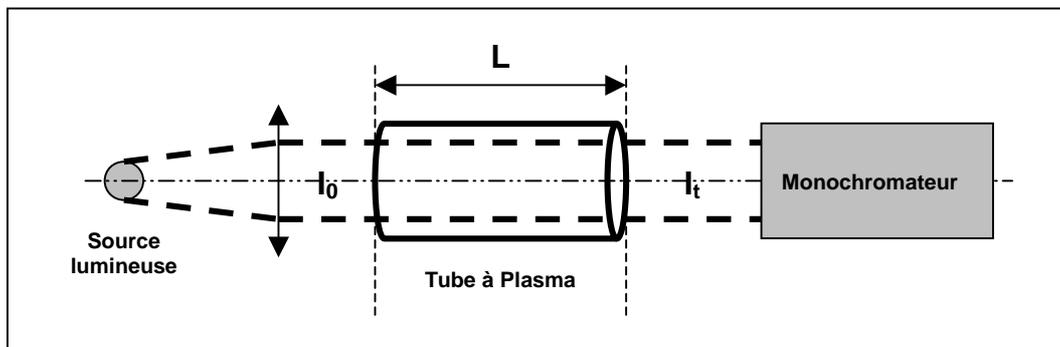


Fig. VI.2 - Montage expérimental d'absorption optique.

Lorsque la lumière provenant de la source est absorbée par le mélange gazeux contenu dans la cellule ou le tube, la lumière transmise présente un profil de raie d'absorption identique à celui représenté sur la figure VI.3. Ces raies d'absorptions sont des transitions radiatives, qui aboutissent sur le niveau atomique que l'on veut analyser (figure VI.4).

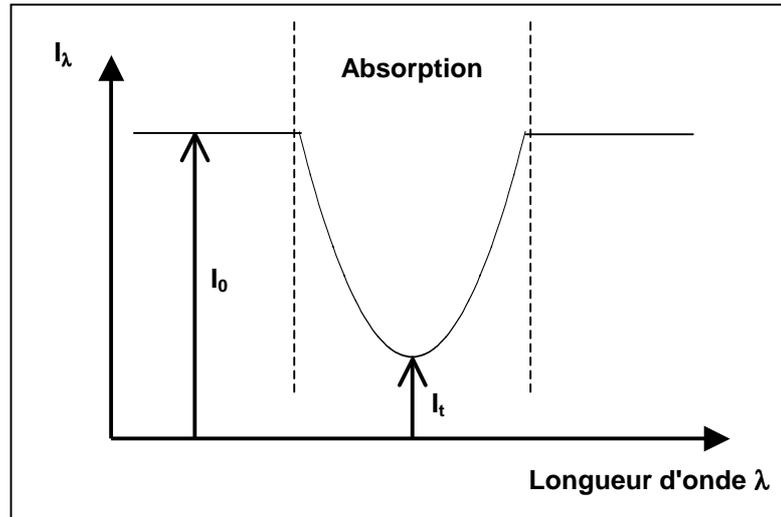


Fig. VI.3 – Profil d'une raie d'absorption.

Lors de cette analyse, il convient de faire la distinction entre la lumière issue de la source de référence et celle émise par le plasma, car comme l'induit la définition de l'absorption, elles ont la même longueur d'onde. C'est une des difficultés de la spectroscopie d'absorption : savoir ce que l'on voit ! La deuxième partie de ce chapitre explicitera la méthode expérimentale utilisée, afin de faire cette distinction.

VI.2 Principe de l'absorption

Le schéma de principe de l'absorption (Fig. VI.4) résume les différentes étapes d'excitation et d'absorption. Nous avons vu précédemment qu'au contact du faisceau, un gaz (résiduel ou injecté localement) était excité. Ce processus va peupler différents niveaux à partir de l'état fondamental, par exemple un niveau 1. En connaissant la différence d'énergie entre ce niveau 1 d'énergie E_1 et un niveau 2 d'énergie $E_2 > E_1$, on peut estimer la longueur d'onde λ_{12} qui permettra de peupler le niveau 2 à partir du niveau 1 tel que $\lambda_{12} = c/\nu_{12}$. Cette onde monochromatique de longueur d'onde λ_{12} et d'intensité I_0 va perdre un quantum d'énergie pour chaque électron excité. A la sortie de ce milieu, l'intensité I_t de l'onde est inférieure à I_0 , il y a donc bien eu absorption optique.

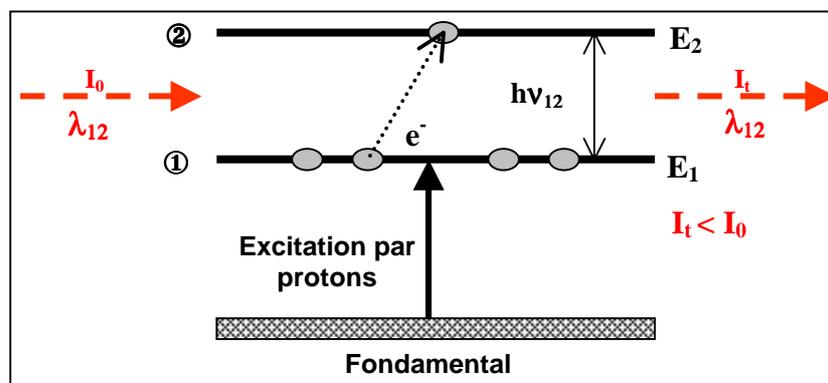


Fig. VI.4 - Schéma de principe de l'absorption optique.

L'excitation $E_1 \rightarrow E_2$ peut être induite soit par une lampe spectrale fournissant la longueur d'onde correspondante, mais illuminant dans toutes les directions, soit par un faisceau laser de dimension transverse, petite devant le diamètre du faisceau à explorer. Par analogie avec les fils d'un profileur classique, l'idée est de mesurer l'absorption pour différentes positions du laser et d'en déduire le profil du faisceau (Fig. VI.5).

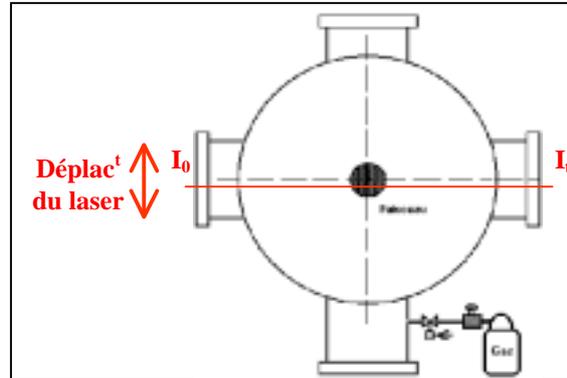


Fig. VI.5 – Principe du profileur par absorption optique.

Pour appliquer ce type de phénomène physique à la mesure d'un profil de faisceau, il faut bien évidemment en connaître les lois de variation, afin de pouvoir analyser les prochaines mesures expérimentales.

VI.3 Lois de variation de l'absorption optique

Quand une raie de résonance d'intensité I_0 traverse un milieu dit absorbant, l'intensité de la lumière transmise I_t dépend de la longueur L de la cellule suivant la loi de Beer Lambert :

$$I_t(\lambda) = I_0(\lambda) e^{-k(\lambda)L} \quad (\text{VI.1})$$

où $k(\lambda)$ est le coefficient d'absorption du milieu et λ la longueur d'onde de la raie utilisée.

L'expression de $k(\lambda)$ dépend du type de profil de la raie d'absorption. En effet, comme il est expliqué dans la référence [VI.2], la largeur de la raie d'absorption peut être définie par l'un ou plusieurs des phénomènes suivants :

- largeur naturelle due à la durée de vie finie de l'état excité,
- élargissement Doppler dû au mouvement des atomes,
- élargissement Lorentz dû aux collisions avec les atomes du gaz (effet de pression),
- élargissement par effet Stark dû à l'action du champ créé par les atomes et les ions du plasma.

Au sein de la ligne de transport du faisceau de protons, nous sommes dans le cas de faible pression où, d'après [VI.2], l'effet Doppler est la cause principale d'élargissement. On en déduit que le coefficient d'absorption au centre de la raie dépend de la largeur Doppler de la raie d'absorption $\delta\lambda$, de la force d'oscillateur f de la transition considérée et de la concentration n_m des atomes absorbants :

$$k(\lambda) \propto \frac{n_m f_\lambda}{\delta\lambda} \quad (\text{VI.2})$$

Remarque : La force d'oscillateur d'une raie est équivalente à la section efficace d'absorption.

Toutefois, comme l'indique la référence [VI.2], un monochromateur est un appareil dont l'intervalle spectral résolu $\Delta\lambda$ est en général très supérieur aux largeurs $\delta\lambda$ des raies spectrales utilisées. Cela implique que nous ne sommes capables d'enregistrer que des variations d'intensités totales des raies. Ce qui est largement suffisant dans notre cas. On en déduit que :

$$k(\lambda) \propto n_m f_\lambda \quad (\text{VI.3})$$

On mesure ainsi un coefficient d'absorption A pour l'ensemble de la raie :

$$A = \frac{I_0 - I_t}{I_0} = 1 - \frac{I_t}{I_0} \quad (\text{VI.4})$$

VI.4 Application au profileur de faisceau

La détermination de ce coefficient d'absorption se fait donc à partir de I_0 et de I_t . Ces deux valeurs sont accessibles expérimentalement, il faut donc s'interroger sur la possibilité de remonter au profil à partir d'une telle information.

A partir des relations VI.1 et VI.3, on obtient la variation de l'intensité lumineuse de la raie sélectionnée en fonction de sa force d'oscillateur, de la densité n_m du niveau sondé (niveau 1 de la figure VI.4) et de la longueur du parcours dans le milieu absorbant :

$$I_t \propto I_0 e^{-f \cdot n_m \cdot L} \quad (\text{VI.5})$$

Dans notre cas, comme pour un profileur classique, la variation de l'intensité lumineuse transmise sera due aux variations de la densité de particules absorbantes.

Dans le cas de faibles absorptions ($I_t \approx I_0$) et à partir de la relation précédente, on exprime le rapport entre la densité de particules n_m dans l'état susceptible d'absorber la raie lumineuse et l'absorption A :

$$\Rightarrow \text{pour de faibles absorptions : } n_m \propto -\ln\left(\frac{I_t}{I_0}\right) \cong \left(\frac{I_0 - I_t}{I_0}\right) = A \quad (\text{VI.6})$$

La question est maintenant de savoir quelle est la relation entre la densité n_m de particules absorbantes et la densité de protons. Nous avons vu dans les précédents chapitres, que le nombre de particules dans un état radiatif donné était proportionnel au nombre de

particules constituant le faisceau. Il serait donc possible d'avoir l'information sur la densité de protons n_p à partir de l'absorption mesurée sur de tels états.

Toutefois, l'information ainsi obtenue, correspond à la densité totale des protons au sein du faisceau. Alors que dans l'objectif d'élaborer un profileur optique, il faut sonder localement le faisceau avec le laser, et obtenir l'information de la densité de protons pour la position donnée. Il est donc utile d'étudier l'évolution de la densité locale de particules absorbantes en fonction de celle des protons.

D'un point de vue purement théorique, on imagine bien que tout niveau excité est susceptible d'absorber une raie permise. Toutefois, d'un point de vue expérimental, les "fortes" absorptions sont plus facilement détectables, tout en restant dans la gamme de validité de la relation (VI.6). Sachant que l'absorption optique est d'autant plus importante, que la densité des espèces en question est plus élevée. Cette technique ne peut donc aisément mesurer que les espèces dans leur état fondamental ou dans un état fortement peuplé, dit métastable. Après avoir expliqué ce que nous appelons des états métastables, nous allons étudier les différents processus de création et de destruction de ces états, afin de faire le bilan de leur évolution et de voir la possibilité de les relier à la densité locale de protons : la variation du signal d'absorption en fonction de la position de la lumière incidente va t'elle nous permettre de sonder la variation du nombre de protons ?

VI.5 Etats métastables

VI.5.1 Définition

Lorsqu'un atome est dans un état excité E_n , il se désexcite en général de façon radiative selon le processus :

$$E_n \rightarrow h\nu + E_m$$

qui conduit à un état d'énergie inférieure E_m . Cet état peut être un autre niveau excité ou le fondamental.

C'est ainsi que l'on parle de durée de vie d'un état excité qui est donné par :

$$\tau = \frac{1}{\sum_m A_{nm}} \quad \text{où } A_{nm} \text{ est le coefficient d'Einstein donnant la probabilité de transition}$$

spontanée par unité de temps du niveau d'énergie E_n vers le niveau d'énergie E_m .

Différentes sortes de transitions sont envisageables : dipolaires électriques, magnétiques, quadripolaires électriques, magnétiques,...

En fait, les transitions les plus probables sont du type dipolaire électrique : ce sont elles qui réduisent la durée de vie du niveau excité à un temps très court de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-9} s.

Ceci étant, pour certains états excités, toutes les transitions vers des états d'énergie inférieure sont interdites selon des lois, dites règles de sélection, explicitées plus en détail à la suite. Un tel état est appelé métastable. Sa durée de vie est très supérieure aux valeurs indiquées précédemment, car la désexcitation radiative n'est possible que par des mécanismes de faible probabilité (transition quadropolaire électrique, dipolaire magnétique,...). La

déexcitation d'un métastable se fera donc en général non par émission d'un photon, mais par une collision inélastique avec un autre atome ou une autre molécule. Cette étude théorique va donc nous permettre de voir, s'il est envisageable d'utiliser ces états métastables pour le profileur.

VI.5.2 Règles de sélection

Comme dit précédemment, l'existence des transitions radiatives est régie par des règles de sélections sur les nombres quantiques des niveaux atomiques de l'atome ou de la molécule. Ces règles sont résumées dans le tableau VI.1. Elles font appel à des notions de différents nombres quantiques, que l'on retrouve en cours de physique atomique.

<i>Règles de sélections des transitions dipolaires électriques</i>	
1	$\Delta J = 0, \pm 1$ (sauf $0 \leftrightarrow 0$)
2	Changement de parité
3	$\Delta S = 0$
4	$\Delta L = 0, \pm 1$ (sauf $0 \leftrightarrow 0$)

Tab. VI.1 – Liste des conditions des règles de sélections.

Les conditions 1,2,3 et 4 sont rigoureuses dans le cas d'un couplage spin orbite de Russel-Saunders (couplage LS) dans lequel l'interaction spin orbite est faible, devant l'interaction électrostatique des électrons.

Le couplage des moments se fait suivant le schéma :

$$\begin{aligned} \vec{L} &= \sum_i \vec{l}_i & \text{et} & & \vec{S} &= \sum_i \vec{s}_i \\ \text{et } \vec{J} &= \vec{L} + \vec{S} \end{aligned}$$

Seules les deux premières conditions subsistent lorsque le couplage se rapproche des deux types suivants :

- Couplage jj dans lequel l'interaction spin orbite devient prépondérante. Dans ce cas, le couplage est :

$$\vec{J}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i \quad \text{et} \quad \vec{J} = \sum_i \vec{J}_i$$

- Couplage jl dans lequel l'interaction électrostatique est faible devant l'interaction spin orbite de l'atome considéré ionisé une fois, mais importante devant l'interaction spin orbite de l'électron externe. Dans ce cas, le couplage est :

$$\vec{K} = \vec{J} + \vec{l}$$

où \vec{J} est le moment angulaire total de l'ion
 \vec{l} est le moment orbital de l'électron externe

$$\left. \begin{array}{l} \text{On a ainsi : } J = K + S \\ \text{Avec } S \text{ le spin de l'électron externe} \end{array} \right\} \begin{array}{l} J \text{ est entier, } K \text{ est demi-entier :} \\ \Rightarrow J = K \pm \frac{1}{2} \end{array}$$

Ce dernier couplage se rencontre dans les gaz rares où un sixième électron vient compléter la couche np^6 .

Comme le représente la figure VI.6, les configurations des premiers niveaux de Ne, Ar, Kr et Xe sont semblables, seule l'orbitale sur laquelle passe l'électron excité et les énergies des niveaux changent.

Les niveaux métastables pour les gaz rares sont : $\left\{ \begin{array}{l} ns^3P_0 ; \text{ notation LS : } ns^3P \text{ et } J = 0. \\ ns^3P_2 ; \text{ notation LS : } ns^3P \text{ et } J = 2. \end{array} \right.$

Niveaux	J	Notation LS	Parité
_____	1	ns^1P	Impair
M _____	0	ns^3P	Impair
_____	1	ns^3P	Impair
M _____	2	ns^3P	Impair
_____	0	$(n-1)p^6^1S$	Pair

Fig. VI.6 – Premiers états excités des gaz rares.

.....► Transitions interdites définissant les niveaux métastables

Remarque : Sur cette figure, il est bon de noter que le premier niveau de notation $(n-1)p^6^1S$ est le niveau fondamental du gaz rare en question.

VI.5.3 États métastables de l'atome d'argon

Le diagramme d'énergie, de l'atome d'argon, représentant les différents niveaux avec les familles de raies radiatives possibles entre ces niveaux est donné en annexe 1.

VI.5.3.1 Configuration électronique

La configuration électronique de l'atome d'argon dans l'état fondamental est :

$$(1s)^2 (2s)^2 (2p)^6 (3s)^2 (3p)^6$$

Les quatre premiers états excités correspondent au saut d'un électron d'une orbitale 3p dans l'orbitale 4s et ont une énergie comprise entre 11.5 eV et 11.8 eV. Leur configuration est :

$$\begin{aligned} \dots & (3p)^5 \left(P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 4s \\ \dots & (3p)^5 \left(P_{\frac{1}{2}}^0 \right) 4s \end{aligned}$$

Comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre, à cause du couplage spin orbite, la notation correcte des premiers états excités d'argon n'est pas celle qui est employée habituellement et qui correspond au couplage $\vec{L} - \vec{S}$. En fait, il s'agit d'un couplage $\vec{J}_c - \vec{L}_e$ entre le moment angulaire \vec{J}_c du cœur et le moment orbital \vec{L}_e de l'électron de l'orbitale 4s. Le moment angulaire résultant $\vec{K} = \vec{J}_c + \vec{L}_e$ se couple ensuite avec \vec{S}_e , le spin de l'électron de l'orbitale 4s, pour former le moment angulaire $\vec{J} = \vec{K} + \vec{S}_e$. Les états s'écrivent :

$$\begin{aligned} \dots & (3p)^5 \left(P_{\frac{3}{2}}^0 \right) 4s & \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} & \begin{array}{l} {}^3P_2 ; {}^3P_1 \\ \\ {}^3P_0 ; {}^1P_1 \end{array} \\ \dots & (3p)^5 \left(P_{\frac{1}{2}}^0 \right) 4s & \end{aligned}$$

Les notations utilisées sont celles de Russel-Saunders correspondant au couplage $\vec{L} - \vec{S}$. Ces quatre niveaux sont schématisés sur la figure VI.7 avec les notations de Paschen des différents états entre parenthèses et leur différence d'énergie.

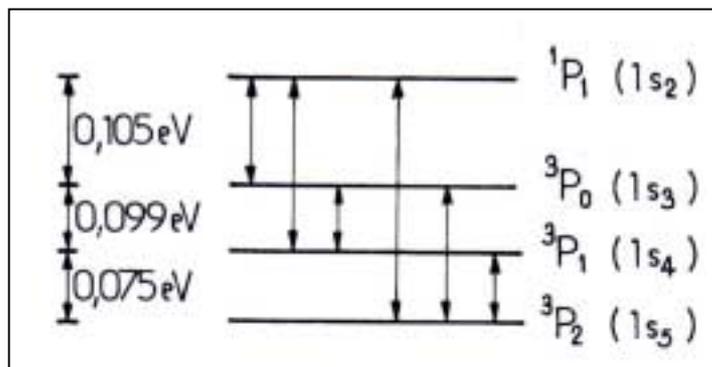


Fig. VI.7 – Premiers niveaux excités de l'atome d'argon.

VI.5.3.2 Niveaux métastables

Deux de ces quatre niveaux excités (3P_0 et 3P_2) sont métastables à cause de l'interdiction de la transition dipolaire électrique vers l'état fondamental 1S_0 par la règle de sélection sur le nombre quantique J ($\Delta J = 0, \pm 1$ (sauf $0 \leftrightarrow 0$)) et sur la parité comme on peut le voir sur le diagramme d'énergie en annexe 1. Les deux autres états (3P_1 et 1P_1) sont radiatifs vers l'état fondamental.

La propriété principale des états métastables est leur durée de vie qui est plus longue que celle des radiatifs. C'est pour cela que leur densité est plus importante, et qu'il est aisé de les détecter par absorption optique. Toutefois, une longue durée de vie peut être un handicap à l'élaboration d'un profileur optique, car ils peuvent être détectés à une position autre, que celle où ils ont été produits. Cela peut tronquer la mesure de profil à moins que l'on puisse "corriger" ce déplacement en connaissant leur dynamique. C'est pour cela qu'une étude quantitative des différents régimes de pertes dans les conditions expérimentales du profileur est faite.

L'avantage des gaz rares, comme on peut le voir sur la figure VI.7, est la faible différence d'énergie entre les quatre niveaux de la configuration $3p^54s$, dont deux sont métastables et les deux autres radiatifs. Cela fait que la moindre perturbation (collisions) produit des changements d'excitation de l'atome à l'intérieur de cette configuration. Les changements d'excitations possibles sont représentés sur la figure VI.7 par les doubles flèches noires. Dans ce cas, les populations des deux métastables sont couplées par collision avec les populations des deux états radiatifs. Ainsi, dans ces conditions, la durée de vie apparente des métastables des gaz rares comme l'argon et le krypton peut subir une forte diminution consécutive à l'émission de raies dipolaires électriques issues des niveaux 3P_1 et 1P_1 . De plus, ce processus est d'autant plus important que la concentration d'atomes neutres est faible [VI.2]. Ce qui est notre cas puisque le faisceau de protons se propage au sein d'un tube à vide.

VI.5.4 Production et destruction des métastables

Dans ce paragraphe, la théorie concernant la cinétique de l'évolution des métastables ne va pas être faite. Toutefois, une revue des divers mécanismes physiques de production ou de destruction des métastables est nécessaire, afin de concevoir la possibilité d'obtenir le profil d'un faisceau de protons. En effet, connaître les processus de destruction valable dans notre cas est très utile pour déterminer le comportement des métastables afin de rendre possible la reconstruction du profil de faisceau. En fait, la question à résoudre est simple : le métastable détecté est-il produit à l'endroit de la détection ?

Pour de plus amples informations théoriques, consulter la référence [VI.2].

Les divers processus de création et de destruction sont classés en trois catégories fondamentales : création et destruction par collisions des protons avec le gaz, par collisions entre particules lourdes et destruction par collisions sur les parois (perte par diffusion).

VI.5.4.1 Bilan des métastables

Le bilan des métastables est une question assez complexe, dans la mesure où leur concentration est étroitement liée aux concentrations des autres particules du plasma ; l'équation bilan des métastables est ainsi couplée aux équations bilan des autres espèces.

Dans notre cas, nous sommes, à la différence des plasmas communément étudiés, dans un domaine de faible pression nécessaire au transport du faisceau de protons. Dans ces conditions, l'équation bilan des métastables est de la forme :

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} = D \nabla^2 n_m - P + S$$

Le premier terme représente le taux de destruction de métastables par collision avec les parois. En effet, cette perte au niveau des parois crée des gradients de concentration et est, par conséquent, responsable de l'existence d'un mouvement macroscopique de diffusion vers ces parois. Dans ce cas, le flux de particules est proportionnel au gradient de leur concentration, la constante de proportionnalité étant le coefficient de diffusion D.

Les deux autres termes sont respectivement le nombre de métastables détruits collisionnellement par cm^3 et par seconde (terme de perte P) et le nombre de métastables créés par cm^3 et par seconde (terme de source S).

❖ Terme de source S

Les mécanismes qui créent des métastables dans une décharge à faible pression sont essentiellement les suivants :

- Excitation de l'état métastable, directement à partir de l'état fondamental, par collision des protons avec le gaz.

L'excitation directe d'états métastables atomiques par collisions avec les protons est souvent le mécanisme principal de création, à condition que la densité de protons d'énergie supérieure au seuil d'excitation soit appréciable. C'est exactement notre cas avec un faisceau de protons de forte intensité. Le nombre de réaction de ce type, qui ont lieu par cm^3 et par seconde est donné par :

$$\text{taux} \propto n_0 \cdot n_p$$

où n_p est la densité de protons et n_0 la densité de particules neutres à l'état fondamental.

Dans les conditions de fonctionnement du profileur, nous avons :

- ✓ $n_0 \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
- ✓ n_p de l'ordre de 10^8 cm^{-3}

- Création de métastables par désexcitation radiative ou inélastique d'autres niveaux excités.

L'excitation d'états optiquement liés à des états métastables pourra aussi contribuer appréciablement à la production de ces derniers. Le calcul de cette contribution se heurte aux problèmes de la connaissance des sections efficaces d'excitation des divers niveaux radiatifs. Il faut aussi tenir compte des facteurs de branchement, c'est à dire, du rapport de la désexcitation au profit d'un état métastable aux désexcitations vers d'autres états. Toutefois, dans tous les cas, le nombre de réaction de ce type qui ont lieu par cm^3 et par seconde est donné par :

$$\text{taux} \propto n_j$$

où n_j représente la densité d'atomes excités sur le niveau radiatif j d'énergie plus élevée.

Au cours de mesures spectroscopiques, nous avons montré que la luminescence était représentative du nombre de protons, cela signifie que n_j est proportionnel à n_p .

➤ Production de métastables par recombinaison électron - ion.

Dans le plasma, de nombreuses particules sont présentes, comme les ions et les électrons. Ces particules peuvent rentrer en collisions et ainsi aboutir à la formation d'états métastables, c'est ce que l'on appelle la recombinaison. Pour tous ces phénomènes de recombinaison possibles, il manque beaucoup d'informations et de ce fait, nous resterons sur une analyse qualitative. Le taux de réaction peut toutefois être estimé :

$$\text{taux} \propto n_e \cdot n_{\text{ions}}$$

où n_e et n_{ions} sont respectivement les densités électronique et ionique présents dans le plasma.

Dans le cas de l'interaction d'un faisceau de particules avec un gaz neutre, les nombres d'ions et d'électrons produits sont directement liés, ce qui donne à nouveau un taux proportionnel au nombre de protons n_p .

Lors des analyses quantitatives, ce terme sera négligé car malgré l'absence de données précises, il n'a jamais été mis en évidence une grande contribution de sa part pour les différents termes de source [VI.2].

↳ *Suivant cette étude, la création des atomes métastables lors de l'impact des protons sur le gaz se caractérise par la section efficace σ_p . Où, σ_p représente l'ensemble des réactions suivantes :*

- 1. Excitation directe du niveau métastable considéré par impact des protons sur le gaz**
- 2. Excitation par impact, d'un niveau supérieur et cascade radiative sur le niveau métastable**

Soit : n_p la densité locale de protons au sein du faisceau
 n_0 la densité d'atomes de gaz rare à l'état fondamental correspondant à la pression P

Le nombre d'atomes métastables créés varie donc suivant la loi : $n_m \propto n_p \cdot \sigma_p \cdot n_0$

D'après la formule précédente, une estimation de la quantité de métastables produits lors de l'interaction du faisceau de protons avec le gaz peut être faite. Sachant que $n_p \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $n_0 \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et à partir des sections efficaces présentées sur la figure VI.20, $\sigma_p \approx 10^{-17} \text{ cm}^2$, on a :

$$n_m = 10^4 \cdot L \text{ avec } L \text{ en cm}$$

↳ Cela induit une densité de métastables de l'ordre de 10^4 cm^{-3} dans la gamme d'exploration du laser.

Sachant que n_p est proportionnelle à l'intensité, il est logique se s'attendre, en terme de création à pression constante, comme pour les niveaux radiatifs, à une variation linéaire de la densité des états métastables en fonction de la densité locale des protons au sein du faisceau.

Cela est très encourageant pour le profileur optique mais du fait de leur durée de vie, les termes de perte des états métastables ont un rôle loin d'être négligeable dans l'équation bilan totale qui intervient lors de l'interprétation des mesures en ce qui concerne l'équivalence d'un métastable détecté avec un proton du faisceau.

❖ Terme de perte P

Ce terme contient les contributions des collisions des métastables avec les protons, les neutres, des collisions des métastables entre eux et de l'interaction avec le rayonnement.

➤ Destruction par collisions avec les protons.

Ces collisions détruisent l'état métastable, soit en produisant un changement d'excitation de l'atome, soit en le désexcitant complètement, soit encore en l'ionisant. Les taux qui correspondent à ces divers processus sont tous proportionnels au produit :

$$\text{taux} \propto n_p \cdot n_m$$

où n_m est la densité de métastables.

Nous venons de voir qu'afin de pouvoir relier directement le nombre de métastables au nombre de protons, il faut être dans un régime de faibles absorptions, ce qui induit une densité de métastables assez faible. La valeur de 10^4 cm^{-3} pourra être modifiée lors des mesures expérimentales.

➤ Destruction par collision avec les neutres.

En général, il faut considérer les collisions à deux et à trois corps avec diverses conséquences :

- Changement de l'excitation de l'atome métastable à la suite d'une collision avec un autre atome, le nouvel état pouvant être radiatif
- Formation d'une molécule stable, excitée ou non, à la suite d'une collision triple d'un atome métastable avec deux atomes
- Transfert d'excitation par collision du métastable avec un atome d'un autre gaz, pouvant conduire éventuellement à l'ionisation de celui-ci (ionisation Penning)

Les taux respectifs des collisions sont donc du type :

$$\text{taux (2 corps)} = n_0 \cdot n_m \text{ et } \text{taux (3 corps)} = n_0^2 \cdot n_m$$

Comme précédemment, la faible quantité de métastables et de gaz injecté induit des taux de collision assez faibles qui pourront être négligeables.

➤ Destruction par collision entre métastables.

Le nombre de métastables détruits par les mécanismes de ce type, par cm^3 et par seconde, peut être donné par :

$$\text{taux} \propto n_m^2$$

Comme précédemment, la densité des métastables doit être assez faible, cela signifie que ce terme de perte est susceptible d'être négligeable au premier ordre.

➤ Destruction par absorption du rayonnement.

Ce processus est l'inverse du mécanisme de peuplement des états métastables par désexcitation radiative des niveaux les plus élevés explicités précédemment. Le nombre de métastables détruits par absorption du rayonnement, par cm^3 et par seconde sera, par conséquent, donné par :

$$\text{taux} \propto n_j$$

*Comme dans le cas du terme de source, les radiatifs sont directement liés au nombre de protons, on retrouve donc un taux **proportionnel au nombre de protons**.*

Remarque : *Lors des analyses quantitatives des différents phénomènes, ce terme de perte est réuni avec celui du processus inverse qui intervient dans les termes de source des métastables.*

Ces différents termes de perte ont des rôles plus ou moins négligeables en fonction des conditions expérimentales concernant la quantité de gaz, la quantité de protons et la quantité même de métastables produits. Afin de savoir quel terme doit être plus ou moins pris en considération, il faut maintenant les comparer entre eux.

VI.5.4.2 Comparaison des termes de perte

L'équation bilan précédente peut être considérablement simplifiée s'il est possible de définir avec précision les gammes de variation des différents paramètres où chaque terme de destruction domine devant les autres. C'est à partir des diagrammes, extraits de la référence [VI.2], permettant de comparer les ordres de grandeur des différents termes de destruction que nous allons mettre en évidence la possibilité d'utiliser les métastables dans un profileur optique.

Des études quantitatives ont permis de représenter sur les diagrammes différentes zones correspondant aux termes de perte dominant qui sont :

- | | |
|--|---------------|
| - la diffusion : $-D \nabla^2 n_m$ | Zone D |
| - collisions entre métastables et neutres : $n_0(1 + n_0) \cdot n_m$ | Zone N |
| - collisions entre métastables et protons : $n_m \cdot n_p$ | Zone P |
| - collisions entre métastables : n_m^2 | Zone M |

Ces diagrammes ont été édifiés à l'aide d'hypothèses applicables à notre cas. En effet, ces dernières supposent le plasma dans un tube cylindrique de rayon R. Le tube à vide peut être assimilé à ce cylindre.

La figure VI.8 représente le diagramme principal ainsi obtenu. Les grandeurs reportées sur les trois axes sont $y = \frac{n_m}{n_0}$, $\alpha = \frac{n_p}{n_0}$ et $n_0 R$.

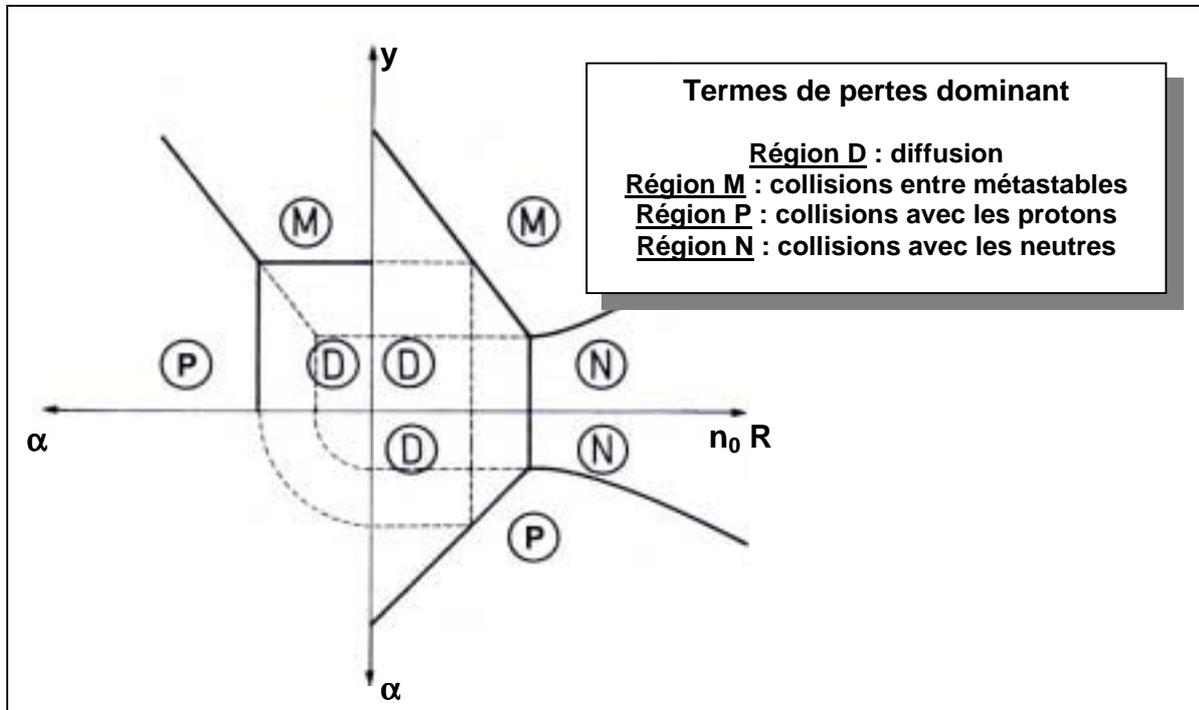


Fig. VI.8 – Diagramme principal de comparaison des termes de perte.

Ce diagramme a été appliqué pour toutes les gammes d'études des plasma mais, dans notre cas, certains paramètres sont conditionnés par le transport du faisceau de protons au sein de l'accélérateur. En effet, il est inconcevable d'imaginer un transport de faisceau au sein d'un gaz assez dense, ou encore, d'envisager un tel diagnostic nécessitant une grande densité gazeuse, cela est contraire à l'idée de développer un diagnostic non interceptif.

VI.5.4.3 Quantification des termes de perte des métastables de l'argon

La quantification des différents termes de perte des atomes métastables de l'argon a été étudiée et publiée dans la référence [VI.2]. Il n'est pas du tout question de refaire cette étude ici mais plutôt d'utiliser ces données, afin de recenser les conditions dans lesquelles nous sommes pour la mise au point du profileur optique.

La figure VI.9 représente le diagramme de comparaison des mécanismes de perte des deux métastables, 3P_0 et 3P_2 , en fonction des paramètres $n_0 R$, y et α .

En ce qui concerne les conditions de fonctionnement du profileur, nous avons :

- La densité de particules neutres : $n_0 \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
- Le rayon du tube : $R \approx 15 \text{ cm}$
- La densité de protons n_p de l'ordre de 10^8 cm^{-3} dans ces conditions

- La densité de métastables assez faible du fait de la faible quantité de gaz
 Dans la partie théorique, une estimation réaliste de la densité de métastables produits à été donnée à titre indicatif. Dans ce cas, la quantité de métastables ($n_m \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) est beaucoup plus faible que la densité de particules neutres.

On en déduit une certaine quantification des différents paramètres du diagramme :

- $n_0R \approx 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
- $\alpha \approx 10^{-5}$
- y très faible

Lorsque paramètre n_0R est reporté dans le diagramme de la figure VI.9, dans tous les cas, nous sommes dans le régime de perte dominé par la diffusion. Toutefois, pour la représentation en fonction de α et de y , nous sommes à la frontière entre les pertes par diffusion et les pertes par collision due aux protons. Ce dernier régime de perte ne peut donc pas être négligé dans l'équation d'évolution des métastables appliquée à notre cas !

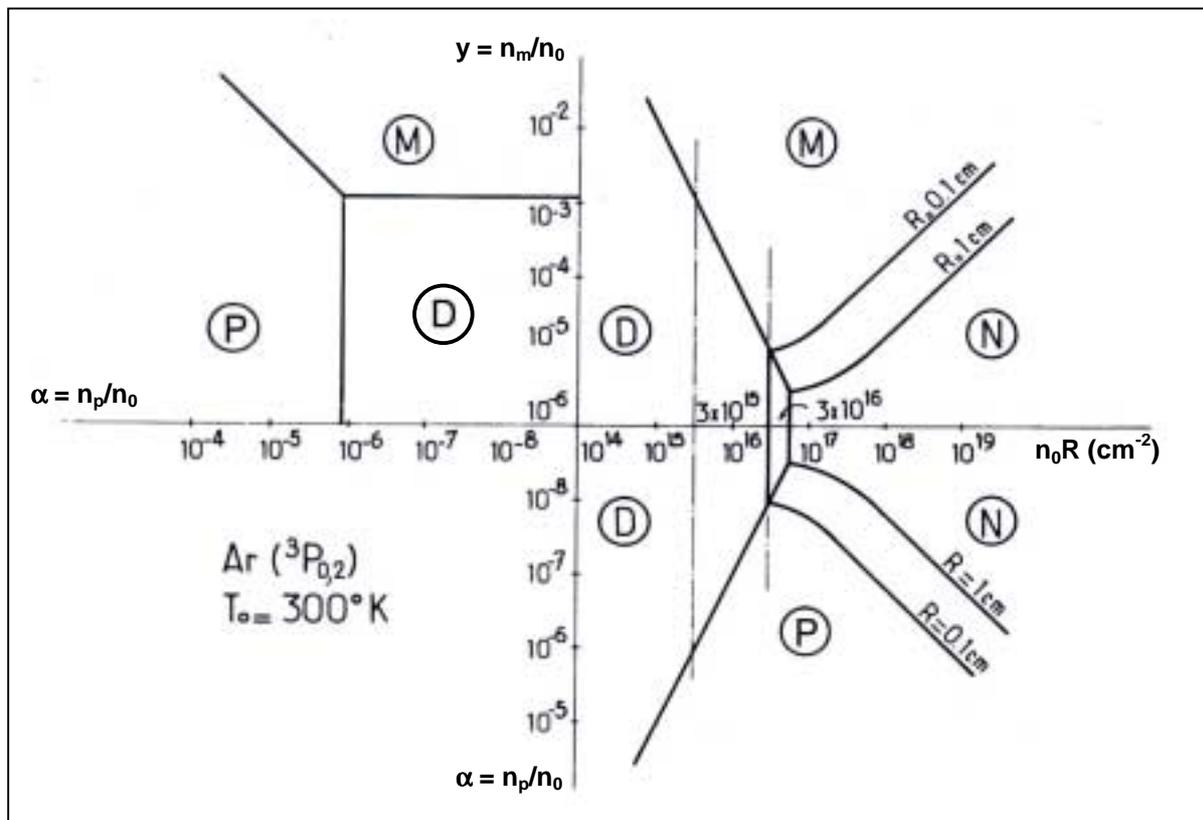


Fig. VI.9 – Mécanismes de perte des métastables de l'argon.

VI.5.5 Variation des niveaux métastables

A partir de la quantification précédente et toujours selon les études faites [VI.2], l'équation bilan des métastables dans le cas de fonctionnement du profileur optique, peut s'écrire en fonction de l'intensité du faisceau de protons à analyser :

$$n_m = \frac{K_1 \cdot I}{D + K_2 \cdot I} \quad (\text{VI.7})$$

où n_m est la concentration d'un des niveaux $\text{Ar}(^3P_0, ^3P_2)$ de la configuration $3p^54s$.

Les différents termes de l'équation (VI.7) peuvent être explicités ainsi :

- $K_1 \cdot I$ représente le terme de source par collision des protons avec le gaz neutre d'argon
- D est le terme de perte par diffusion des métastables vers les parois
- $K_2 \cdot I$ représente la destruction des niveaux métastables excités par le faisceau de protons.

Remarque : Le choix de négliger la destruction des niveaux par collision avec les particules neutres est d'autant plus légitime qu'il a été expérimentalement prouvé par le travail de K. Tachibana [VI.3]. Les résultats sont représentés sur la figure VI.10 où l'on retrouve l'évolution des différents taux de pertes par diffusion, par collisions à 2 corps et à 3 corps en fonction de la densité de particules neutres pour l'argon.

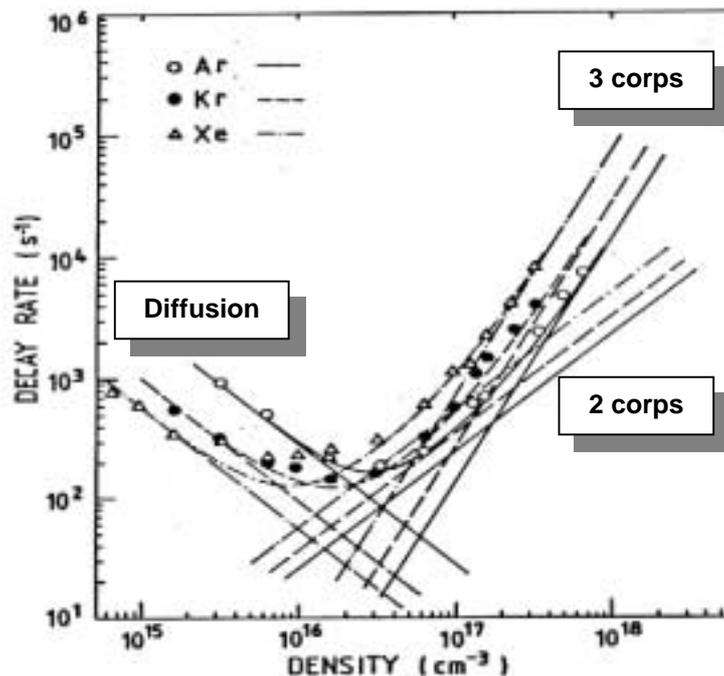


Fig. VI.10 – Comparaison des pertes par diffusion et par collision avec les neutres.

Dans notre cas, nous sommes avec des densités de l'ordre de 10^{13} cm^{-3} . Pour une telle densité, les résultats de K. Tachibana (figure VI.10) montrent bien que la diffusion domine les autres termes de perte dus aux collisions des métastables avec les neutres.

L'allure typique de la variation des concentrations des états métastables en fonction de l'intensité du faisceau donnée par la relation (VI.7) est représentée sur la figure VI.11. Cette courbe se divise en deux parties distinctes :

- ① Aux faibles courants, le terme de perte par collision avec les protons est faible devant la diffusion : $K_2 \cdot I < D$ ainsi, la relation (VI.7) s'écrit :

$$n_m \approx \frac{K_1}{D} I$$

La variation de la concentration des métastables est donc linéaire en fonction de l'intensité du faisceau de protons.

- ② Aux forts courants, c'est l'inverse qui se produit et les pertes par collisions dominant : $K_2 \cdot I > D$. La relation (VI.7) tend donc vers une constante:

$$n_m \approx \frac{K_1}{K_2}$$

On assiste ainsi à l'apparition d'un palier dit de saturation car un équilibre se crée entre l'apparition de nouveaux métastables et leur destruction par collision avec les protons.

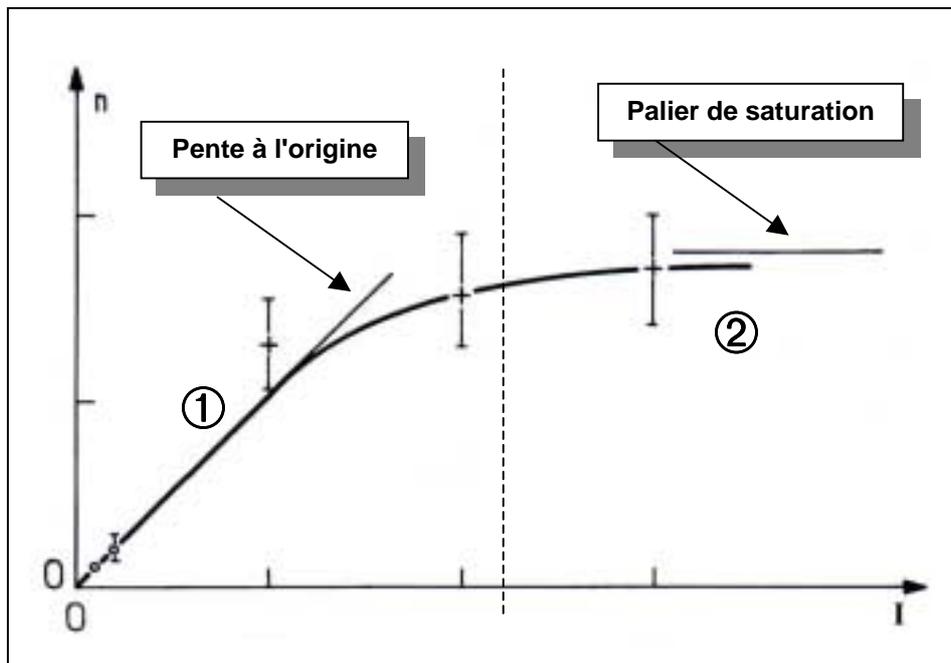


Fig. VI.11 – Evolution des concentrations des états métastables en fonction de l'intensité du faisceau de protons.

L'évolution de la concentration des métastables peut être linéaire en fonction de l'intensité du faisceau dans une certaine gamme de fonctionnement où le terme de perte dominant est la diffusion. Pour l'élaboration du profileur, il sera avantageux de travailler dans ce domaine de linéarité car pour de faibles absorptions optiques, cette dernière évolue linéairement avec la concentration de métastables. De plus, avec un régime où cette dernière

évolue aussi linéairement avec le courant du faisceau, une parfaite corrélation entre l'absorption et le courant du faisceau sera possible.

Les gammes de fonctionnement dépendent des conditions expérimentales. Comme nous pouvons le voir, sur la courbe d'évolution figure VI.11, les échelles ne sont pas données car ces dernières fluctuent en fonction des conditions de fonctionnement. Il est donc nécessaire de faire des mesures expérimentales, afin de savoir dans quel domaine nous nous trouvons.

VI.6 Mesures expérimentales

La méthode de spectroscopie d'absorption est communément utilisée lors de l'étude des plasmas et rarement sur les faisceaux de particules. En effet, pour avoir un signal d'absorption, il faut une densité importante de métastables et donc une densité de gaz assez conséquente. En fait l'avantage des faisceaux intenses de protons est que le nombre de particules incidentes est important ce qui compense la baisse de densité de particules neutres dans le tube à vide par rapport à un plasma.

Nous avons tout de même vu dans les chapitres précédents que lors du transport du faisceau au sein du gaz résiduel, il y avait la création d'un plasma ce qui a motivé notre étude. Nous allons donc présenter les différentes étapes expérimentales de mise en évidence du phénomène d'absorption sur le faisceau de protons.

VI.6.1 Mise en évidence de l'absorption optique

Pour avoir un signal d'absorption, deux points sont incontournables : il faut la présence d'états métastables et une source de lumière susceptible d'exciter ces états et ainsi être absorbée.

La littérature permet la récolte d'informations sur les nombreuses raies radiatives susceptibles de peupler les métastables et inversement, d'absorber un rayonnement lumineux de longueur d'onde appropriée. Ces raies sont représentées sur la figure VI.12 et leurs caractéristiques en rapport avec l'absorption (longueur d'onde et probabilité de transition) sont données dans le tableau VI.2.

La présence de métastables a été montrée par l'analyse des spectres de luminescence obtenus lors de l'injection des gaz au contact du faisceau. En effet, à partir de ces mesures et des données citées précédemment, l'existence des raies radiatives vers les métastables prouvent la présence de ces derniers. Il faut maintenant mettre en évidence le processus d'absorption lui-même.

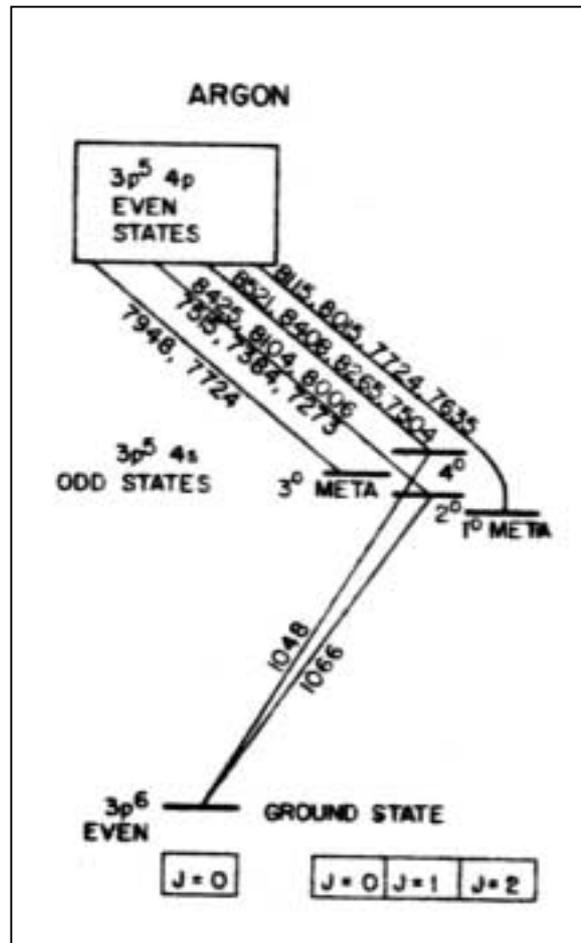


Fig. VI.12 – Schéma des différentes transitions d'excitation des métastables de l'argon.

Niveaux métastables	Longueur d'onde (nm)	Transition radiative correspondante	Probabilité de transition (10^8 s)
3P_0	772.4	$1s_3 \leftrightarrow 2p_2$	0.127
	794.8	$1s_3 \leftrightarrow 2p_4$	0.196
	866.8	$1s_3 \leftrightarrow 2p_7$	0.028
	1047.0	$1s_3 \leftrightarrow 2p_{10}$	0.012
3P_2	696.5	$1s_5 \leftrightarrow 2p_2$	0.067
	706.7	$1s_5 \leftrightarrow 2p_3$	0.040
	714.7	$1s_5 \leftrightarrow 2p_4$	0.0065
	763.5	$1s_5 \leftrightarrow 2p_6$	0.274
	772.4	$1s_5 \leftrightarrow 2p_7$	0.057
	801.5	$1s_5 \leftrightarrow 2p_8$	0.096
	811.5	$1s_5 \leftrightarrow 2p_9$	0.366
	912.3	$1s_5 \leftrightarrow 2p_{10}$	0.212

Tab. VI.2 – Récapitulatif des transitions possibles d'absorption.

Pour ce faire, des mesures d'absorption sur l'argon et sur le krypton, suivant le dispositif de la figure VI.13 ont été étudiées. La source de métastables sera le même dispositif d'injection gazeuse, que lors des mesures spectroscopiques de luminescence présentées dans le chapitre IV. Le gaz injecté va être excité au contact du faisceau de protons et ainsi crée le milieu absorbant. La source lumineuse de référence d'intensité I_0 est une lampe spectrale correspondant au gaz injecté. L'intensité I_t du faisceau transmise est ensuite analysée par le même monochromateur que lors des mesures spectroscopiques.

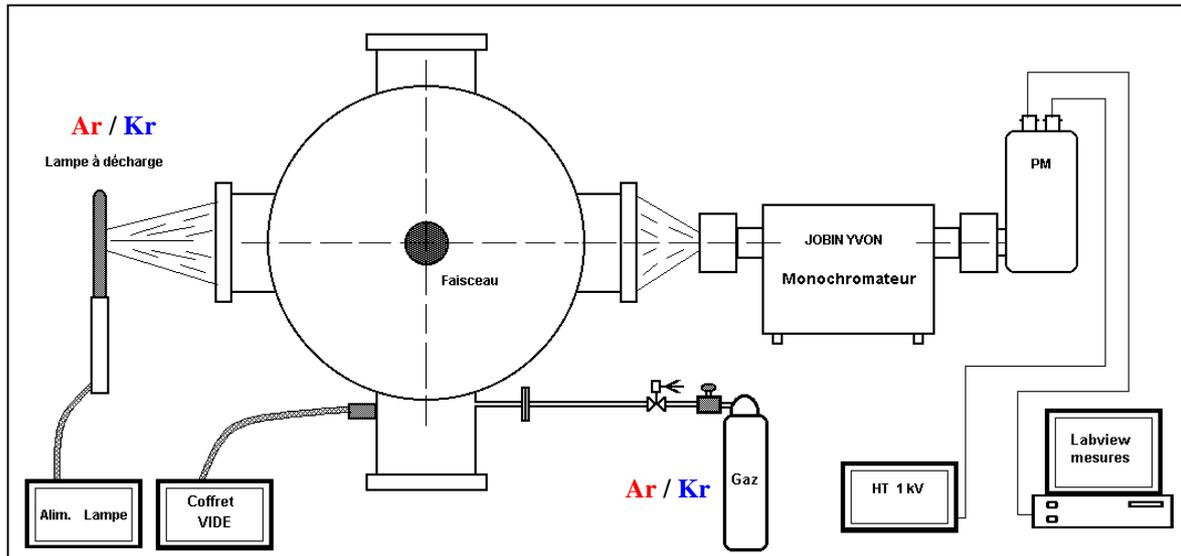


Fig. VI.13 – Dispositif de mesure d'absorption.

Lors des tests d'absorption, le monochromateur a une double utilité :

- il permet d'analyser la lumière transmise après la traversée du milieu absorbant,
- il sélectionne une seule longueur d'onde lors de l'étude de l'absorption sur cette dernière.

Au cours des rappels théoriques, nous avons mentionné qu'il ne faut pas confondre la lumière transmise avec celle émise par luminescence, celles-ci étant à la même longueur d'onde. Dans notre cas, cette luminescence est d'une intensité très faible devant celle de la lampe spectrale, elle peut ainsi être négligée lors des mesures.

La figure VI.14 représente le premier signal d'absorption observé sur la ligne de faisceau avec une injection d'argon de 25 mPa et un faisceau de protons d'intensité 60 mA. Cette mesure a été faite sur la raie de longueur d'onde $\lambda=763.5$ nm. La mesure a été faite avec une interruption de faisceau à l'aide de la cage de Faraday située en sortie de source. La courbe se divise ainsi en deux parties :

① Pas de faisceau de protons au contact du gaz injecté : $I_t = I_0$

Dans ce cas, le signal acquis I_t correspond à l'intensité I_0 de la luminescence de la lampe spectrale seule, à la longueur d'onde sélectionnée par le monochromateur. Ce signal est assez stable.

② **Présence du faisceau de protons au contact du gaz injecté : $I_t < I_0$**

Dans cette phase, la longueur d'onde est sélectionnée par le monochromateur. Deux signaux sont réellement présents : celui de la lampe (I_0) et celui de la luminescence du faisceau (I_f). Il est donc évident, que s'il n'y avait aucun phénomène physique lors de l'interaction entre le signal de la lampe et celui du plasma, nous devrions obtenir un signal (I_t), équivalent à la somme des deux signaux de luminescence distincts : $I_t = I_0 + I_f$. Ce n'est pas du tout le cas, puisque au contraire, une baisse de signal est constatée : $I_t < I_0$. Ce phénomène existe lorsque le faisceau de protons est en interaction avec le gaz injecté. Cela signifie qu'il y a création d'un milieu absorbant pour cette longueur d'onde, autrement dit, il y a absorption de l'onde lumineuse de longueur d'onde $\lambda=763.5$ nm par la présence de métastables 3P_2 .

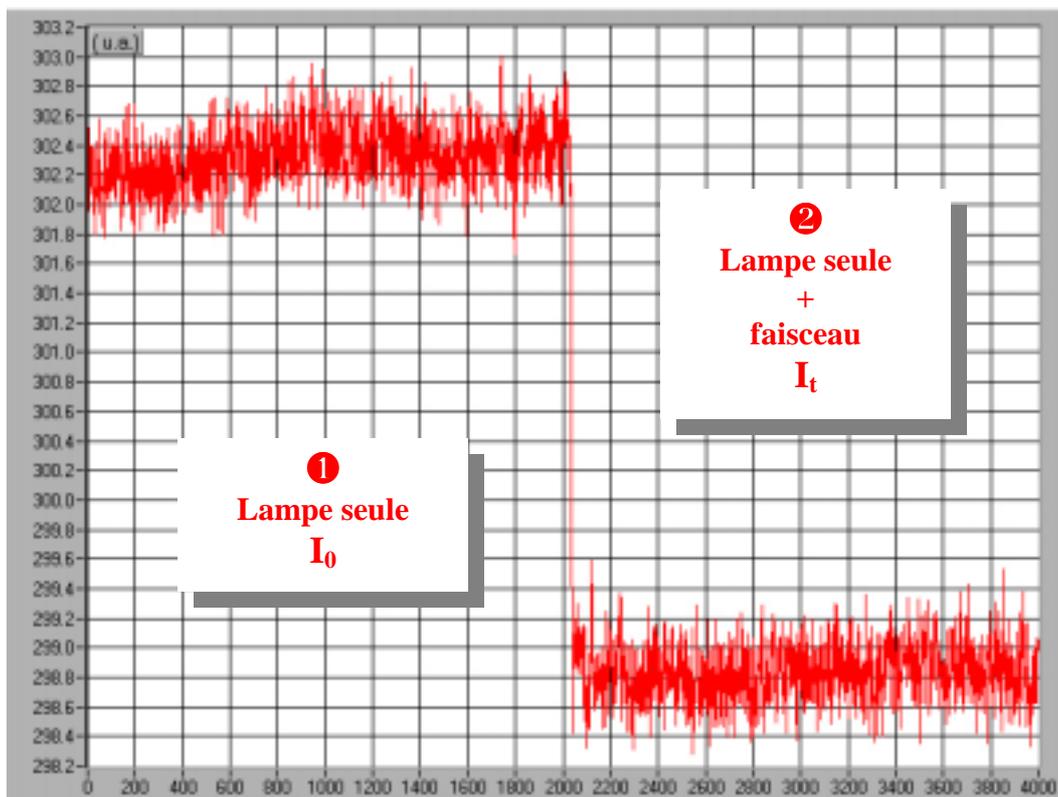


Fig. VI.14 – Premier signal d'absorption observé.

Ce processus d'absorption doit être aisément reproductible, afin qu'il puisse permettre de qualifier le faisceau de particules. Il a donc été décidé de tester dans les mêmes conditions optiques le signal d'absorption précédent, avec un faisceau de protons pulsé de 400 ms toutes les secondes. Le résultat est représenté sur la figure VI.15 où la courbe rouge correspond à une mesure de l'intensité de la source lumineuse de référence (I_0) sans la présence du faisceau de protons. La courbe bleue quant à elle, représente le signal (I_t) de cette source, lorsque le faisceau de protons est en interaction avec le gaz, c'est à dire lorsque le faisceau lumineux de la lampe rencontre un milieu, qui alterne entre sa qualité d'absorbant et sa qualité de transparent.

Un signal d'absorption pulsé à la même fréquence que le faisceau est bien retrouvé. De plus, ce signal est reproductible sur les trois pulses de la figure VI.15. Cela est très encourageant, car seuls trois pulses sont représentés sur la figure mais en réalité, la même reproductibilité du signal a été obtenue sur plus de 100 pulses.

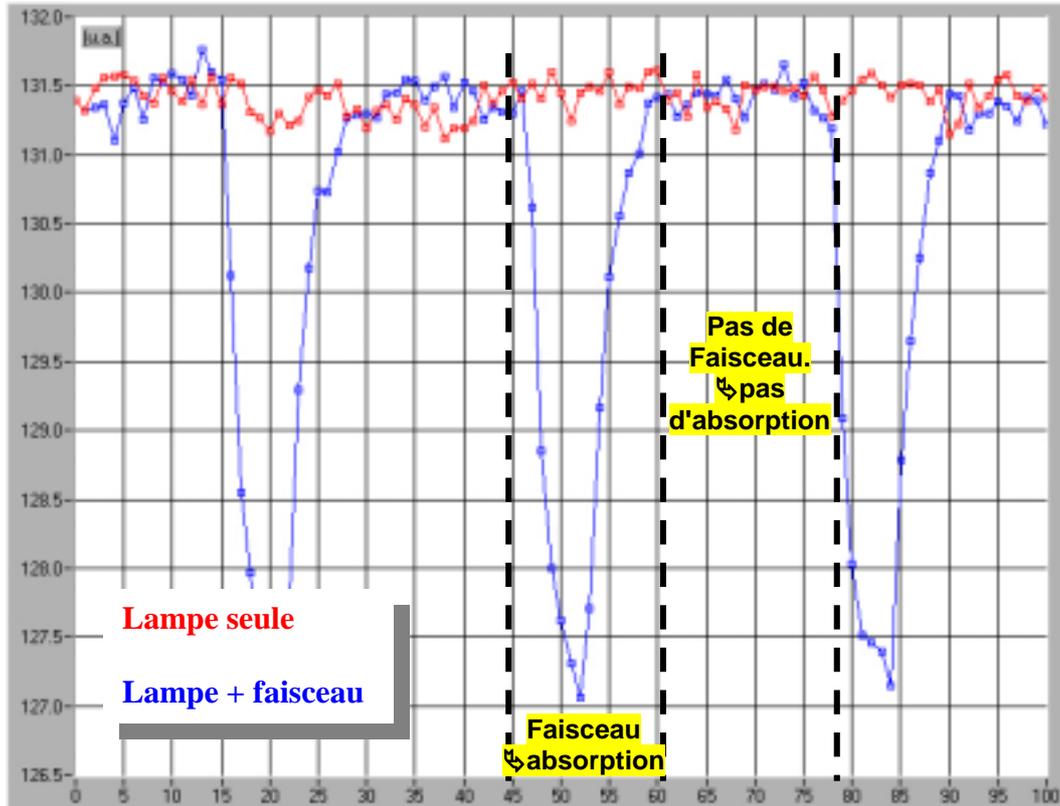


Fig. VI.15 – Reproductibilité du signal d'absorption pour la raie 763.5 nm.

L'existence du phénomène d'absorption optique a bien été mise en évidence sur un plasma engendré par le passage d'un faisceau intense de protons au sein d'un gaz de faible densité. Suite aux investigations théoriques précédemment faites et dans le but de mettre au point ce profileur, il faut maintenant définir la variation expérimentale de l'absorption optique avec l'intensité du faisceau.

Afin de vérifier l'hypothèse de la très faible absorption d'une raie radiative, une absorption sur la raie $\lambda=750.4$ nm a été essayée et ce dans les mêmes conditions expérimentales. Comme nous pouvons le voir sur la figure VI.12, cette raie correspond à une transition qui peut exciter le niveau radiatif 1P_1 vers un niveau de la configuration $3p^54p$. Le résultat de la mesure est représenté sur la figure VI.16 où comme précédemment, un signal pulsé à la même fréquence que le faisceau est retrouvé. Toutefois, au lieu d'une absorption, c'est une amplification de signal qui est observée. Cela prouve bien que s'il y a absorption, elle est très faible devant le signal de luminescence produit par le faisceau. Il est donc propice d'envisager un profileur de faisceau optique avec un système d'absorption sur des niveaux métastables.

Ces tests préliminaires avaient pour but de démontrer la présence du processus d'absorption, au sein d'un accélérateur avec un faisceau de forte intensité. Pour aboutir au prototype du profileur optique, il faut déterminer quelle serait la raie la plus adéquate à l'absorption, afin de définir la longueur d'onde du futur laser utilisé.

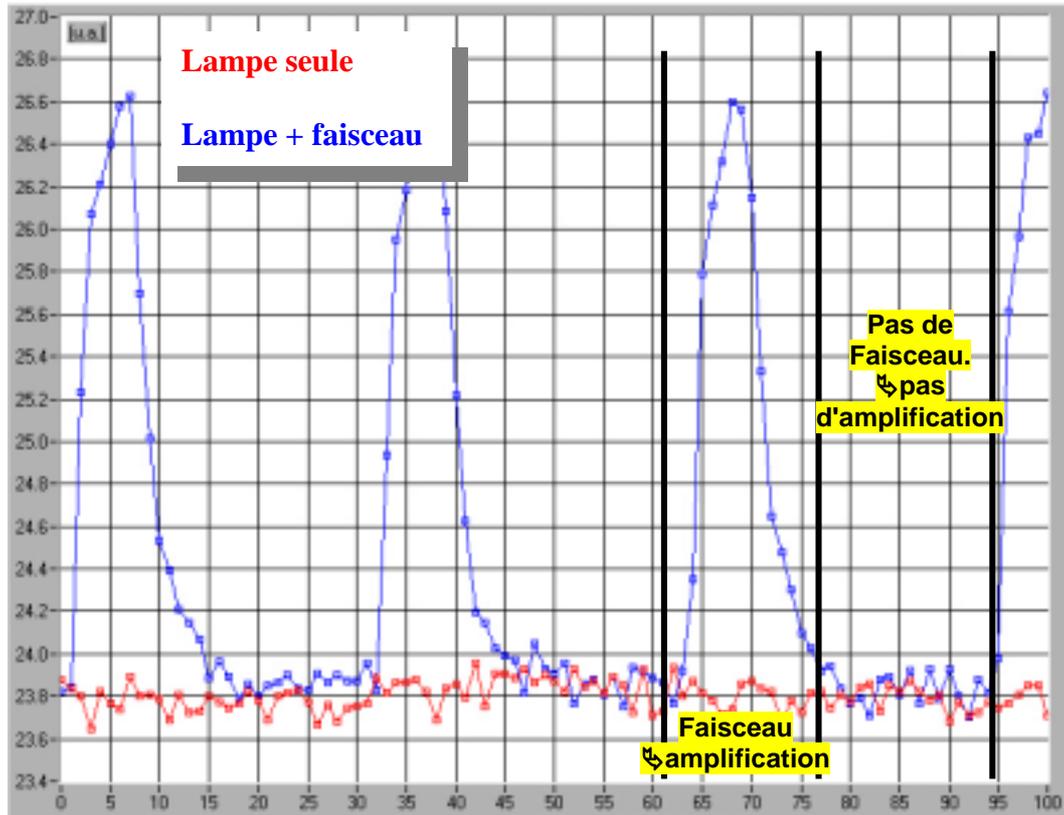


Fig. VI.16 – Exemple d'absorption nulle pour la raie radiative 750.4 nm.

VI.6.2 Sélection de la raie la plus absorbante

Le principe du profileur optique définitif est de faire interagir un faisceau laser monochromatique, avec un milieu absorbant pour une certaine longueur d'onde. Ce milieu est créé lors de l'interaction du faisceau de protons avec le gaz injecté. Toutefois, il ne faut pas perdre l'idée du diagnostic non interceptif, cela signifie que la quantité de gaz injecté doit être la plus faible possible.

A la suite de recherches bibliographiques, un recensement de toutes les raies susceptibles d'absorber a été possible et sont énumérées dans le tableau VI.1. Ces raies sont reliées aux deux métastables de l'argon : 3P_0 et 3P_2 . La dernière colonne du tableau nous informe sur la probabilité des transitions données dans la troisième colonne. Sachant que la durée de vie est l'inverse de cette probabilité, la raie à 811.5 nm doit être la plus absorbante. A la suite d'une étude systématique des longueurs d'onde d'absorption, pour toutes les raies contenues dans le tableau VI.1, la meilleure absorption a bien été obtenue pour la raie de longueur d'onde $\lambda=811.5$ nm.

La figure VI.17 montre le spectre d'absorption obtenue lors de ces mesures. La courbe rouge représente le spectre brut de la lampe spectrale sans milieu absorbant. On y retrouve les raies à $\lambda=810.4$ nm et $\lambda=811.5$ nm. Elles correspondent à des raies radiatives qui se désexcitent sur les niveaux respectifs 3P_1 et 3P_2 . La courbe bleue, quant à elle, a été faite dans les mêmes conditions de pression, avec une injection d'argon de l'ordre de 70 mPa mais cette fois avec le faisceau de protons de 60 mA au contact du gaz. Il y a donc création du plasma absorbant et luminescent. La luminescence du plasma est bien négligeable. Comme on peut le voir pour la raie 810.4 nm, il n'y a aucune différence entre la mesure lampe seule et

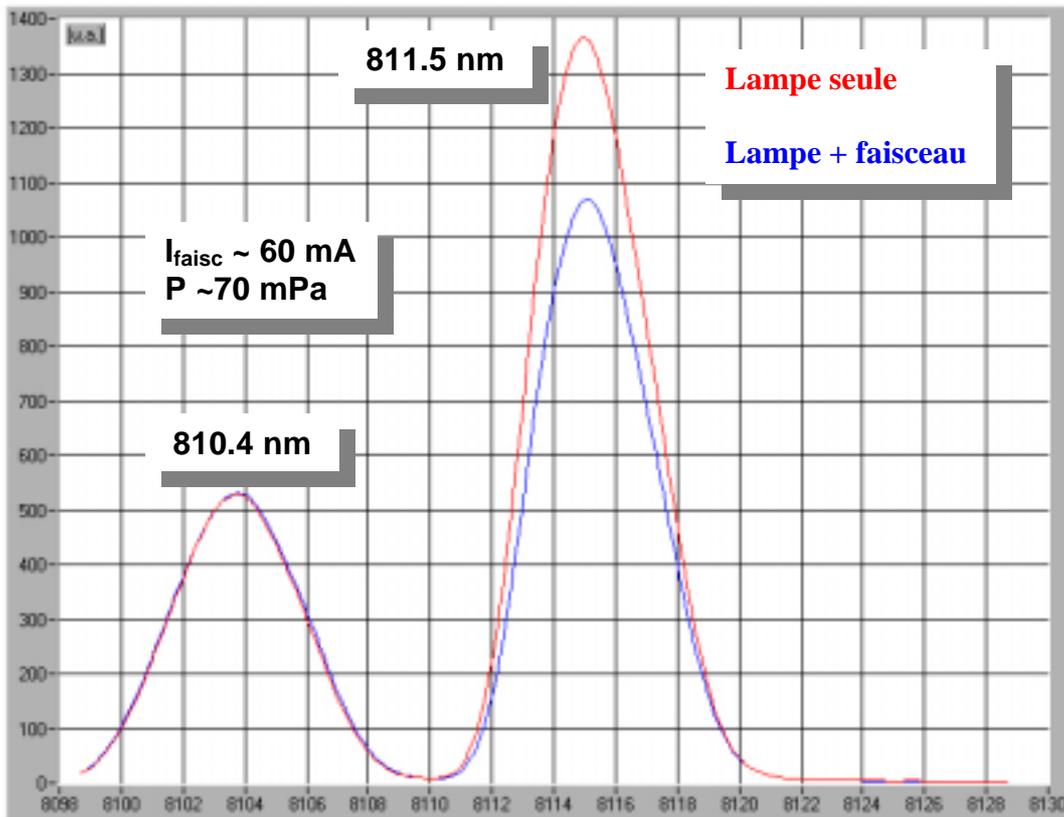


Fig. VI.17 – Absorption de la raie Ar (811.5 nm).

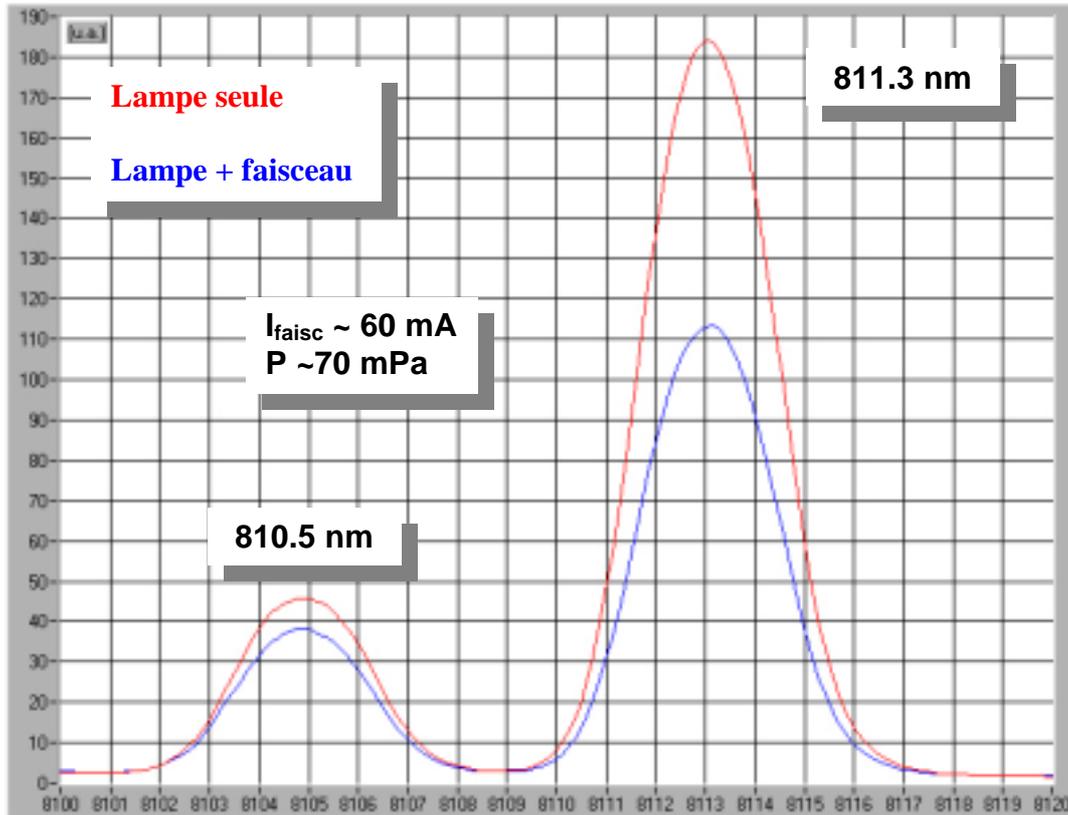


Fig. VI.18 – Absorption de la raie Kr (811.3 nm).

la mesure avec faisceau. On constate une absorption pour la raie 811.5 nm, ayant une intensité plus faible en présence de faisceau.

Pour le gaz krypton, une étude similaire a été faite et la meilleure absorption a été obtenue pour la raie $\lambda=811.3$ nm représentée sur la figure VI.18. Cette fois, contrairement à l'argon, la deuxième raie visible à $\lambda=810.4$ nm correspond aussi à un état métastable, son signal étant aussi absorbé. Les mesures ont été faites avec les mêmes conditions expérimentales, c'est à dire une intensité de 60 mA et une pression injectée de 70 mPa.

↳ Cette étude permet donc de connaître, pour les deux gaz choisis, la longueur d'onde de la raie qui absorbe le plus. Cela signifie que l'on aura le plus fort signal d'absorption possible, pour une très faible perturbation du faisceau de protons, lors de l'injection gazeuse. Ceci dit, il reste à définir quel gaz absorbe le plus ?

Pour cela, il suffit de comparer sur la figure VI.19, les deux mesures précédemment présentées avec la même intensité de faisceau et la même quantité de gaz injecté (60 mA et 70 mPa). La comparaison se fait à l'aide d'une normalisation de l'intensité de luminescence de la lampe pour les deux raies sélectionnées. Une nette différence du taux d'absorption entre ces deux gaz est mise en évidence et ce avec quasiment un facteur 2 entre les mesures.

Afin de vérifier la cohérence d'une telle différence entre les taux d'absorption pour ces deux gaz, les sections efficaces totales de production des états métastables sondés ont été comparées. Cette section efficace est appelée σ_p dans la partie théorique précédente.

Du fait du manque de données sur les sections efficaces de productions des métastables par des protons de 100 keV, cette comparaison a été faite par analogie avec des électrons de 50 eV. En effet, du fait du rapport massique de 2000 entre les protons et les électrons, les sections efficaces des électrons de 50 eV, sont comparables à celles des protons de 100 keV.

$$\text{↳ } \frac{m_p}{m_e} \approx 2000 \Rightarrow \sigma_p(\text{H}^+ \text{ de } 100 \text{ keV}) \approx \sigma_p(\text{e}^- \text{ de } 50 \text{ eV})$$

Les figures VI.20a et 20b représentent ces sections efficaces pour les deux gaz testés et pour les deux états métastables existants : $4s \ ^3P_2$ et $4s \ ^3P_0$ pour l'argon et $5s \ ^3P_2$ et $5s \ ^3P_0$ pour le krypton. On retrouve le même facteur 2 sur les sections efficaces, ce qui corrobore bien les mesures expérimentales précédentes.

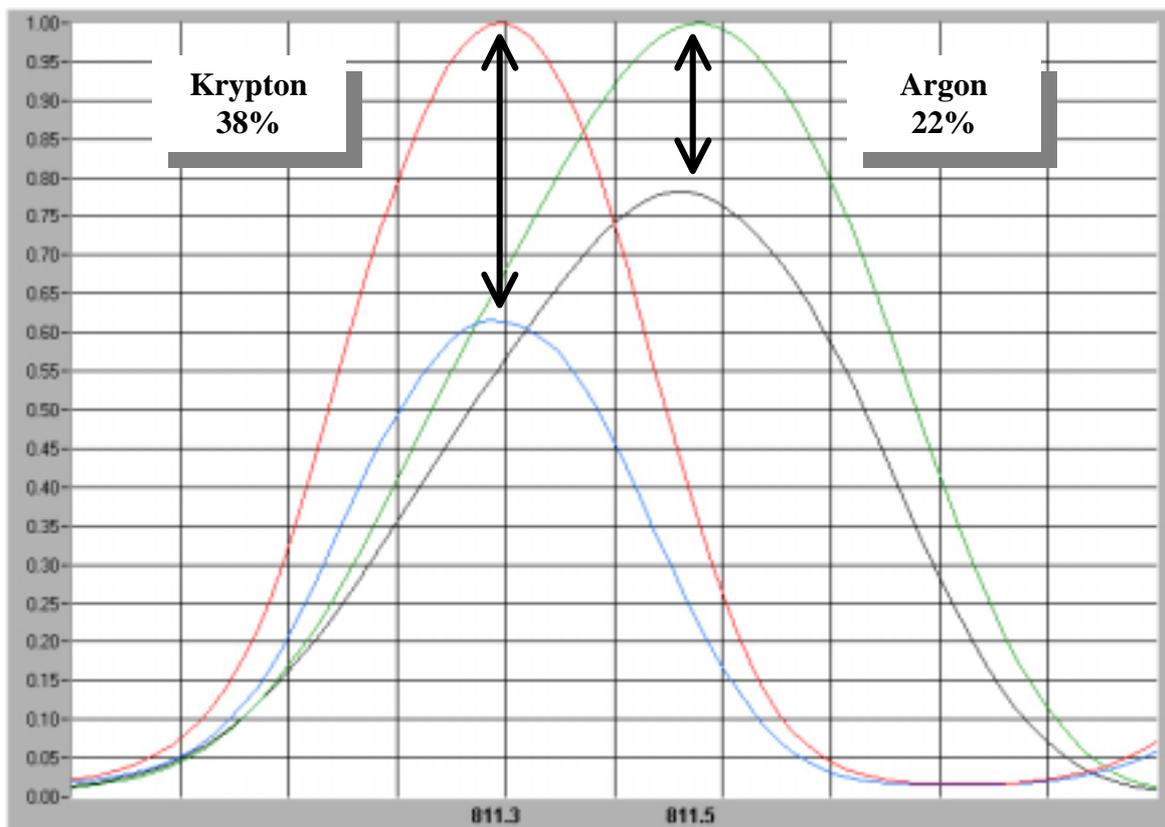


Fig. VI.19 – Comparaison de l'absorption des raies de l'argon et du krypton pour une injection de 70 mPa et une intensité faisceau de 60 mA.

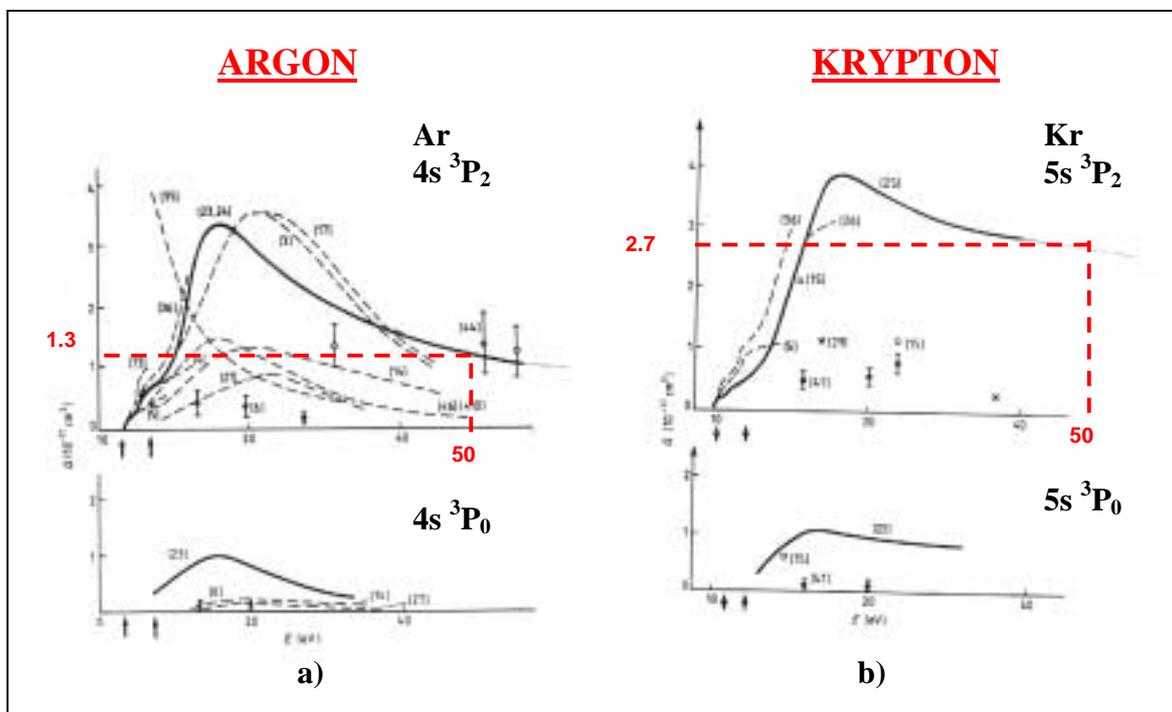


Fig. VI.20 – Sections efficaces totales de production des états métastables de l'argon (20a) et du krypton (20b).

VI.6.3 Evolution de l'absorption en fonction de l'intensité faisceau

Suite à la détermination des raies spectrales qui absorbent le plus pour le krypton et pour l'argon, il est utile d'étudier la loi de variation de cette absorption, en fonction de l'intensité totale du faisceau avec des conditions expérimentales correspondant à celle de fonctionnement de l'accélérateur. En effet, en fonction de cette évolution, nous pouvons déterminer dans quel régime de perte nous sommes : évolution linéaire si régime de diffusion, ou constante si régime de saturation.

Les mesures ont donc été faites pour les raies respectives de l'argon et du krypton : $\lambda=811.5$ nm et $\lambda=811.3$ nm. La gamme d'intensité quant à elle va de 0 à 60 mA maximum, le système comprenant des conductances, il est préférable de ne pas dépasser l'intensité totale de 60 mA (voir chapitre IV). Les résultats sont représentés sur les deux figures VI.21 et VI.22.

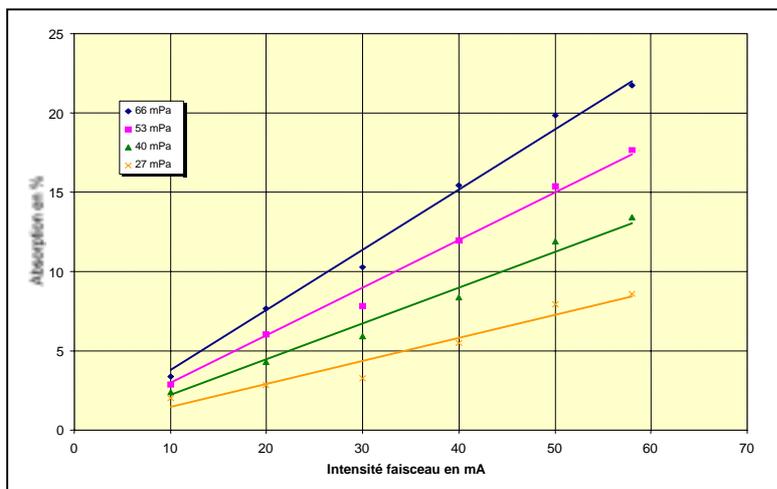


Fig. VI.21 – Evolution de l'absorption en fonction de l'intensité du faisceau (Ar: $\lambda=811.5$ nm).

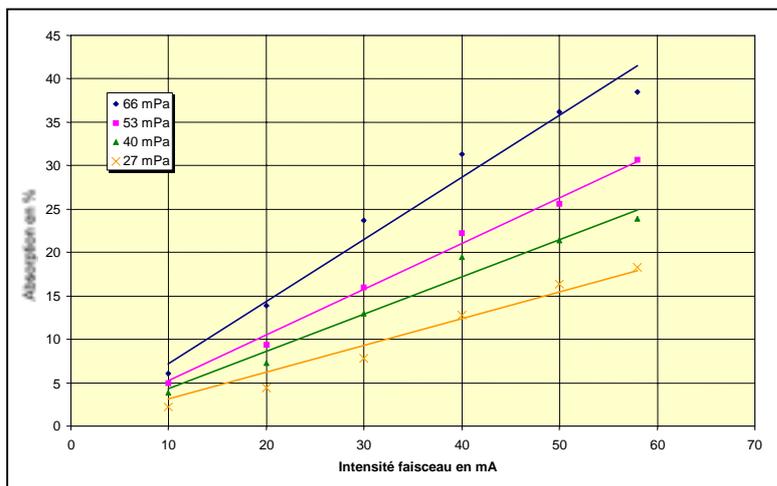


Fig. VI.22 – Evolution de l'absorption en fonction de l'intensité du faisceau (Kr: $\lambda=811.3$ nm).

Au cours de ces mesures, on retrouve bien le facteur 2 précédemment rencontré entre l'absorption sur le milieu absorbant d'argon et celui de krypton. La reproductibilité est très bonne, car le facteur 2 se répète pour chaque pression et chaque intensité.

Dans le cas de faibles absorptions, ces dernières sont représentatives de la densité de métastables. Les mesures précédemment présentées montrent donc une évolution linéaire du

nombre de métastables en fonction de l'intensité du faisceau, et ce pour chaque pression d'injection et des intensités allant de 0 à 60 mA. Cela implique que le régime de perte dominant dans lequel nous travaillons est le régime de diffusion. Cela est encourageant car un seul régime de perte est facilement modélisable afin de corriger les futurs profils acquis.

VI.6.4 Evolution de l'absorption en fonction de la position transverse

Après avoir démontré l'existence d'un signal d'absorption et défini le gaz et la longueur d'onde les plus appropriés au développement du profileur optique par absorption laser, nous avons lancé une étude de la variation de cette dernière en fonction de la position transverse par rapport au faisceau de protons.

La première étude a été effectuée avec le dispositif mécanique représenté sur la figure VI.23. Ce dispositif reprend les mêmes bases que celles de la mesure d'absorption précédente. La seule modification permet le déplacement vertical du faisceau lumineux. Ce dernier est collimaté, puis suffisamment diaphragmé, afin d'obtenir un faisceau de dimension inférieure au faisceau de protons (diamètre max : 40 mm). Le translateur mécanique ayant une course maximale de 25 mm permet plusieurs mesures d'absorption avec un pas de 2 mm sur une partie du faisceau de protons.

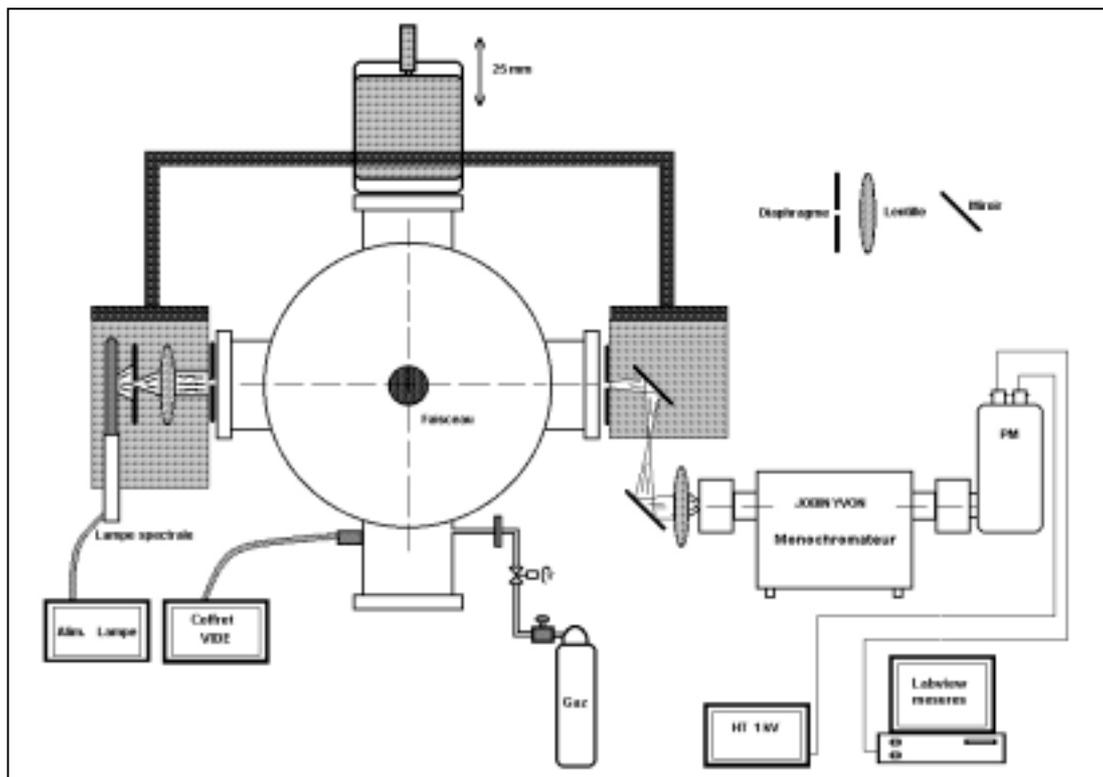


Fig. VI.23 – Dispositif mécanique de mesure d'absorption transverse.

La mesure s'est donc faite avec une injection de Kr à une pression de 70 mPa, un faisceau continu de protons d'intensité 60 mA et la sélection de la raie de longueur d'onde 811.3 nm.

La figure VI.24 montre un résultat donnant l'absorption en fonction de la position de translation acquise. L'origine des positions se situe en bord de bride ainsi, le centre du faisceau est à la position de l'ordre de 75 mm. Sur cette mesure, une nette augmentation de

l'absorption vers le centre du faisceau de protons est observée. Cela correspond bien à un accroissement transverse de l'intensité du faisceau. Toutefois, chaque point mesuré correspond à une moyenne sur un faisceau optique de taille d'environ 4 mm. Nous sommes très loin de la finesse et de la collimation d'un faisceau laser !

Une absorption a aussi été mesurée en dehors du faisceau, cela peut être dû à une ouverture optique du faisceau sonde beaucoup plus large que l'on pensait, ou d'une présence de métastables se déplaçant par diffusion vers la paroi. Cette dernière hypothèse est tout à fait conforme à l'étude théorique précédente. Quant à l'erreur possible en fonction de l'ouverture optique du faisceau sonde, elle sera compensée avec l'utilisation du laser.

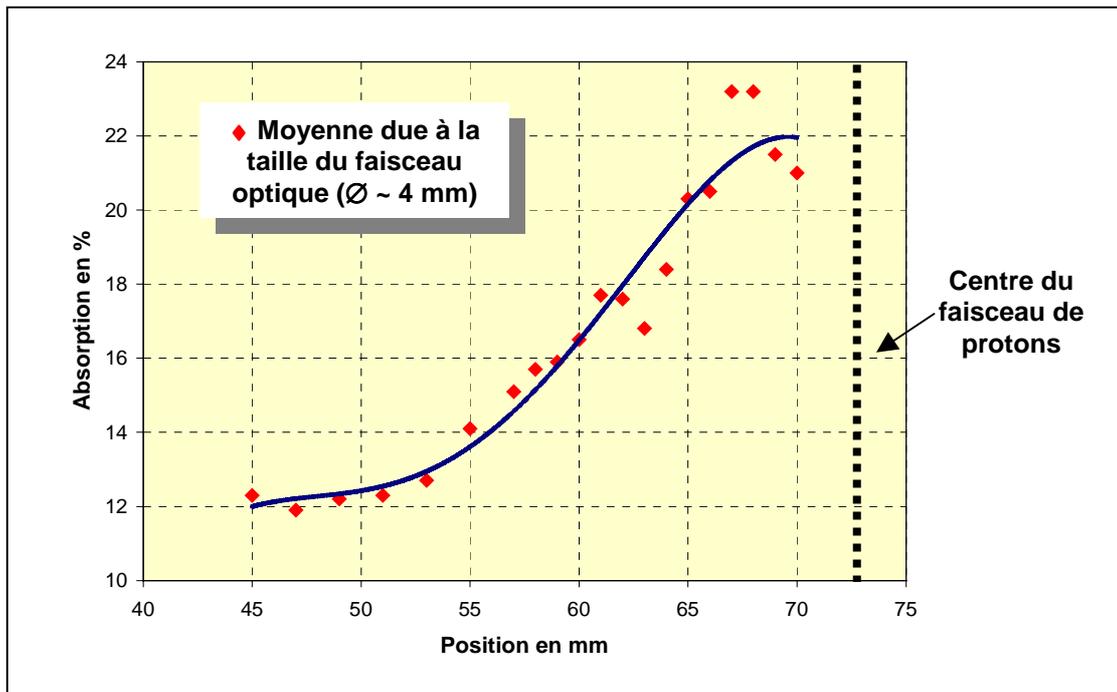


Fig. VI.24 – Absorption en fonction de la position transverse par rapport au faisceau.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un nouveau phénomène optique généralement appliqué en tant que diagnostics de plasma : la spectroscopie par absorption optique. La possibilité d'utiliser ce phénomène sur le plasma induit lors du passage du faisceau de protons au contact d'un gaz, source d'états métastables, a été mise en évidence. En effet, il est expérimentalement plus aisé de mesurer de l'absorption optique sur ces niveaux fortement peuplés.

Toutefois, la mise en œuvre d'un tel système ne sera pas évidente, car la variation linéaire de l'absorption en fonction de la quantité de protons ne se fait que dans le cas de faibles absorptions. De plus, l'évolution des états métastables doit être à son tour linéaire en fonction de la quantité de protons. Cela conditionne les paramètres de fonctionnement dont la faisabilité n'a pu être étudiée qu'expérimentalement. C'est ainsi que l'absorption a été mise en évidence sur le faisceau continu (60 mA – 95 keV) de la source SILHI.

Après une étude sur différents gaz et sur différentes longueurs d'onde, il a été prouvé que cette technique donne des signaux d'absorption exploitables, pour des raies de transitions radiatives à partir de l'état métastable 3P_2 de l'Ar et du Kr. Dans nos conditions d'intensité et

de pression, cette absorption est linéaire avec l'intensité du faisceau. Ceci est conforme à l'aspect théorique qui favorise la possibilité de travailler avec un seul régime de perte dominant : la diffusion. Cette dernière induit un élargissement du faisceau, qu'il sera aisé de corriger.

Par comparaison entre les différents résultats, une source laser de longueur d'onde $\lambda=811.3$ nm est le meilleur candidat pour l'élaboration du profileur non interceptif. L'étape suivante est la mise au point du laser et son montage sur la ligne basse énergie de SILHI.

Annexes

VI.A1 Structure électronique de l'argon

VI.A1 Structure électronique de l'argon

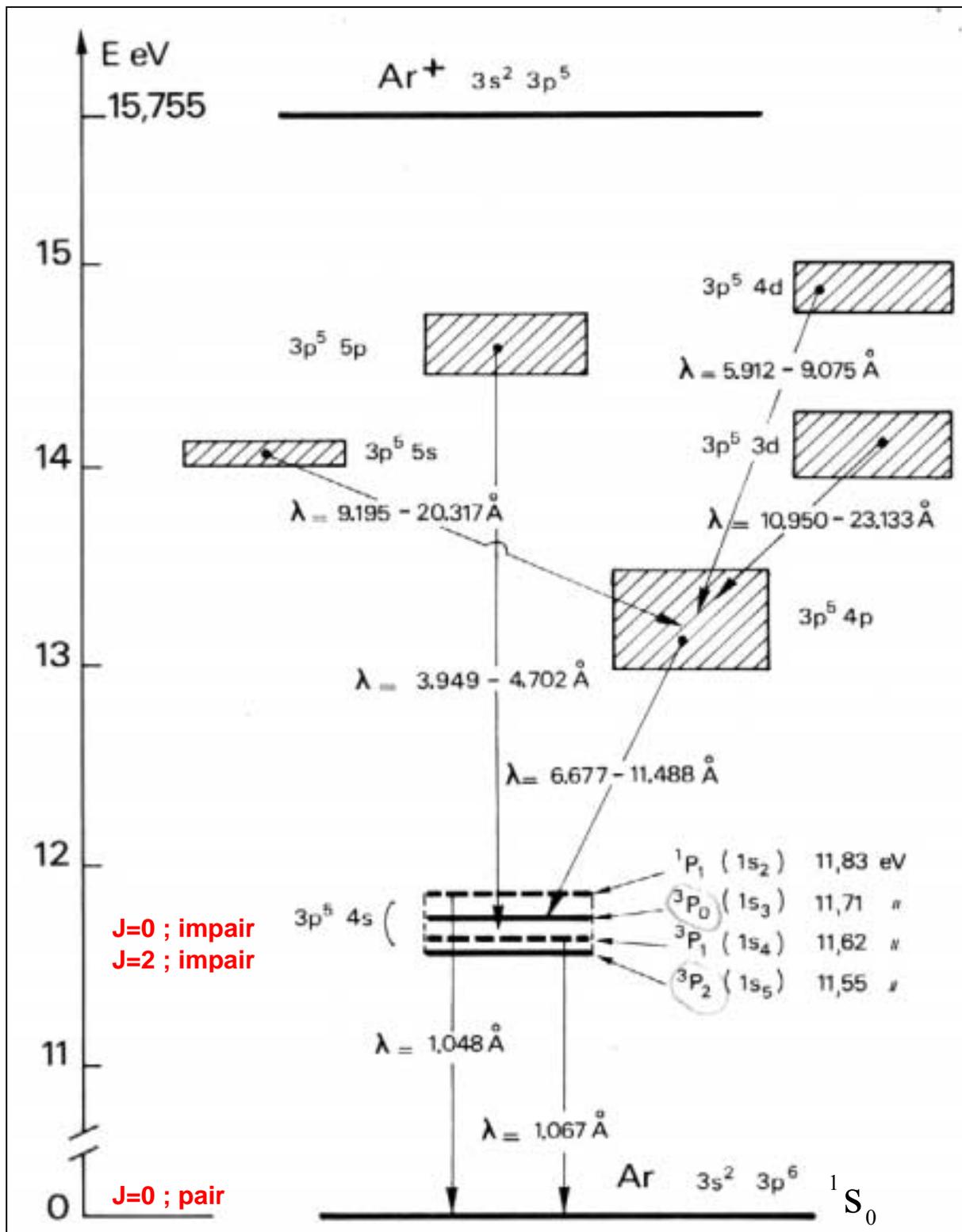


Diagramme d'énergie de l'argon

Références

- [VI.1] : J. Arianer et al., *A flowing afterglow as a polarized electron source*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1996, A 382, pp. 371-378.
- [VI.2] : J. L. Delcroix et al., *Atomes et molécules métastables dans les gaz ionisés*, Editions CNRS.
- [VI.3] : K. Tachibana, *Excitation of the $1s_5$, $1s_4$, $1s_3$, and $1s_2$ levels of argon by low-energy electrons*, Physical Review A, Vol. 34, No. 2, pp 1007-1015.

Chapitre VII

Profileur par absorption laser

VII.1 Dispositif mécanique du profileur	159
VII.1.1 L'avantage d'un faisceau laser	159
VII.1.2 Implantation mécanique	160
VII.2 Description du système laser	161
VII.2.1 La diode laser	162
VII.2.2 La cavité externe	163
VII.2.3 L'alimentation de contrôle	164
VII.3 Principe d'accord en fréquence	165
VII.3.1 Les cellules de gaz	167
VII.3.2 La détection	169
VII.4 Caractérisation du laser	169
VII.4.1 La puissance	169
VII.4.2 L'intensité	170
VII.4.3 Evolution de l'intensité en fonction de la tension	170
VII.4.4 La longueur d'onde	172
VII.5 Tests d'absorption sur les cellules de gaz	173
VII.6 Problèmes expérimentaux liés au laser	175
VII.6.1 Pour une position donnée	175
VII.6.2 Changement de positions	176
VII.7 Mesures d'absorption sur SILHI	177
VII.7.1 Contrôle informatique des mesures de profils	177
VII.7.2 Etude de la fiabilité expérimentale du laser	179
VII.7.2.1 <i>Fiabilité de la mesure d'absorption laser dans le temps</i>	179
VII.7.2.2 <i>Vérification de l'existence du régime de diffusion</i>	180
VII.7.2.3 <i>Régime linéaire entre l'absorption et l'intensité du faisceau</i>	181
VII.7.2.4 <i>Existence de problèmes expérimentaux liés au laser</i>	182
VII.7.3 Mesures de profils du faisceau de protons	183
VII.7.3.1 <i>Profils mesurés</i>	183
VII.7.3.2 <i>Analyse des mesures</i>	184
Conclusion	186
Références	187

Chapitre VII

Profileur par absorption laser

A la suite de l'étude de faisabilité présentée dans le chapitre précédent, la décision a été prise de passer à la phase laser. En effet, un faisceau laser a des caractéristiques appropriées à notre diagnostic. Ces dernières seront décrites dans ce chapitre. De plus, l'étude a montré l'existence du phénomène d'absorption sur le faisceau de protons pour différents gaz injectés. Pour chaque gaz, les longueurs d'onde les plus appropriées ont été définies : 811.3 nm pour le krypton et 811.5 nm pour l'argon. Le laser choisi devra donc satisfaire à ces deux longueurs d'onde. Mais pour la fiabilité de la mesure, il devra aussi être stable en intensité : le choix s'est porté sur une diode laser.

VII.1 Dispositif mécanique du profileur

Après avoir expliqué les différents avantages du rayonnement laser pour nos mesures, nous allons présenter le principe mécanique élaboré pour mesurer la variation de l'absorption en fonction de la position transverse par rapport au faisceau.

VII.1.1 L'avantage d'un faisceau laser

Les propriétés du rayonnement d'un laser sont très différentes de celles d'une source conventionnelle comme la lampe spectrale utilisée lors des tests préliminaires. Ces différentes propriétés sont :

□ **La directivité**

Cette caractéristique du laser est la plus connue. C'est celle-ci qui nous a incité à utiliser ce rayonnement pour le profileur afin de remplacer les fils d'un profileur classique : l'émission laser est concentrée dans un pinceau étroit qui va permettre de sonder le faisceau de protons à différentes positions.

L'information obtenue avec le laser : position – absorption, sera équivalente à celle du profileur : numéro du fil – intensité.

□ La monochromaticité

Lors des mesures préliminaires, la détermination des longueurs d'onde s'est faite à l'aide du monochromateur. La finesse spectrale du laser est aussi un avantage car elle permet de ne plus utiliser le monochromateur dans le prototype du profileur.

Malgré tous ces avantages d'utilisation du laser, il reste une difficulté majeure à prendre en considération, l'aspect sécurité. En effet, l'utilisation des lasers est toujours délicate et doit se faire dans des conditions optimales de sécurité.

Le laser que nous avons utilisé est de classe 3B et il a la particularité d'être dangereux directement mais aussi quand il est réfléchi. Il faut donc éviter de se trouver dans la direction de propagation du laser et de mettre des objets réfléchissant dans cette direction.

Cet aspect sécurité va donc être une part importante de la conception mécanique du prototype que l'on retrouvera à la suite.

VII.1.2 Implantation mécanique

La base d'étude mécanique pour la mesure de l'absorption transverse par rapport au faisceau est celle utilisée lors des études préliminaires simplement améliorées. Sur la figure VII.1, on retrouve bien le système de support de la source lumineuse et de la détection de part et d'autre des hublots. Le système de translation manuelle est remplacé par un moteur pas à pas de course 100 mm équivalent à la taille d'un hublot. Ce moteur est géré par un programme informatique écrit sous le logiciel LabView™.

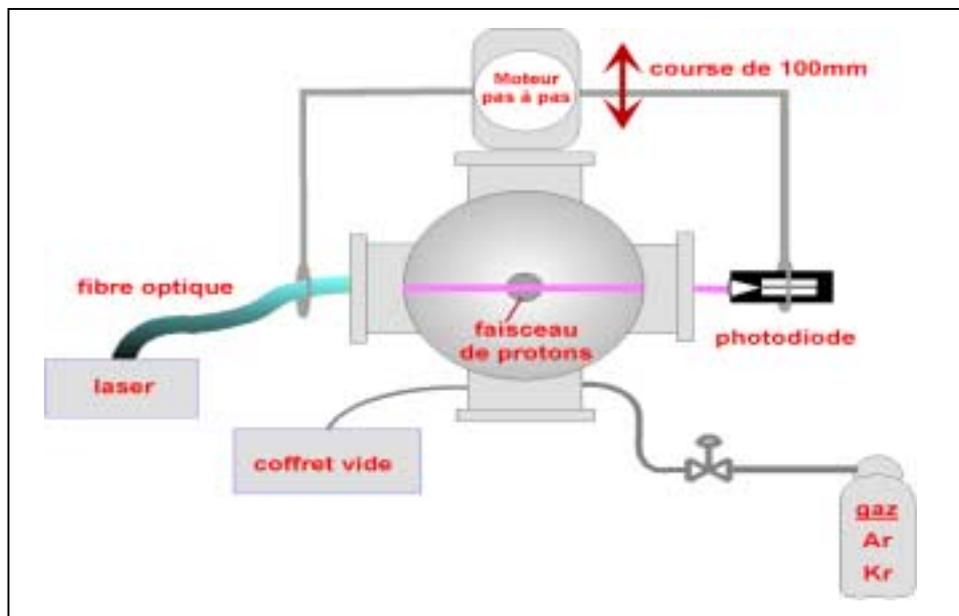


Fig. VII.1 – Principe de mesure transverse d'absorption.

Nous avons vu précédemment que l'utilisation d'un laser requérait une certaine attention à la sécurité, c'est ainsi que le choix de séparer la source laser du bras mobile a été décidé. Deux zones de travail existent ainsi : la partie source laser et la partie mesure. La liaison entre ces deux zones va donc se faire avec une fibre optique.

Nous venons de voir que le fait d'utiliser un laser présente l'avantage d'avoir une seule longueur d'onde d'émission, il est donc inutile d'utiliser un monochromateur pour la détection,

une simple photodiode suffit. Cette dernière se situe derrière le hublot. Un filtre interférentiel de bande passante étroite est accouplé à la photodiode afin de ne pas être perturbé par la luminescence du faisceau. L'efficacité de ce filtre est représentée sur la figure VII.9 où la courbe bleue représente le spectre d'une lampe spectrale d'argon obtenu avec le monochromateur alors que la courbe rouge est exactement le même spectre mais avec le filtre devant l'entrée du monochromateur.

L'implantation mécanique autour du faisceau sur la ligne basse énergie de SILHI est représentée sur la figure VII.2 où l'on retrouve les deux zones laser reliées par la fibre optique.

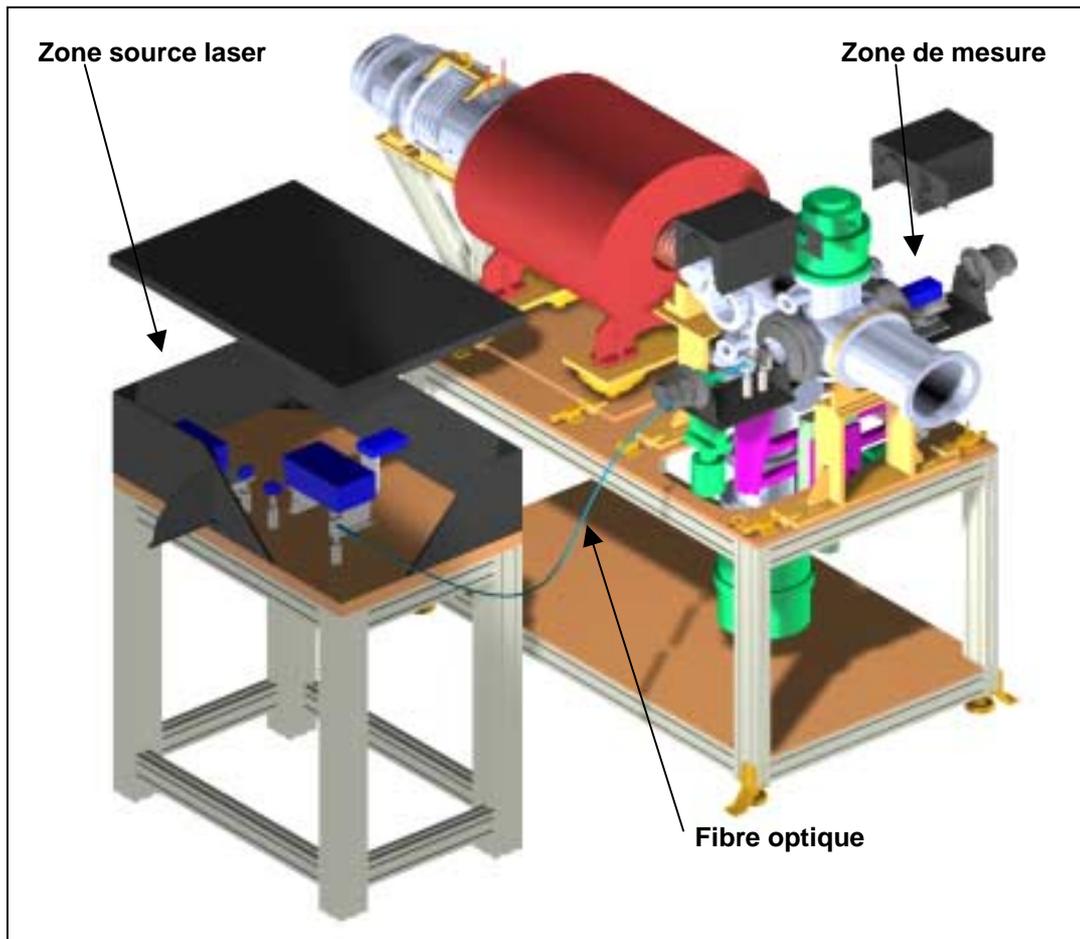


Fig. VII.2 – Implantation mécanique du profileur optique sur la ligne de SILHI.

La zone source laser est une enceinte protégeant l'environnement extérieur du rayonnement laser. Cette zone est constituée du système laser lui-même et d'un dispositif d'accord en longueur d'onde. Ces deux systèmes sont détaillés à la suite.

VII.2 Description du système laser

L'ensemble du système laser est constitué d'une diode laser et d'une cavité externe type Littman (couple miroir - réseau du style monochromateur). Ce système se contrôle à l'aide d'un rack d'alimentation avec plusieurs modules pour commander les différentes variables (intensité, tension appliquée sur le cristal piezo - électrique). Dans ce chapitre, une courte présentation extraite du rapport interne [VII.1] sera faite.

VII.2.1 La diode laser

La diode laser est un composé semi-conducteur qui émet un rayonnement lumineux à la suite d'une réception de courant. En fonction du courant reçu, deux fonctionnements sont possibles : le mode spontané quand la diode électro - lumineuse (DEL) reçoit un courant de faible intensité et le mode stimulé quand elle reçoit un courant d'intensité supérieure à une valeur limite (seuil). La courbe typique d'une caractéristique de diode laser est représentée sur la figure VII.3 où l'on retrouve bien ces deux modes de fonctionnement avec l'intensité de seuil.

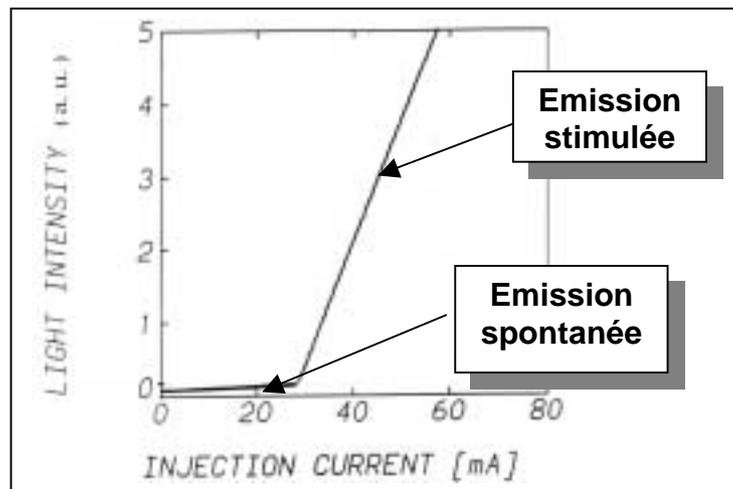


Fig. VII.3 – Allure typique d'une caractéristique de diode laser.

Dans notre cas nous nous intéressons au mode stimulé dit "mode laser", nous allons donc toujours alimenter la diode avec un courant supérieur à cette valeur seuil.

Le choix d'un laser à semi-conducteur a été fait car il s'agit des lasers les moins chers étant les plus répandus à l'heure actuelle mais aussi à cause de leur simplicité de mise en œuvre. Leur domaine spectral de fonctionnement est totalement adapté à notre cas et de plus ils sont assez résistants afin d'être utilisés en tant qu'instrument de mesure fiable et robuste sur un accélérateur de particules.

Le fonctionnement d'une telle diode est bien connu (figure VII.4). La zone de jonction d'une diode semi-conductrice est formée de matériaux fortement dopés, et polarisés dans le sens passant du courant. La bande de conduction de la couche n a un excès d'électrons tandis que la bande de valence de la couche p a un excès de trous. On a ainsi une inversion de population source de l'émission laser. En effet, la recombinaison électron - trou se fait par désexcitation des électrons de la couche de conduction vers la couche de valence. L'énergie ainsi libérée se retrouve sous forme de photon d'énergie équivalente au gap entre les deux bandes.

Remarque : Les matériaux constituant la diode sont donc choisis en fonction de leur grande probabilité de désexcitations radiatives.

En fonctionnement laser, le courant injecté dans la jonction augmente, on peut ainsi atteindre le régime où l'émission stimulée est prédominante : le passage d'une onde lumineuse réfléchi sur les bords polis du cristal va stimuler la désexcitation des électrons. Le phénomène s'amplifie en utilisant les faces polies comme des miroirs d'une cavité résonnante.

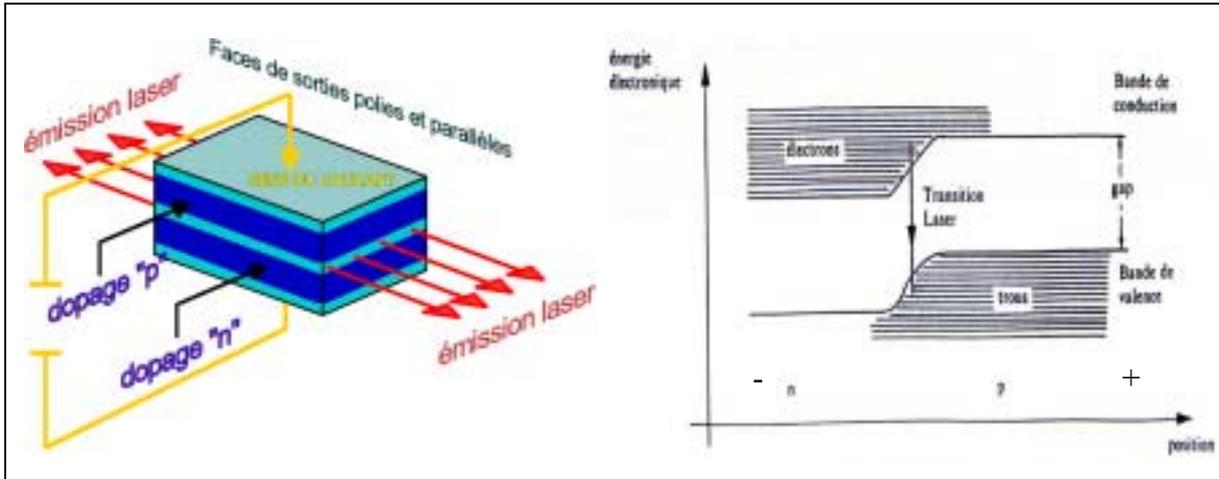


Fig. VII.4 – Principe de fonctionnement d'une diode laser.

Remarque : Le faisceau laser n'a pas de section ronde comme on aurait pu s'y attendre. En effet, une diode laser a une émission particulière, la section du faisceau est divergente et ellipsoïdale comme le montre la figure VII.5. Ceci est provoqué par la géométrie de la diode : une diode est un empilement de deux couches de matériaux. La fenêtre d'émission est donc de forme rectangulaire et allongée. Afin de travailler avec un faisceau laser de forme cylindrique, une optique de collection élaborée devra être appliquée pour "redresser" la section ellipsoïdale du laser. Toutefois, pour les premiers tests, cette optique ne sera pas utilisée.

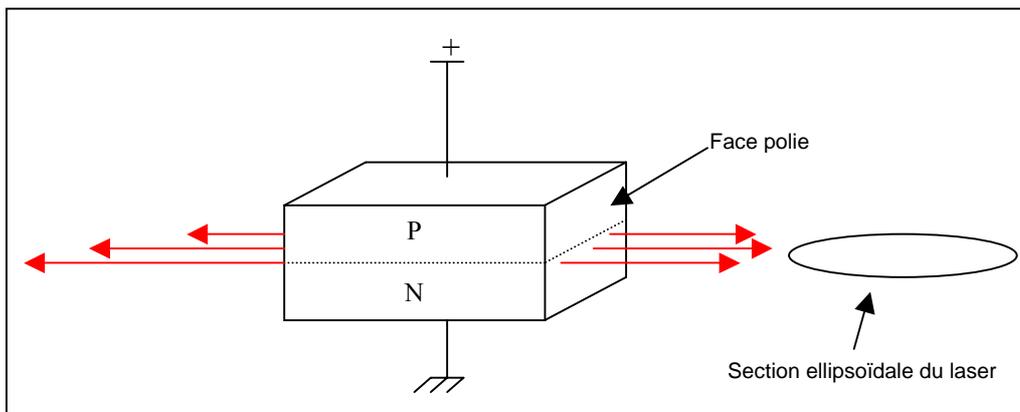


Fig. VII.5 – Emission ellipsoïdale d'une diode laser.

La diode laser SAL-810-20 choisie permet d'émettre dans le domaine spectral situé entre 800 et 815 nm. Pour sélectionner les longueurs d'onde des transitions absorbantes des deux gaz choisis, il faut que le laser soit accordable. C'est dans ce but qu'une cavité externe lui est associée afin de posséder un réglage fin de la fréquence dans le but de faire la distinction entre 811.3 nm pour le krypton et 811.5 nm pour l'argon.

VII.2.2 La cavité externe

La cavité externe fonctionne sur le principe du monochromateur. Comme on peut le voir sur la figure VII.6, elle est constituée d'un réseau immobile et d'un miroir que l'on peut faire pivoter grâce à un cristal piezo - électrique.

Quand la valeur de la tension appliquée sur le cristal change, le miroir pivote et l'angle d'incidence du rayon lumineux sur le réseau est modifié et ainsi, la longueur d'onde en sortie de cavité évolue. C'est grâce à cela que l'on peut faire varier la longueur d'onde sur une certaine plage de valeur. Dans notre cas, la gamme de variation de tension va de 0 à 100 V. Cela correspond à une plage de longueur d'onde de 0.6 nm.

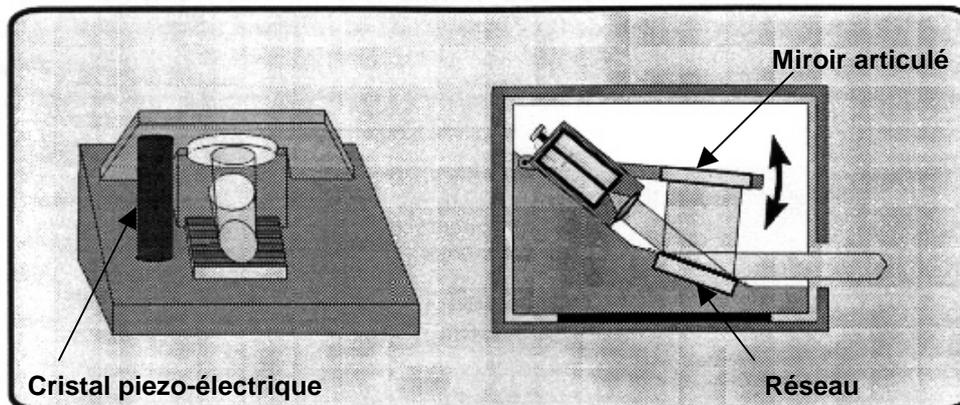


Fig. VII.6 – Schéma de la cavité externe.

L'efficacité de système laser dépend des caractéristiques optiques de la cavité : l'indice de réfraction du matériau des miroirs, la longueur du cristal la constituant et la longueur d'onde principale émise, c'est à dire la grandeur du gap de la diode. De plus, ces caractéristiques sont dépendantes de la température environnante. En effet, une évolution de cette dernière modifie la géométrie de la cavité mais aussi ses qualités optiques. Par conséquent, la température peut provoquer des effets assez perturbant pour la mesure. Un système de régulation de température existe bien mais nous verrons dans la partie suivante qu'il est assez limité. Cette dernière contrainte de température va poser beaucoup de problèmes au cours des tests sur le faisceau de protons.

VII.2.3 L'alimentation de contrôle

La diode et la cavité sont totalement contrôlables avec une alimentation gérée par l'informatique. La description complète de l'alimentation est aussi contenue dans le rapport interne [VII.1]. Le dispositif de contrôle est ainsi constitué des modules suivants :

- Un module **Contrôleur laser** avec une commande pour l'intensité à envoyer sur la diode laser et une commande sur la température de consigne avec l'alimentation du système de régulation thermique (TEC).
- Un module **Contrôleur piezo** qui permet d'indiquer la tension que l'on veut appliquer aux bornes du cristal piezo - électrique.
- Un module **Alimentation principale**.
- Un module de **visualisation** avec des affichages pour les températures, les intensités et la tension du cristal de consigne.

Le TEC est le système de régulation thermique de la diode et de la cavité externe. C'est pour le refroidissement de cette dernière que le système semble limité. Ce dispositif de refroidissement fonctionne grâce à l'effet Peltier. Ce mécanisme transforme le passage d'un courant en échange d'énergie thermique (cf. figure VII.7). En fonction des cas, l'effet Peltier provoque un échange de chaleur dans un sens ou dans l'autre suivant le signe de l'intensité qui circule dans la soudure liant les deux matériaux. L'inconvénient majeur de ce procédé est

qu'il nécessite autant de puissance électrique qu'il échange de puissance thermique. Il n'est donc pas possible de réguler un grand volume ainsi que de produire de grands écarts de température.

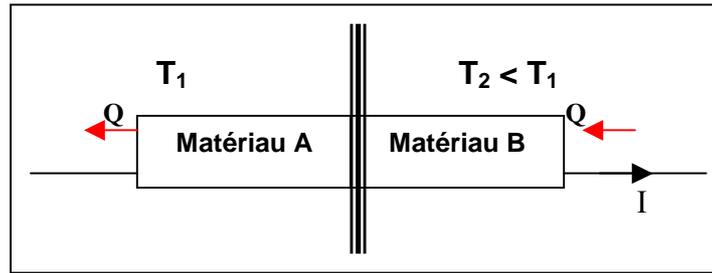


Fig. VII.7 – Schéma de principe de l'effet Peltier.

VII.3 Principe d'accord en fréquence

L'avantage de l'utilisation d'une diode laser est qu'elle possède une assez large gamme spectrale d'émission. Celle qui a été choisie peut émettre entre 800 et 815 nm. En sortie de cavité, une seule longueur d'onde est présente, il reste à définir laquelle.

La variation de la longueur d'onde émise se fait avec l'ajustement du cristal piezo-électrique. L'observation de l'évolution de cette longueur d'onde en sortie de cavité peut se faire avec un lambdascope ou un monochromateur. Ce dernier doit être plus précis que celui qui a été utilisé lors des mesures spectroscopiques car, cette fois, il faut faire la distinction entre les longueurs d'onde 811.3 et 811.5 nm, soit une résolution de l'ordre du dixième de nanomètre. Un tel monochromateur coûte assez cher et il n'est donc pas envisageable d'en acheter un juste pour le prototype. En ce qui concerne le lambdascope, notre laboratoire n'en dispose pas non plus, mais, pour faire certains tests, nous sommes allés au laboratoire Aimé Cotton qui en possède un.

En résumé, nous n'avons aucun instrument optique afin de déterminer la longueur d'onde extraite de la cavité du laser. Il faut donc élaborer un système propre à notre prototype : l'utilisation de cellules de détection.

C'est ainsi qu'en amont de la mesure, avant le transport du laser par fibre optique, au sein d'une zone appelé zone source laser, nous allons tester l'absorption du faisceau laser émis par ces cellules. Ces dernières sont remplies du même gaz injecté dans la ligne au contact du faisceau. Ce gaz va être excité créant ainsi un milieu absorbant : lorsque l'absorption est détectée sur les cellules, on sera donc sûr de l'accord en longueur d'onde et la mesure sur le faisceau sera donc possible.

La représentation de la figure VII.8 illustre le support du laser tel qu'il a été prévu pour le projet final. Ce dispositif est contenu dans l'enceinte appelé zone source laser présentée sur la figure VII.2. On y retrouve :

- **Le système laser**, regroupant la diode laser et la cavité externe.
- **Deux cellules de gaz** contenant chacune un des deux gaz choisis pour le profileur : l'argon pour l'une et le krypton pour l'autre. Sachant que les longueurs d'onde souhaitées sont 811.3 et 811.5 nm, le constructeur nous a réglé le système laser de telle sorte que la gamme de longueur d'onde émise soit entre 811 et 811.8 nm

centrée sur 811.4 nm. Ainsi, les seules longueurs d'onde émises et susceptibles d'être absorbées sont les valeurs attendues.

- **Deux photodiodes** accouplées aux cellules avec un filtre interférentiel.
- **L'obturateur** pour la sécurité à l'entrée de **la fibre optique** pour le transport du faisceau jusqu'à la chambre de mesure.

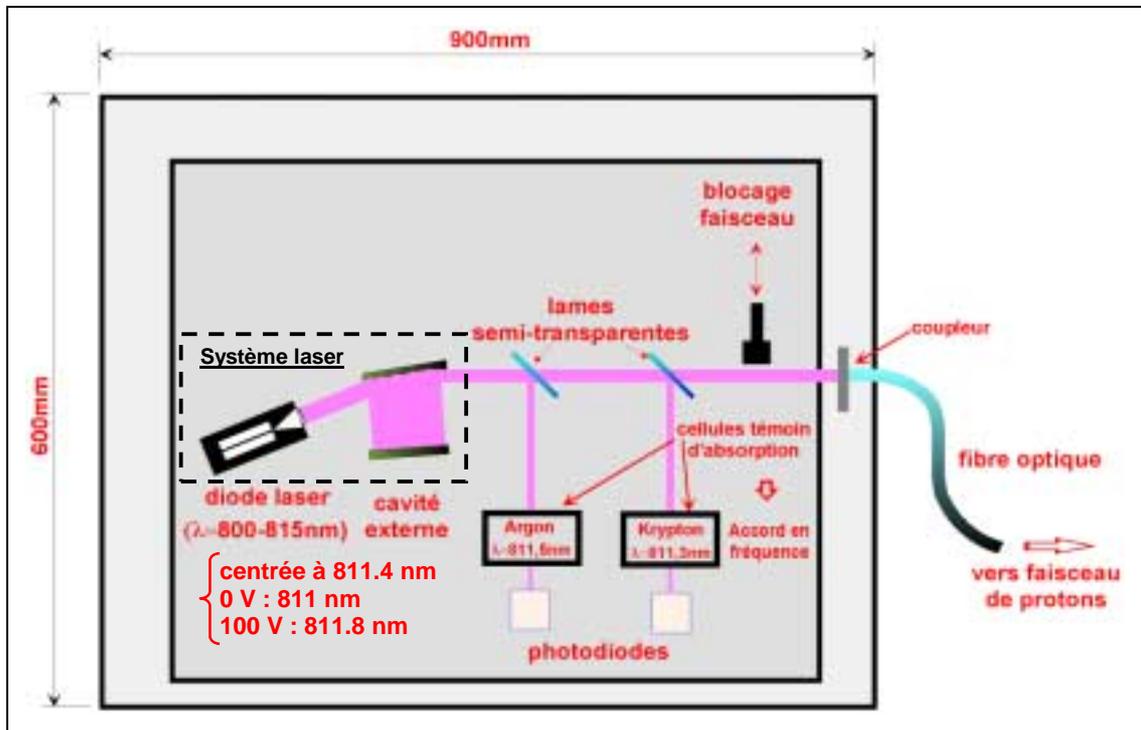


Fig. VII.8 – Représentation de l'ensemble source laser.

Remarque : Le filtre interférentiel a pour rôle d'empêcher l'effet parasite que pourraient avoir toutes les autres longueurs d'ondes présentes dans la luminescence de la cellule lors de son excitation. La bande passante du filtre a une largeur à mi-hauteur de 11 nm pour une longueur d'onde centrale de 810 nm. Son efficacité a été testée sur la luminescence d'une lampe spectrale classique comme il est représenté sur la figure VII.9 où le spectre bleu est celui de la lampe argon sans aucun filtre alors que la courbe rouge est l'effet du filtre sur ce spectre. On voit bien que toutes les longueurs d'onde inférieures à 805 nm et supérieures à 815 nm sont stoppées par le filtre.

La fibre optique et le laser ont été achetés dans le commerce mais en ce qui concerne les cellules et les photodiodes de détection, elles ont été développées au sein de notre laboratoire.

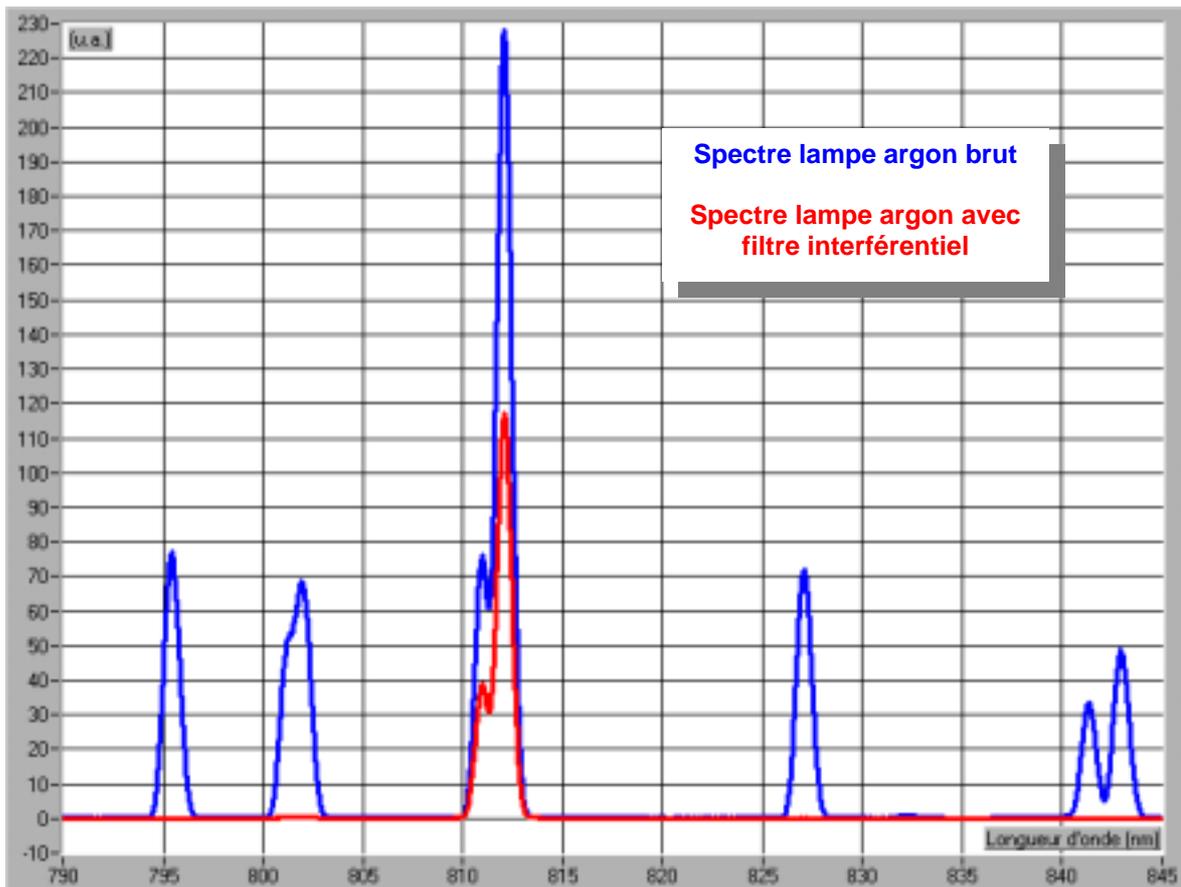


Fig. VII.9 – Efficacité du filtre interférentiel.

VII.3.1 Les cellules de gaz

Les cellules de gaz sont en fait un ensemble au sein d'une boîte constituée de deux éléments que l'on retrouve sur la photographie de la figure VII.10 : la cellule de gaz en quartz et le circuit radio fréquence d'excitation.

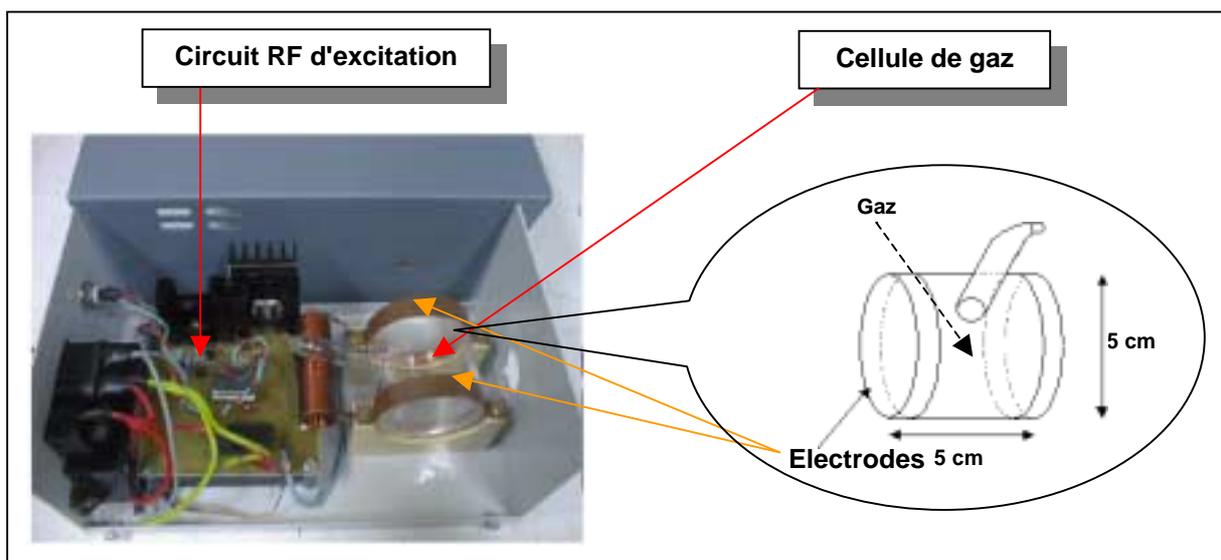


Fig. VII.10 – Représentation d'une cellule avec son circuit associé.

La cellule par elle-même est une enceinte gazeuse remplie sous une atmosphère saine afin d'avoir la plus grande pureté du gaz enfermé. La création du milieu absorbant se fait par l'excitation du gaz à l'aide d'une décharge. Cette dernière est déclenchée par un circuit RF fonctionnant à une fréquence de 30 MHz. Cette fréquence d'allumage est liée à la densité de gaz contenu dans la cellule, elle doit être supérieure à la fréquence plasma liée à la densité de gaz. Les électrodes quant à elles, sont composées de deux anneaux de cuivre se faisant face et entourant la cellule aux extrémités.

Lors de la décharge, les atomes sont également excités dans des états radiatifs. Leur désexcitation s'accompagne de l'émission de rayonnement dont la longueur d'onde peut aller de l'UV à l'IR selon la nature du gaz excité.

Les deux photos de la figure VII.11 représentent la boîte contenant le circuit et la cellule excitée ainsi que la luminescence de la cellule dans le noir. Le plasma homogène dans toute la cellule en quartz est bien visible.

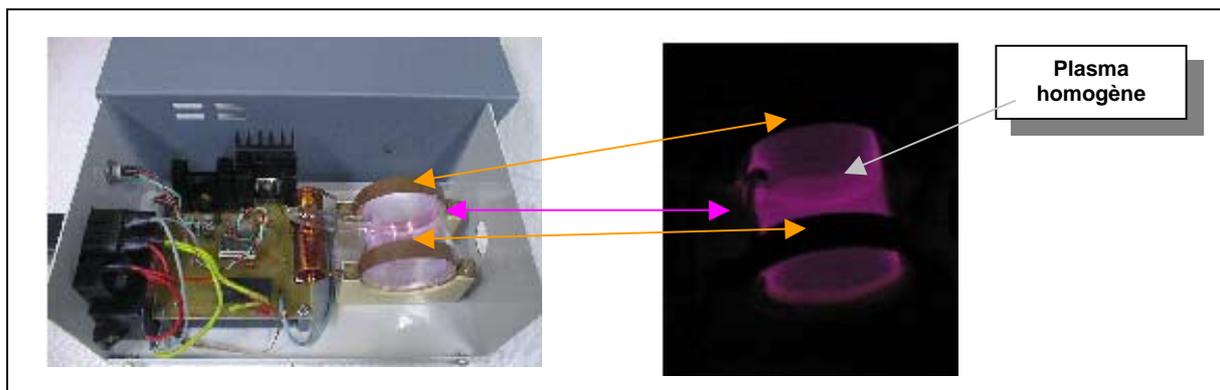


Fig. VII.11 – Photographie de la luminescence de la cellule de gaz.

Remarque : Pour une lampe spectrale, la tension appliquée dans l'ampoule n'est pas continue, mais alternative à une fréquence de 50 Hz. Nous constatons ainsi que la décharge s'inverse à chaque demi-période, avec des caractéristiques peu différentes de ce qu'elles sont en régime continu. Bien que nous voulions employer des cellules fonctionnant en régime continu, cette remarque est importante car les lampes spectrales seront utilisées pour tester l'absorption tant que les cellules ne seront pas prêtes.

Le fait d'utiliser les cellules de gaz à la place de simples lampes spectrales représente de nombreux avantages :

- Le plasma y est plus homogène que dans les lampes spectrales.
- Les parois en quartz diminuent le taux de réflexion du laser lors de son passage par rapport au verre des lampes classiques.
- Leur géométrie est plus adaptée à notre cas : les parois sont verticales, le laser n'est donc pas dévié lors de son passage à travers. Alors qu'avec les lampes, étant cylindriques, il en est tout autre.

Deux cellules de ce type ont été élaborées, une avec de l'argon et l'autre avec du krypton. La pression du gaz à l'intérieur est de l'ordre de 100 Pa.

VII.3.2 La détection

La méthode de détection la plus simple et la plus compacte pour un rayonnement laser est une photodiode. Ces dernières peuvent détecter n'importe quelle longueur d'onde en fonction de leur gamme de sensibilité.

Les photodiodes sont des semi-conducteurs produisant une intensité proportionnelle à la puissance lumineuse reçue. En effet, en fonction du traitement qu'elles ont subi, les photodiodes ont des courbes de réponse spectrale différentes. Le modèle choisi a un pic de sensibilité autour de 950 nm, une surface active de 10x10 mm².

VII.4 Caractérisation du laser

Lors de la phase d'instrumentation du laser, différentes mesures de caractérisation du laser ont été faites afin de valider le choix du laser et de tester les différents instruments développés. Ce paragraphe va donc présenter plus particulièrement les caractéristiques du faisceau laser ainsi mesurées.

VII.4.1 La puissance

La mesure de la puissance émise par la diode laser a été faite à l'aide d'un Wattmètre branché en sortie de la cavité laser pour une longueur donnée, celle à la tension du cristal de 0 V. L'intensité d'alimentation de la diode laser a donc été variée afin de mesurer la puissance de sortie du rayonnement laser correspondant. La figure VII.12 représente les mesures ainsi obtenues, avec une puissance allant jusqu'à 35 mW pour une intensité de 140 mA. Cela est tout à fait conforme aux données du constructeur puisque ce dernier nous donnait une puissance limite de l'ordre de 30 mW.

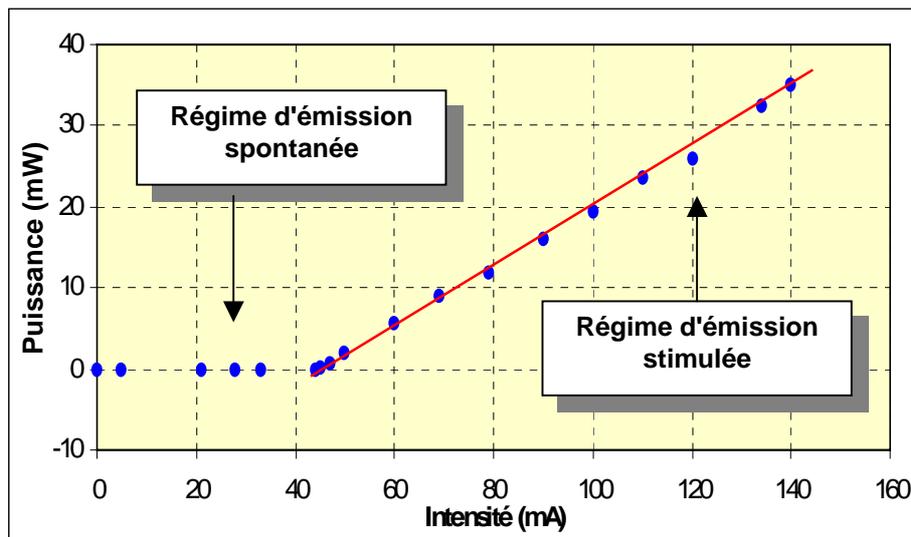


Fig. VII.12 – Puissance laser mesurée en sortie de cavité.

La même évolution que celle représentée sur la figure VII.3 est retrouvée, avec les deux régimes de fonctionnement. Dans notre cas, le régime d'émission spontanée est très

faible, la puissance émise est telle que la détection par le Wattmètre est quasi nulle. La valeur seuil d'amorce du deuxième régime de fonctionnement est de l'ordre de 45 mA. Ce régime d'émission stimulée est ensuite bien linéaire avec l'intensité d'alimentation de la diode.

VII.4.2 L'intensité

Afin de faire une mesure d'absorption, il faut que l'on soit à la longueur d'onde d'absorption correspondante et que l'intensité laser soit la plus stable possible de sorte à ne pas prendre une variation de cette dernière pour une absorption due au faisceau de protons.

Une mesure sur une longue durée (10 min) a donc été faite (la figure VII.13). Les conditions de mesures sont telles que le milieu environnant de la cavité laser n'était pas "agressif". Cela signifie que la température du lieu de mesure est restée assez uniforme de telle sorte que le système d'asservissement en température n'ait pas beaucoup eu à intervenir. D'autre part, le milieu ne comprenait pas de champ électrique alors que proche d'un accélérateur, cela est tout à fait envisageable !

Remarque : *Il faudra bien garder en tête la possibilité d'un effet parasite du milieu environnant lors des mesures. Nous verrons plus loin que ce problème aura des conséquences non négligeables sur la complexité des mesures sur faisceau.*

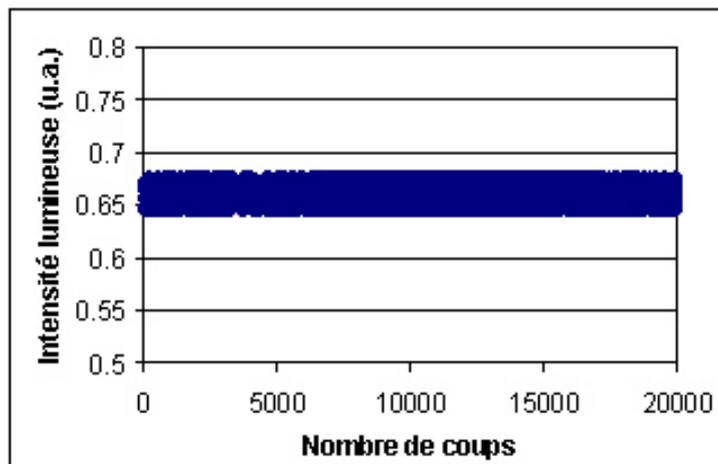


Fig. VII.13 – Stabilité en intensité du laser.

Une certaine stabilité de l'intensité dans le temps est présente, dans de telles conditions idéales de fonctionnement. La petite variation entre la valeur 0.65 et 0.67 n'est pas due à une variation du laser mais plutôt au bruit ambiant lors de l'acquisition qui ne perturbera pas les mesures d'absorption. En effet, ces dernières sont des valeurs moyennes et non des valeurs instantanées, il est évident sur cette mesure que la valeur moyenne de l'intensité du laser acquise est stable. Ce mode de fonctionnement du laser, en terme d'intensité, est donc bien adapté à nos mesures de profils par absorption laser.

VII.4.3 Evolution de l'intensité en fonction de la tension

Nous venons de voir que dans de bonnes conditions expérimentales et pour une longueur d'onde donnée, l'intensité émise par le laser était stable dans le temps. Il reste maintenant à déterminer comment elle évolue lors de l'accord en fréquence, c'est à dire lors du changement de la tension appliqué au cristal piezo - électrique communément appelé piezo.

Pour cela, un programme de commande du laser via le logiciel LabView™ a été développé. La face avant du programme est représentée sur la figure VII.14. Deux modes de fonctionnement existent :

□ *Le balayage automatique:*

Ce mode autorise une variation de la tension du cristal dans une certaine gamme avec un incrément pré-réglé. La mesure de la variation de l'intensité lumineuse en fonction de la tension du cristal, c'est à dire en fonction de la longueur d'onde, est donc possible avec une telle fonction.

□ *Le réglage manuel :*

Quant à lui, le réglage manuel permet l'accord fin en longueur d'onde avec un saut en tension du cristal pré-réglé via le programme. Ce mode sera utilisé lors de l'accord fin de la longueur d'onde d'absorption.

Cette mesure a donc été faite et le résultat est représenté sur la figure VII.15 où une irrégularité de l'intensité lumineuse émise est observée en sortie de la cavité laser.

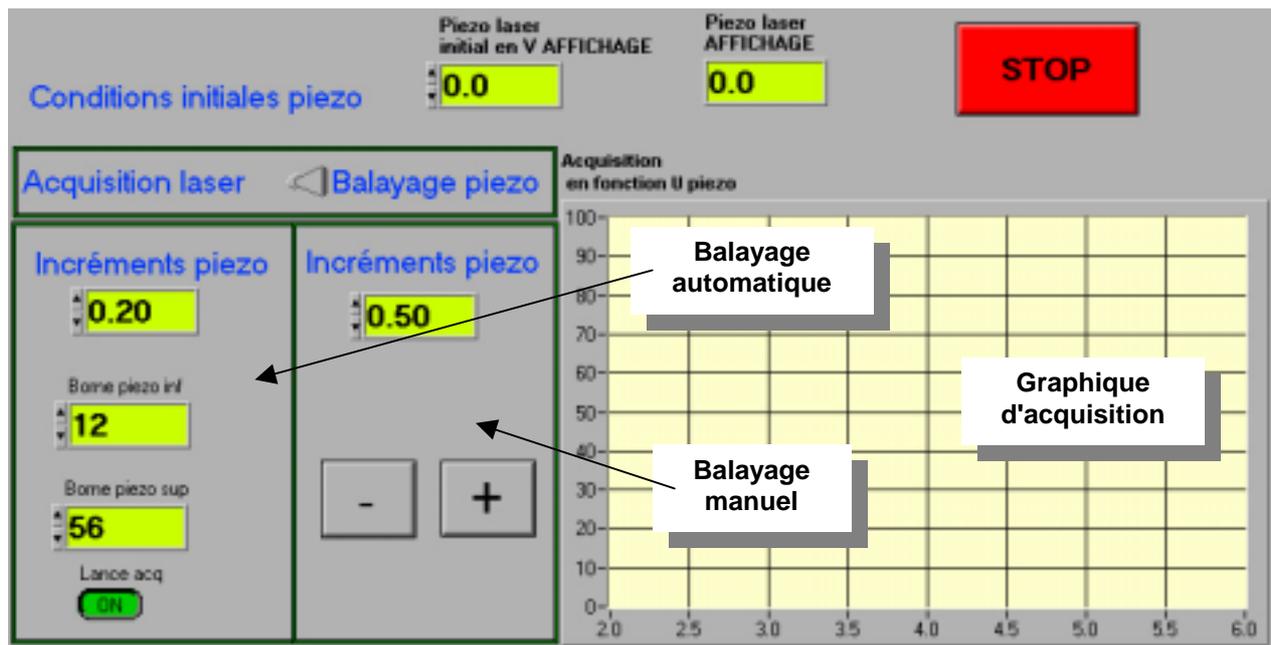


Fig. VII.14 – Face avant du programme LabView™ de commande du laser (commandes des deux modes de fonctionnement du laser).

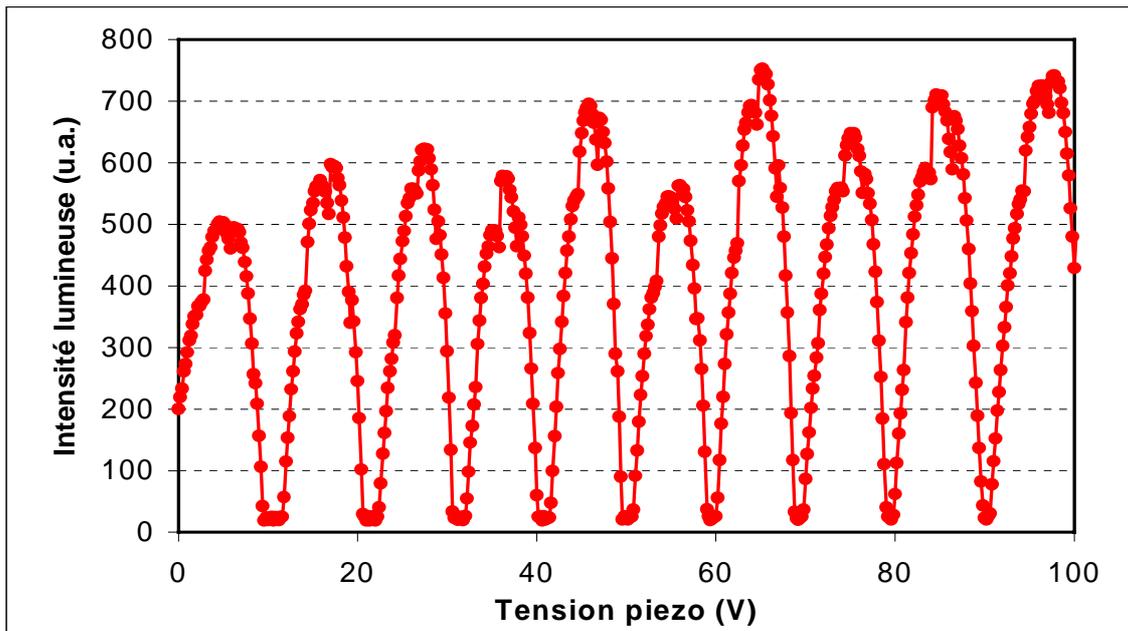


Fig. VII.15 – Evolution de l'intensité laser en fonction de la tension du cristal (en fonction de la longueur d'onde).

En fait, deux phénomènes sont remarquables : l'instabilité de l'intensité lumineuse et l'existence de tension pour laquelle l'intensité est quasi nulle.

- L'instabilité est due au fait que la variation de la tension du cristal entraîne une rotation du miroir, ce qui change la transmission du réseau, il y a donc une évolution de l'intensité lumineuse.

- L'autre phénomène découvrant l'existence de tensions du cristal pour lesquelles l'intensité est nulle peut s'expliquer par la présence de certaines valeurs de la tension appliquée au cristal piezo - électrique, où la cavité ne résonne plus : l'émission laser est ainsi quasi-inexistante. En effet, pour un défilement des longueurs d'onde, en fonction de la tension appliquée et sans perte de résonance, il faut à la fois une rotation et une translation du miroir pour que la distance entre ce dernier et le réseau soit constante afin qu'il n'y ait pas de changement de la longueur de la cavité résonnante. Ce n'est pas le cas, nous avons seulement la rotation, il est donc évident que les sauts de mode existent, c'est bien ce qui a été observé.

Remarque : Ces deux phénomènes sont très importants car ces variations d'intensité directement dues au laser vont être source de perturbations lors des réglages du laser mais aussi lors de mesures. Il faudra toujours être capable d'identifier la cause de la variation d'intensité laser afin de valider les mesures.

VII.4.4 La longueur d'onde

Le choix de la diode laser s'est fait car elle permet d'avoir une gamme de longueur d'onde intéressante pour un prix raisonnable. Comme nous l'avons vu précédemment, le constructeur a pré-réglé le système laser (diode et cavité) afin de pouvoir travailler sur une faible gamme spectrale où se trouve les longueurs d'onde d'absorption. Les données constructeurs en ce qui concerne le réglage de la longueur d'onde nous ont été données : $\lambda = 811.08$ nm pour 0 V, $\lambda = 811.4$ nm pour 50 V et $\lambda = 811.75$ pour 100 V.

La validation de la longueur d'onde extraite de la cavité du laser a été faite avec l'utilisation d'un lambdamètre au laboratoire Aimé Cotton. Les mesures sont présentées sur la figure VII.16.

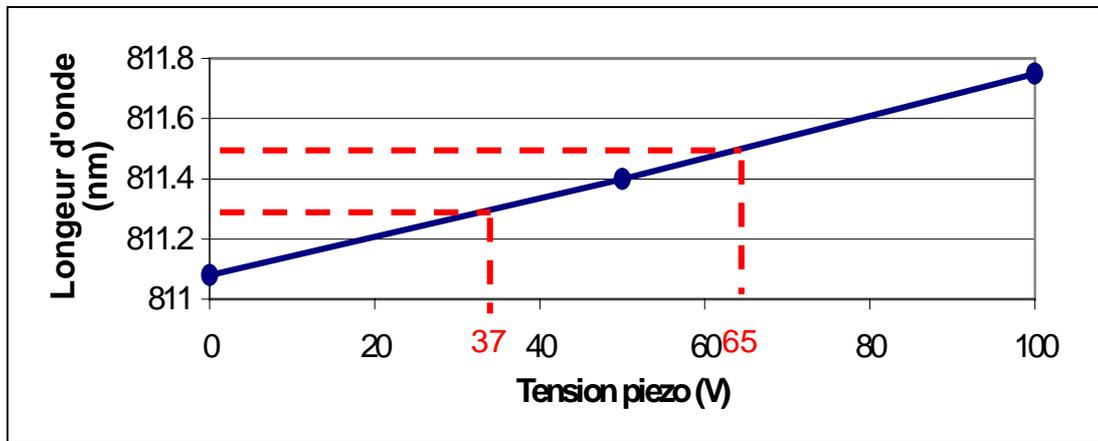


Fig. VII.16 – Mesures des longueurs d'onde émises en sortie du système laser.

VII.5 Tests d'absorption sur les cellules de gaz

A la suite de la mise au point des cellules de gaz, les tests d'absorption ont été lancés afin d'étudier la faisabilité du dispositif d'accord en fréquence. Le dispositif de mesure est représenté sur la figure VII.17. On y retrouve le système laser et la détection avec les photodiodes connectées à un oscilloscope. Le faisceau optique est dévié par un miroir afin de pouvoir régler assez librement l'incidence du laser au sein de la cellule de détection.

Le diaphragme représenté devant le système laser a pour rôle d'empêcher la lumière parasite provenant du miroir de perturber le fonctionnement de la diode laser. En effet, lors d'une réflexion sur un miroir, une partie de la lumière peut être renvoyée vers la source.

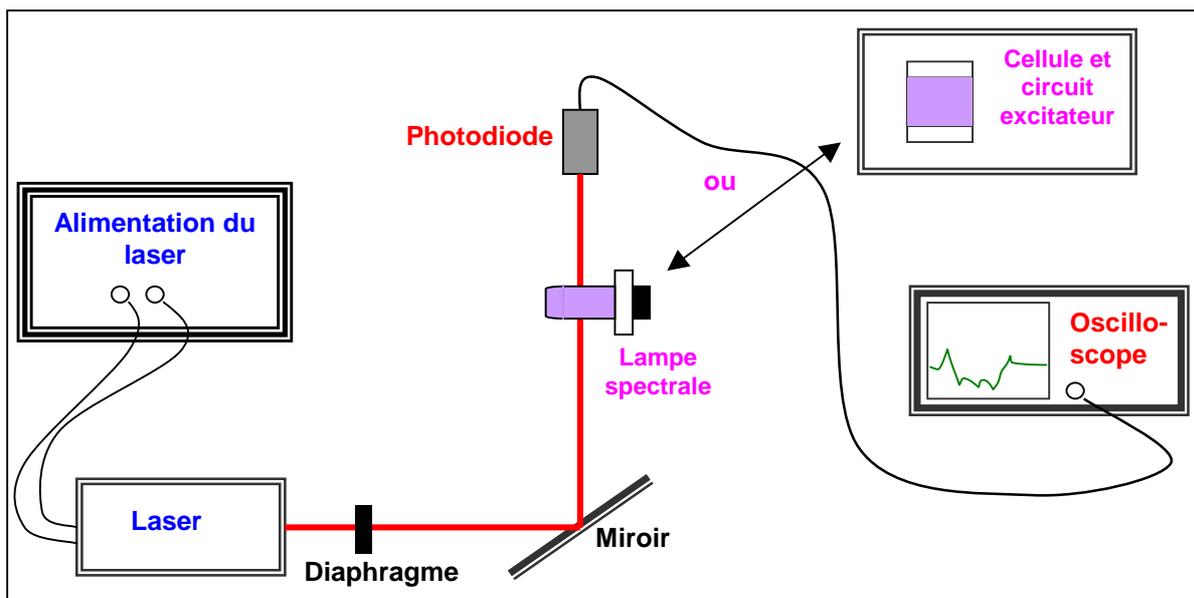


Fig. VII.17 – Dispositif de test d'absorption.

Lors de l'accord en fréquence d'absorption sur la cellule de gaz, le phénomène de variation de l'intensité lumineuse du laser en fonction de la tension appliquée au piezo, observée précédemment (cf. figure VII.15), pose problème. En effet, dans ce cas, une baisse d'intensité ne signifie pas systématiquement une absorption. Cela est vérifié lorsque la cellule est éteinte et que l'intensité lumineuse ne réaugmente pas.

La solution envisageable est d'avoir une cellule de détection pulsée. Ainsi, lorsque l'accord en longueur d'onde, n'est pas correct, l'intensité lumineuse du laser après la traversée de la cellule est indépendante du plasma, ce qui induit une intensité lumineuse constante même avec un plasma pulsé. Par contre, si l'accord est fait, le signal d'intensité laser sera pulsé à la même fréquence que le plasma puisque nous passerons d'un état absorbant ou pas.

Lors des essais réalisés sur la cellule d'argon, un bruit électromagnétique généré par son circuit excitateur a perturbé la mesure. En effet, la tension entre les deux électrodes est de l'ordre de 650V. Il y a donc beaucoup de rayonnements à l'extérieur du boîtier de la cellule. Ce signal HF de pulsation perturbe le fonctionnement de la diode laser ce qui induit une émission laser pulsée en sortie de la cavité. Ce phénomène rend à nouveau impossible la détection de l'accord en longueur d'onde d'absorption. La solution est donc d'améliorer le blindage des cellules afin de ne pas perturber le milieu environnant.

Au cours du blindage des cellules, les tests d'absorption ont été réalisés avec des lampes spectrales classiques comme le représente la figure VII.17. En effet, ces lampes sont alimentées en 50 Hz, ce qui correspond à une décharge pulsée. Un signal d'absorption pulsé avec une période de 20 ms est donc attendu lorsque l'accord en longueur d'onde d'absorption sera correct. C'est ce qui a été observé sur la figure VII.18 où la courbe bleue représente le laser seul, c'est à dire que la lampe est éteinte. La courbe rouge quant à elle, a été effectuée avec la lampe d'argon allumée. L'accord d'absorption a été trouvé aux alentours d'une tension du cristal de 65 V, ce qui est conforme aux résultats de la figure VII.16.

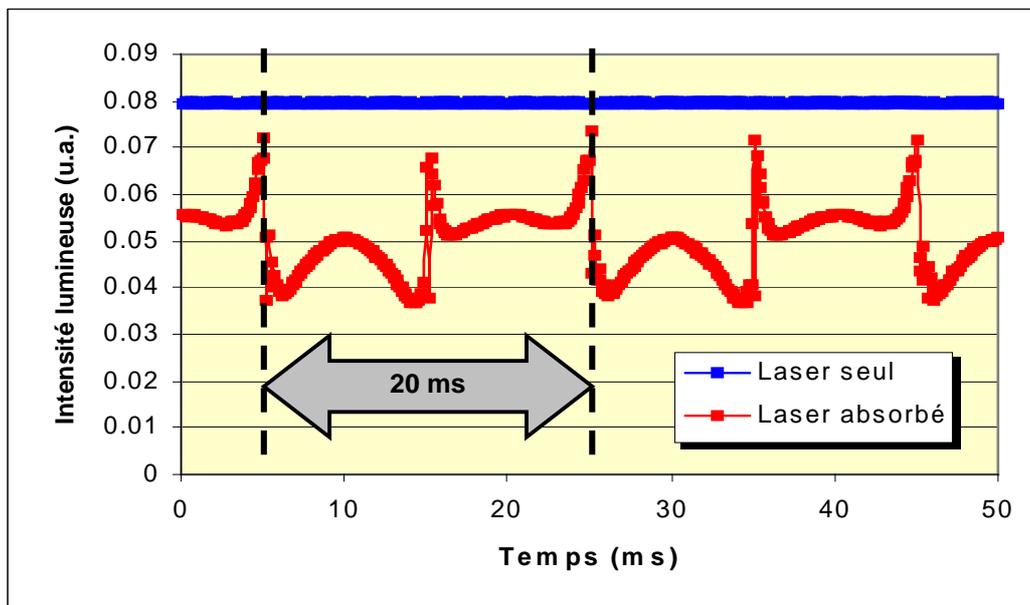


Fig. VII.18 – Intensité laser en fonction de l'accord en longueur d'onde d'absorption.

La forme de la courbe rouge avec absorption retrace très exactement la courbe de la tension à l'intérieur de la lampe spectrale. En d'autres termes, une tension périodique, de fréquence 50 Hz est observée.

En valeur moyenne, la figure VII.18 représente une absorption de l'ordre de 30 %.

VII.6 Problèmes expérimentaux liés au laser

A la suite de l'instrumentation du laser et des éléments annexes, des tests préliminaires ont été faits sur la ligne de faisceau de protons. Au cours de ces mesures, nous avons rencontré divers problèmes expérimentaux liés à l'utilisation du laser. Ce paragraphe va présenter ces difficultés dans les diverses conditions de fonctionnement du profileur (pour une position donnée et lors des changements de positions) ainsi que les solutions expérimentales choisies.

VII.6.1 Pour une position donnée

Lorsque le laser est à une position donnée, la fréquence et l'amplitude du signal laser dépendent du milieu environnant : température, signal HF, claquage...

- En effet, nous avons vu précédemment que la fréquence était stable grâce à un effet Peltier qui maintient le système laser (diode et cavité) à une température donnée. Cette dernière ne doit pas être trop éloignée de la température ambiante car l'effet Peltier présente le désavantage de ne pas engendrer une grande différence de température. D'autre part, sa vitesse de réaction est assez faible, cela signifie que si la température de l'environnement se met à évoluer brutalement, l'effet Peltier ne peut assumer son rôle et la fréquence dérive de telle sorte que le signal d'absorption s'atténue voire disparaît.

- Nous avons aussi remarqué qu'un signal HF pouvait engendrer une pulsation de l'émission de la diode laser ce qui est très perturbant pour la détermination de l'accord en fréquence.

Remarque : *Cette source de perturbation est tout à fait possible lors de l'utilisation du laser auprès d'un accélérateur de particules.*

- Un autre phénomène est possible, lors de l'utilisation de la source SILHI, des claquages haute tension (100 kV) sont possibles, il sera donc préférable d'éloigner le plus possible le système laser de la source car la diode laser peut être endommagée à la suite d'un claquage.

↳ L'environnement extérieur lors des mesures devra donc être à une température uniforme sans changement brutal de cette dernière.

↳ Une vérification continue de l'accord en fréquence est donc nécessaire afin de valider les mesures d'absorption. De plus, envisager la possibilité d'un asservissement automatique de la fréquence n'est pas du tout inutile. Cela permettra d'encore plus fiabiliser l'instrument. Toutefois, d'après les spécialistes, ce n'est pas quelque chose de simple et ce ne sera donc lancé que lorsque la faisabilité de l'instrument sera clairement définie.

VII.6.2 Changement de positions

Lors des mesures de profils de faisceau, des changements de positions transverses seront faites. Au cours de ces déplacements, une variation de l'amplitude a été observée. Les causes de ces variations sont multiples, certaines sont aléatoires et d'autres mesurables.

- En effet, la première cause de variation d'amplitude quantifiable est la transmission des hublots d'observation du faisceau. Ces derniers sont en verre, cela signifie qu'ils ont une qualité optique toute relative même avec leur traitement anti-reflets. L'utilisation de hublots en quartz serait plus appropriée mais, de tels hublots de 100 mm de diamètre sont très chers. Il a donc été décidé de travailler avec les hublots en verre pour l'étude de faisabilité.

Nous avons parlé de cause quantifiable car la transmission des hublots est tout à fait mesurable et totalement reproductible à court terme. En effet, sur une plus longue période d'utilisation, les hublots ont tendance à se cuivrer de l'intérieur du tube à vide, cela signifie que la transmission des hublots sera une variable à surveiller sur le long terme.

- Une autre origine des variations est l'utilisation d'un moteur pas à pas. En effet, ce dernier engendre des vibrations et le parcours optique du laser est perturbé provoquant ainsi des fluctuations de l'intensité lumineuse sans être dues au faisceau de protons.

La solution est de limiter la vitesse du moteur de telle sorte que les vibrations engendrées soient négligeables. Toutefois, cela implique que la mesure va être assez longue, ce qui est à contresens avec l'idée d'un profileur de faisceau qui doit donner des résultats assez rapidement afin de pouvoir réagir lors des réglages du faisceau !

Remarque : *Le moteur actuellement utilisé lors des tests ne possède pas d'encodeur qui permet une continue vérification de la position réelle du moteur par rapport à la commande informatique. Cela entraîne parfois une grosse différence entre la commande du moteur et sa position réelle car à force de sauter quelques pas, l'erreur grandit. Dans l'objectif d'un instrument fiable et définitif, il faudra envisager l'achat d'un moteur avec encodeur.*

↳ Enfin, dans notre cas, la seule façon d'être sûr de la mesure d'absorption est de mesurer en tout point l'intensité brute I_0 et l'intensité transmise I_t . Cela signifie qu'il faut travailler avec un faisceau de protons pulsé de telle sorte qu'à une position et sur plusieurs pulses, l'information moyenne de I_0 et de I_t soit accessible.

Un dernier problème rencontré qui a tout de même son importance est l'utilisation de la fibre optique. En effet, lors des tests, l'incidence du laser à l'entrée de la fibre n'a pas pu être améliorée afin d'obtenir un faisceau laser en sortie. Le seul faisceau optique obtenu était un faisceau divergent et très faiblement intense. Un tel faisceau est très difficilement exploitable tant pour les réglages optiques que pour les mesures.

↳ Un nouveau dispositif mécanique, représenté sur la figure VII.19, assurant la meilleure sécurité a donc du être mis au point afin de continuer l'étude de faisabilité sans toutefois aller à l'encontre de la sécurité laser.

Sur cette figure, la partie grisée est la nouvelle table optique la plus proche possible du hublot du fait de l'absence de fibre optique. Cette table optique se déplacera transversalement au faisceau afin de mesurer le profil.

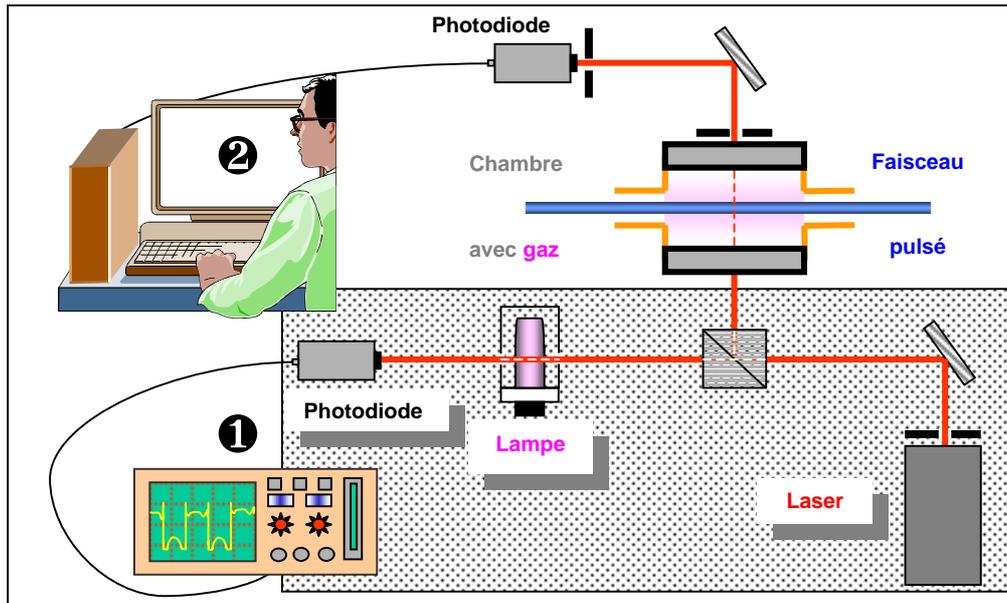


Fig. VII.19 – Nouveau dispositif de mesure d'absorption transverse.

Les deux solutions apportées aux divers problèmes rencontrés se retrouvent sur le schéma :

- ❶ Vérification continue de l'accord en fréquence à l'aide d'un oscilloscope et d'une lampe spectrale.
- ❷ Mesure directe de I_0 et I_t avec l'acquisition informatique grâce à l'utilisation d'un faisceau de protons pulsé.

L'absorption peut ainsi être mesurée avec une grande fiabilité, pour chaque position du laser. C'est ce dispositif qui va être utilisé lors des mesures expérimentales présentées par la suite.

VII.7 Mesures d'absorption sur SILHI

VII.7.1 Contrôle informatique des mesures de profils

Deux programmes LabView™ ont été développés afin de contrôler informatiquement les mesures de profils d'absorption laser. Les deux faces avant (écran utilisateurs) des programmes sont représentées sur les figures VII.20 et VII.21. Ces deux programmes permettent respectivement des mesures manuelles et automatiques.

❑ Programme de profils manuels

La figure VII.20 représente la face avant du programme LabView™ de mesure manuelle de profils, c'est à dire qu'il permet des mesures d'absorption à différentes positions choisies. Le fonctionnement de ce programme se déroule en plusieurs étapes :

1. Initialisation du moteur : Configuration du moteur pas à pas et relecture du statut afin de déclencher ou non la mesure.

2. Déplacement du moteur : Ce dernier peut être relatif ou absolu par rapport à la position de départ du moteur. Deux consignes sont possibles pour le déplacement : la position et la vitesse du moteur. A tout moment du déplacement, ces variables sont accessibles.

Le statut du moteur est aussi détectable à tout instant à l'aide de témoins qui signalent l'action du moteur en cours : fonctionnement correct, sens du déplacement...

3. Acquisition : L'acquisition se fait sur un certain nombre de points définissables afin de valider la mesure sur un certain temps, suivie d'une sauvegarde automatique.

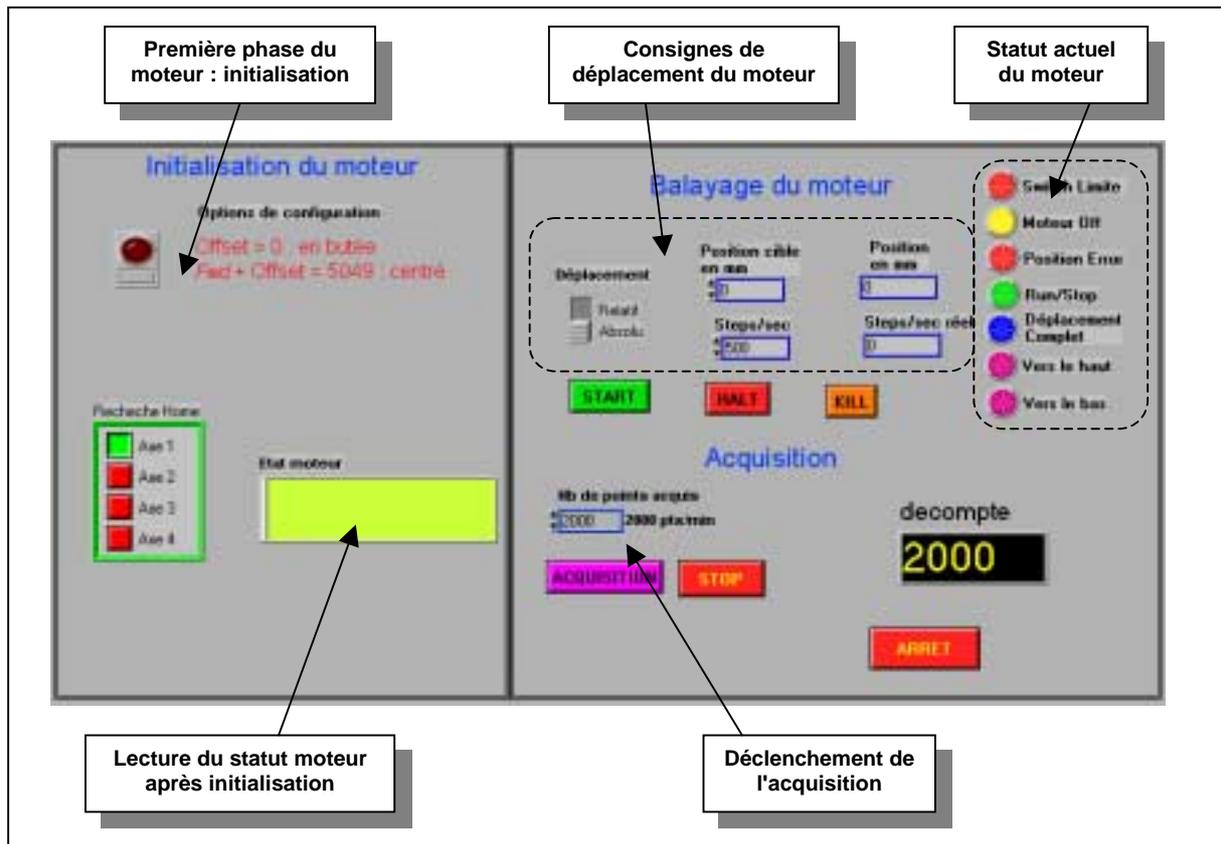


Fig. VII.20 – Face avant du programme LabView™ de mesure manuelle de profil.

□ Programme de profils automatiques

La figure VII.21 représente la face avant du programme LabView™ de mesure de profils automatique, c'est à dire qu'il permet des mesures d'absorption entre deux positions à des intervalles définis lors du lancement. Ce programme se divise aussi en trois étapes :

1. Lecture du statut du moteur : Le moteur est directement initialisé à la mise en route du programme mais une seconde configuration peut être relancée à la suite de laquelle le statut du moteur est donné.
2. Mesure du profil : Les bornes du profil à mesurer sont définies au lancement du programme ainsi que le pas d'incrément. Pour chaque position, l'acquisition de la photodiode mesurant l'intensité du laser transmise est enregistrée.
3. Affichage du profil : Le profil ainsi obtenu est affiché et une possibilité de sauvegarde est proposée.

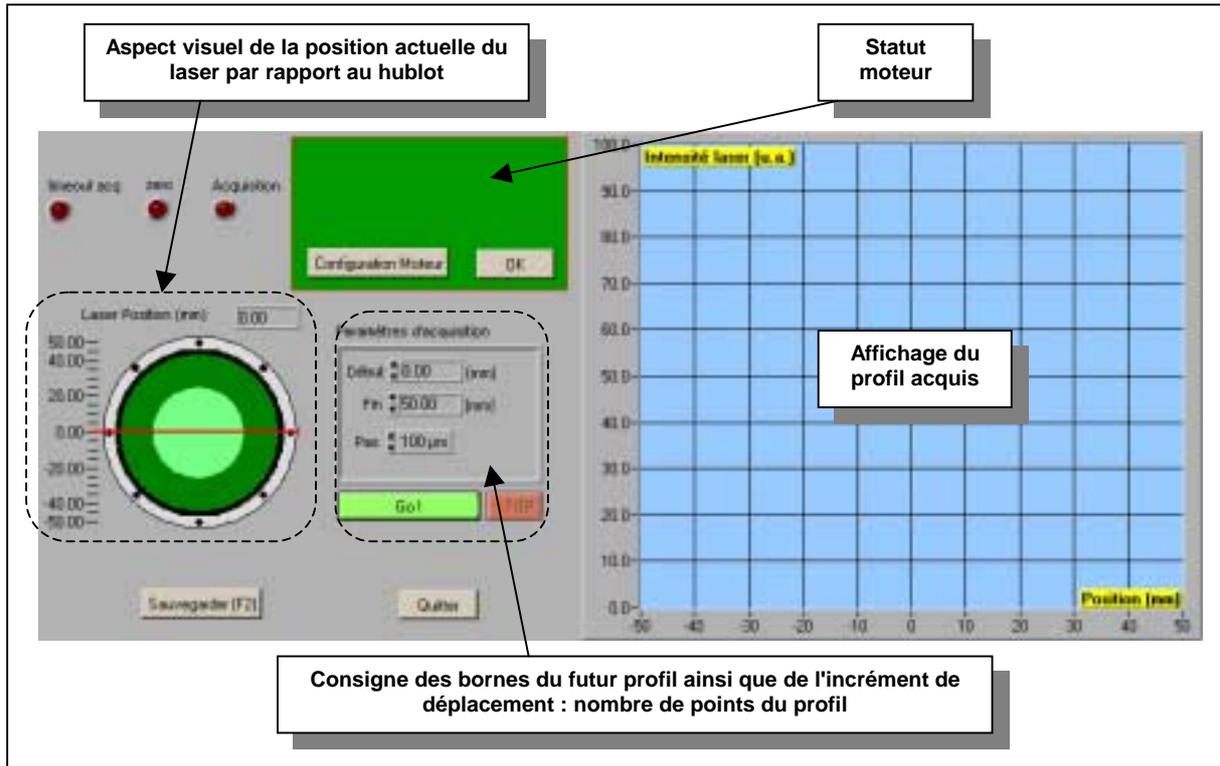


Fig. VII.21 - Face avant du programme LabView™ de mesure automatique de profil.

Avant les mesures de profils, la fiabilité de l'installation optique a été testée avec le premier programme permettant des mesures manuelles afin de valider la mesure d'absorption laser à différentes positions et en fonction du temps.

VII.7.2 Etude de la fiabilité expérimentale du laser

Suite aux précédentes mesures d'absorption nous allons maintenant travailler avec une injection de krypton à une pression de l'ordre de 4 mPa. Cela permet la détection d'un signal d'absorption à une pression d'injection assez faible afin de moins perturber le faisceau. De plus, à faible pression, nous sommes dans le régime de variation linéaire de la quantité du nombre de métastables en fonction de l'intensité du faisceau conforme à l'obtention d'un profil.

Les conditions expérimentales concernant le faisceau de protons sont une intensité maximale de 60 mA et un pulse de 700 ms toutes les 2 s. Ce pulse est assez long car l'acquisition informatique a une réponse assez lente par rapport à une simple carte d'acquisition électronique.

VII.7.2.1 Fiabilité de la mesure d'absorption laser dans le temps

Les mesures de profils par absorption laser nécessitent une certaine fiabilité dans le temps car il sera utile lors de l'exploitation de l'instrument de comparer des profils acquis à différentes périodes de fonctionnement de la machine.

La fiabilité a été testée sur trois mesures faites à 10 min d'intervalle. Les résultats sont représentés sur la figure VII.22 où la courbe bleue représente la détection du rayonnement laser à la suite de la traversée du tube à vide sans présence de faisceau de protons, c'est à dire

sans milieu absorbant. Les trois autres courbes sont les mesures acquises lors du passage du faisceau pulsé au sein de l'enceinte contenant le krypton injecté.

Remarque : Les trois courbes pulsées sont en déphasage car le déclenchement de l'acquisition est totalement aléatoire puisque manuel. Toutefois la vitesse du pulse est bien adaptée à la mesure puisqu'un point affiché sur la courbe représente comme pour les mesures spectroscopiques une moyenne de 1000 points acquis à la vitesse de 500 000 pts/s.

Plusieurs remarques sont à faire sur la figure VII.22 :

- ❑ En absence de faisceau, l'intensité laser détectée est bien égale à celle observée lorsque la source de protons était arrêtée.
- ❑ Les mesures d'absorption sont bien reproductibles que cela soit sur une série de mesures pour plusieurs pulses ou pour plusieurs séries de mesures avec un intervalle de temps de 10 min.
- ❑ L'absorption mesurée dans tous les cas est de l'ordre de 10 %

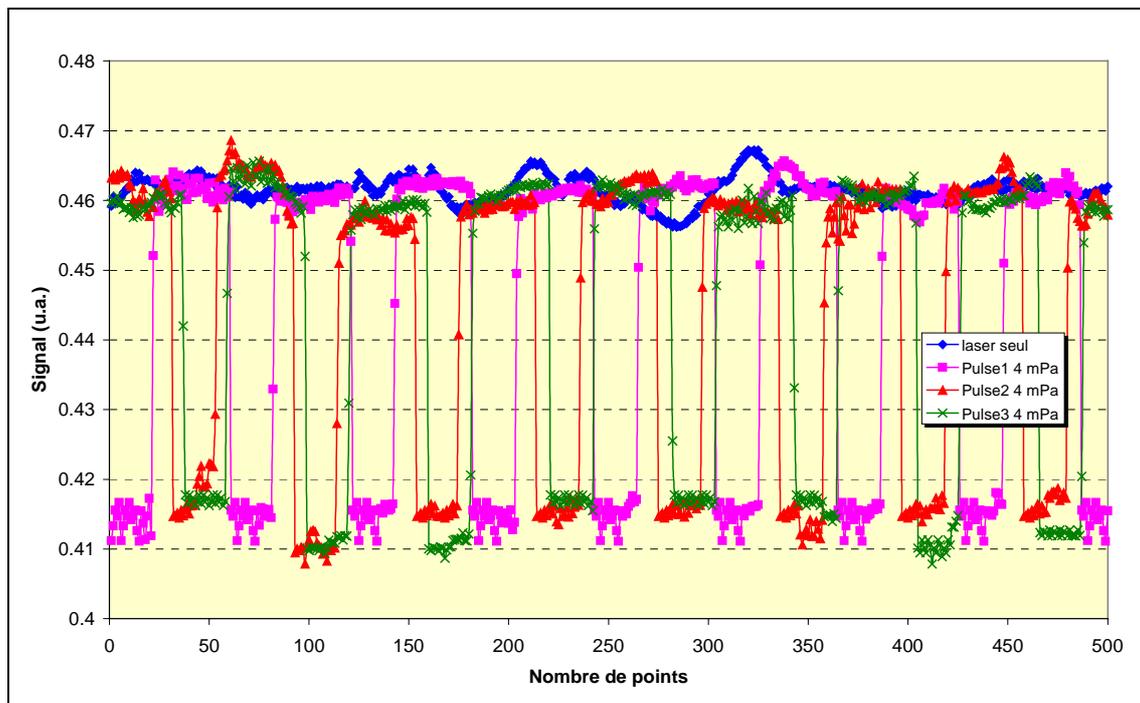


Fig. VII.22 – Fiabilité des mesures d'absorption laser.

La démonstration de la reproductibilité de la mesure a donc été faite pour une période de 30 min au cours de laquelle, aucun changement brutal des conditions de l'environnement du laser n'a eu lieu. Nous verrons par la suite, que comme le préfiguraient les mesures préliminaires en laboratoire, des variations des conditions expérimentales de l'environnement auront des effets néfastes sur la mesure.

VII.7.2.2 Vérification de l'existence du régime de diffusion

D'après l'étude théorique, précédemment faite, les mesures de profils de faisceau vont se faire avec un régime de perte des métastables dominant : la diffusion. Cette dernière a

semblé être observée lors de la mesure du premier profil à l'aide de la lampe spectrale. Toutefois, la divergence du faisceau lumineux incident ainsi que sa taille ne pouvait pas nous permettre d'avoir une totale confiance dans la mesure. L'utilisation du laser rend, maintenant, possible la vérification de l'existence de l'absorption en dehors du faisceau.

En effet, avec un faisceau de protons, d'une taille optique de 10 mm, centré au milieu du tube à vide, la détection d'une absorption aux positions -20 mm et $+20$ mm par rapport au centre du tube (cf. figure VII.23), valide la présence de diffusion des métastables.

Remarque : Ces dernières mesures ont été faites avec le même souci de fiabilité que les précédentes. Les résultats sont donc totalement valables.

VII.7.2.3 Régime linéaire entre l'absorption et l'intensité du faisceau

Lors de l'étude expérimentale de l'absorption sur SILHI, nous avons observé une évolution de cette dernière en fonction de l'intensité du faisceau de protons. Ces mesures nous avaient permis de valider le régime de perte dominant, sans phénomène de saturation. Cela induisait la diffusion dominante, ce qui vient d'être vérifié. Toutefois, cette mesure s'est faite sur la totalité du faisceau alors que là, avec le laser, nous allons pouvoir vérifier que cette évolution est bien réelle pour plusieurs positions transverses.

La figure VII.23 représente donc trois mesures d'absorption en fonction de l'intensité du faisceau. Elles ont été faites à trois positions transverses distinctes : 0 mm, -20 mm et $+20$ mm. Lors des mesures, la taille optique du faisceau était de 10 mm.

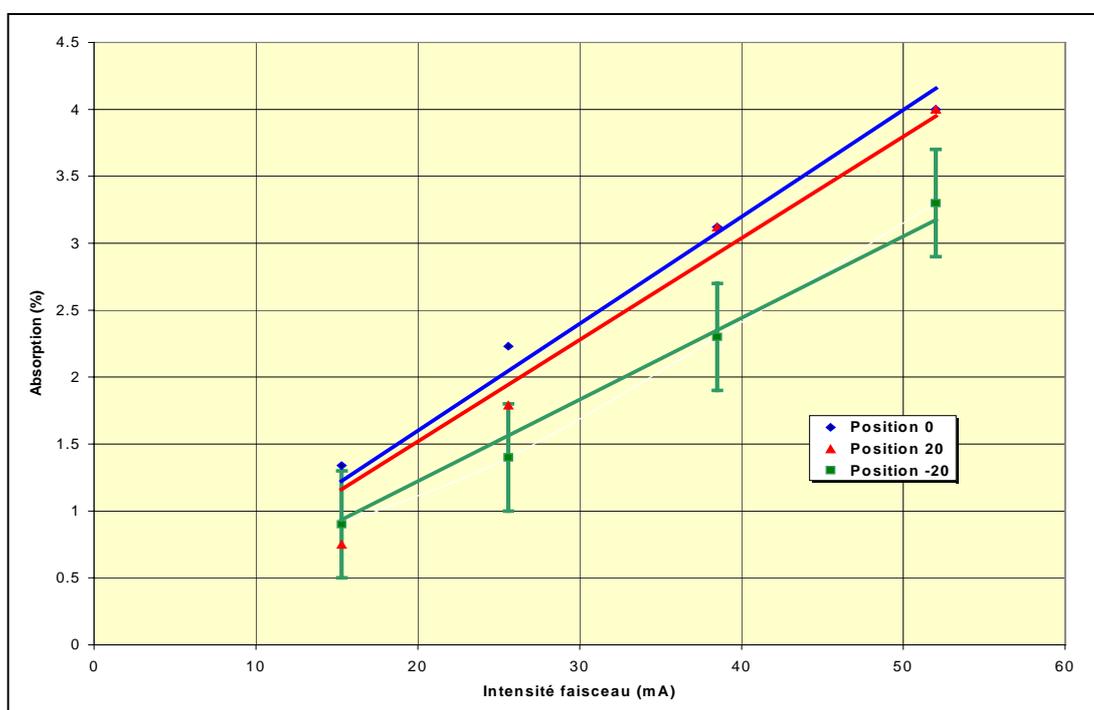


Fig. VII.23 – Evolution de l'absorption laser en fonction de l'intensité faisceau pour différentes positions transverses.

Pour la position -20 mm, des barres d'erreurs sont présentées. Ces dernières ont été définies à partir des mesures. En effet, chaque point correspond à une moyenne obtenue sur

une dizaine de pulses de faisceau. Ces barres d'erreur sont tout à fait applicables aux autres positions transverses, mais par souci de clarté des courbes, elles n'ont pas été reportées sur la figure VII.23. Les fits linéaires passant par 0 sont bien dans la marge d'erreur. Cette mesure confirme bien le régime linéaire de l'absorption en fonction de l'intensité du faisceau dans les conditions expérimentales choisies pour le profileur laser et pour chaque position transverse.

D'autre part, l'absorption pour la position 0 est la plus élevée. Cela est très encourageant car le faisceau étant centré en 0, la quantité de protons la plus importante est bien à cette position.

VII.7.2.4 Existence de problèmes expérimentaux liés au laser

□ Effet de la température de l'environnement :

Nous avons précédemment parlé de l'effet que pouvaient avoir les conditions extérieures sur la fiabilité des mesures expérimentales. En effet, une hausse de la température externe peut engendrer une modification du fonctionnement de la cavité laser ayant pour conséquence un changement de la longueur d'onde émise. L'effet Peltier corrige de petites variations de température et procure ainsi une certaine stabilité du laser dans le cas de faibles évolutions.

La figure VII.24 montre l'effet que peut avoir une hausse importante et rapide de la température de l'environnement extérieur du laser sur une mesure de profil.

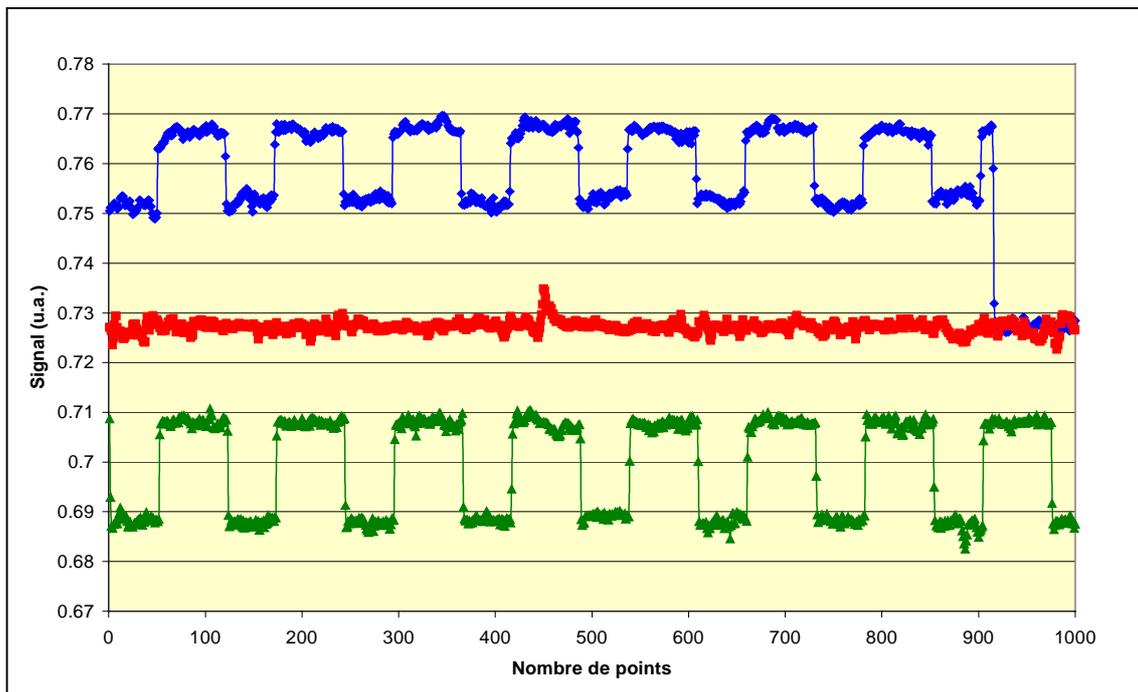


Fig. VII.24 – Effet d'une variation importante de la température extérieure sur les mesures d'absorption laser.

Description des courbes :

- ❖ La courbe bleue représente une mesure classique d'absorption sur un faisceau de protons pulsé (1.4s/4s). L'absorption moyenne est de 2%. Une perte brutale du signal d'absorption

au dernier pulse est observée. Cela signifie que la longueur d'onde émise par le système laser ne correspond plus à une raie d'absorption du milieu. Par la même occasion, l'intensité a été modifiée.

Ce changement de fonctionnement du système laser est dû à une grande variation de température de l'environnement extérieur car l'effet Peltier n'arrive plus à accomplir son rôle de maintien en température et au-delà d'un certain décalage, il ne fait plus effet.

- ❖ La courbe rouge est la mesure du signal laser après son désaccord en longueur d'onde. Son intensité est à nouveau stable alors que le faisceau de protons est toujours pulsé, la nouvelle longueur d'onde du laser est telle que le milieu "absorbant" est devenu transparent pour cette dernière.
- ❖ La courbe verte représente le signal laser à nouveau absorbé par la présence du faisceau de protons à la suite d'un nouvel accord en longueur d'onde. Ce dernier a été obtenu en ne modifiant que la tension du cristal piezo - électrique. Le signal d'intensité est tout de même plus faible car comme vu précédemment, la transmission du réseau a été modifiée.

De plus, l'absorption retrouvée, de 3%, est légèrement différente par rapport à la précédente malgré aucun changement des conditions expérimentales propres au faisceau protons et au gaz injecté. Cela montre bien la complexité de fiabiliser un tel instrument.

□ Effet des vibrations dues au moteur :

Dans les meilleures conditions expérimentales possibles (température constante), la fiabilité de la mesure à la suite d'un déplacement motorisé a été testée. Ce n'est que pour une faible vitesse (~ 0.2 cm/s) que la reproductibilité a été trouvée. Cette vitesse sera utilisée pour la suite.

Remarque : *La valeur de la vitesse estimée est une moyenne car afin de diminuer la perturbation du faisceau optique, le démarrage et l'arrêt du moteur se font à des vitesses progressives.*

VII.7.3 Mesures de profils du faisceau de protons

A la suite des problèmes expérimentaux rencontrés et précédemment cités, les mesures de profils automatiques, à l'aide du programme LabView™ présenté sur la figure VII.21, n'ont pas pu être faites. Seules des mesures manuelles d'absorption laser à différentes positions sont actuellement possibles. Un point d'un profil acquis correspond donc à une mesure moyenne d'absorption sur plusieurs pulses de faisceau à la position donnée.

VII.7.3.1 Profils mesurés

La figure VII.25 présente les profils de faisceau ainsi obtenus pour un faisceau de protons de tailles différentes. Chaque point constituant le profil sont espacés de 2 mm. Les tailles optiques des faisceaux mesurés sont respectivement de 10 et 20 mm.

Entre ces deux mesures de profil, le laser a été arrêté. La seule possibilité de comparer les deux courbes de manière correcte est alors de superposer les mesures d'absorption normalisées.

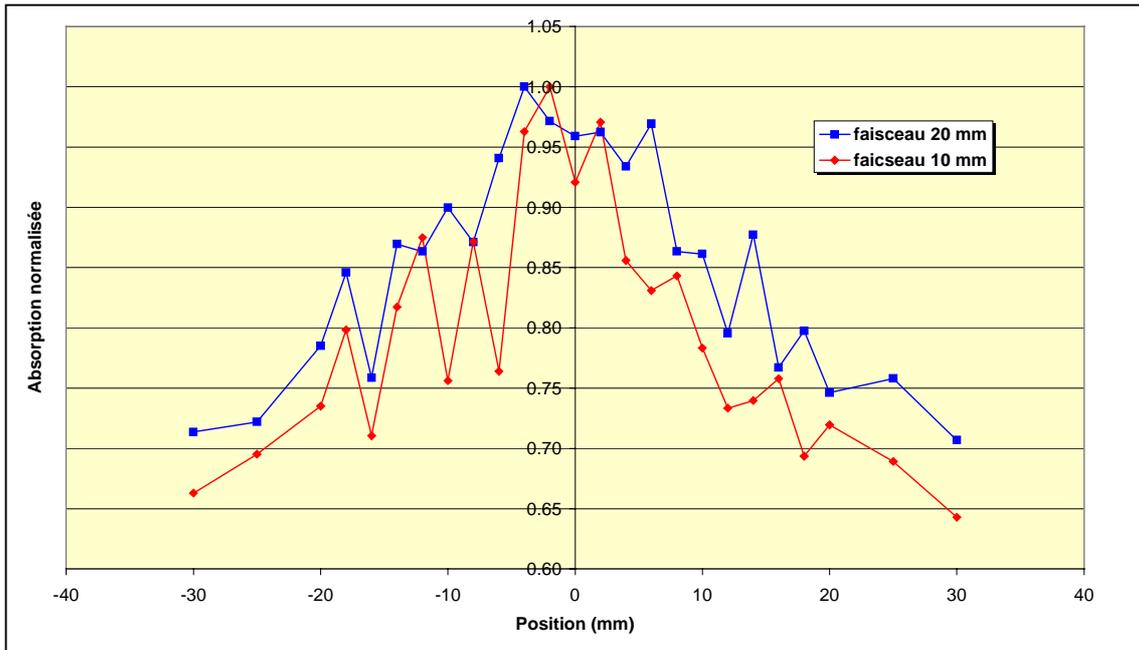


Fig. VII.25 – Profils de faisceau obtenus par absorption laser.

VII.7.3.2 Analyse des mesures

A partir de ce résultat, nous voyons que le profil du faisceau n'est pas directement visible, puisque la diffusion des métastables engendre un élargissement du profil d'absorption. Toutefois, les profils obtenus sont centrés par rapport au centre du tube, ce qui est tout à fait réaliste par rapport à la détection optique (caméra CCD) de la position du centroïde du faisceau.

La seule différence entre les deux profils est la taille. En effet, cette dernière a été modifiée d'un facteur 2 entre la courbe rouge et la courbe bleue. Cette évolution peut être visible sur la partie centrale des faisceaux avec une taille de 10 mm pour la courbe rouge et un élargissement allant jusqu'à 20 mm pour la courbe bleue. Nous pouvons donc penser être en présence de la superposition du vrai profil de protons, et de la courbe de diffusion des métastables vers les parois.

Par contre, une structure aléatoire a été mise en évidence lors de ces mesures : des variations brutales d'absorption entre deux points de mesure espacés de seulement 2 mm. Ce phénomène est présent sur ces courbes, mais aussi sur toutes celles mesurées. Cette oscillation met en évidence un problème de mesure, car la variation brutale d'absorption observée n'est pas du tout physique. En effet, comme lors de l'utilisation des fils d'un profileur classique, le signal acquis par le laser est intégré sur la totalité du faisceau. Depuis le début, nous supposons que le faisceau est à symétrie de révolution, cela implique que la structure interne du faisceau s'il y en a une, ne peut qu'à son tour suivre cette symétrie. Le signal laser obtenu lors des mesures n'est autre qu'une valeur moyenne des structures rencontrées (figure VII.26). Ces dernières lui sont totalement imperceptibles.

Les oscillations détectées sont donc des erreurs de mesures liées à l'expérimentation. Toutefois, leurs origines restent à définir.

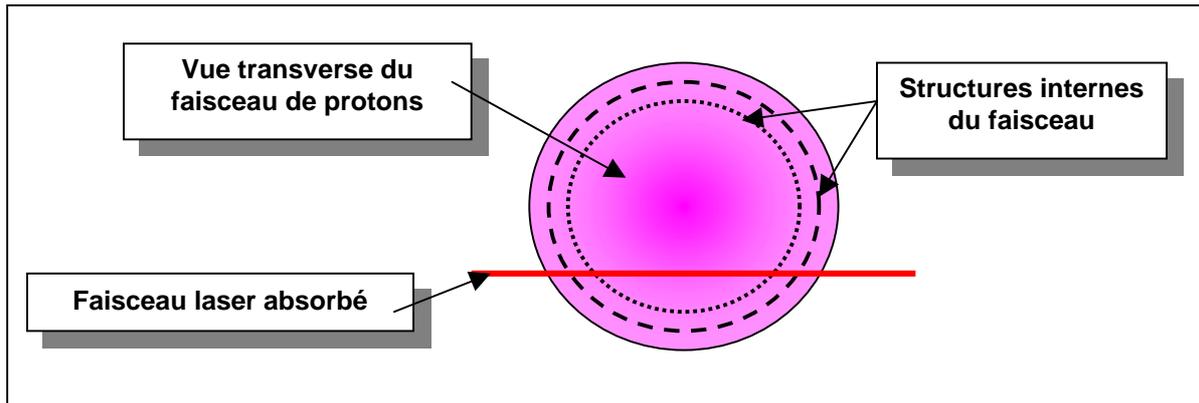


Fig. VII.26 – Schéma représentant l'impossibilité des oscillations observées sur les profils mesurés.

Suivant le chapitre précédent, la variation brutale d'un signal d'absorption dépend de différents paramètres : l'accord en longueur d'onde, l'intensité incidente I_0 , la densité des métastables produits et enfin la distance parcourue au sein du milieu absorbant.

□ ***L'accord en longueur d'onde et l'intensité I_0***

La stabilité de ces deux variables est contrôlée par le montage expérimental précédemment présenté. Effectivement, ce dernier permet une vérification continue de l'accord en longueur d'onde, ainsi que le taux d'absorption par l'utilisation de la lampe spectrale. Les mesures ainsi présentées n'ont été retenues que dans des conditions stables d'accord et d'intensité. Ces variables ne peuvent donc pas être la cause d'une erreur expérimentale.

□ ***La densité de métastables produits***

Cette quantité dépend de la densité de gaz injecté, ainsi que de l'intensité du faisceau. Lors des mesures, le débit de gaz injecté a été maintenu à une valeur constante, ainsi que l'intensité du faisceau. Ces deux paramètres ne sont donc pas à mettre en cause.

□ ***La longueur d'interaction***

Ce paramètre est le dernier à prendre en considération pour des variations d'absorption en fonction de la position transverse. Afin que cette dernière fluctue, deux hypothèses sont possibles :

1. Variation de la taille du faisceau au cours des mesures
2. Nombre de passage supérieur à 1 et fluctuant en fonction de la position du laser

La première hypothèse n'est pas possible car lors des mesures, l'intensité du faisceau est restée stable, ainsi que tous les éléments du transport du faisceau. Cela induit donc une impossibilité de fluctuation de la taille du faisceau.

Par contre la deuxième hypothèse est possible, le laser peut avoir de multiples passages au sein du milieu absorbant du fait de la "mauvaise" qualité optique des hublots. Des

réflexions sont tout à fait envisageables et ces dernières peuvent varier en fonction de la position du laser sur les hublots.

Au cours des études préalablement faites sur les plasmas, ce phénomène est déjà apparu et la solution apportée est une modification complète du chemin optique, afin d'arriver sur les hublots avec un angle d'incidence déterminé, pour limiter la possibilité de détection des réflexions parasites. En effet, il est aisé de concevoir que ces dernières soient plus facilement détectables avec un angle d'incidence de 90° par rapport à un autre angle connu. Cela devient un problème d'optique géométrique à résoudre !

Conclusion

Après avoir présenté l'aspect mécanique du profileur par absorption laser et les sécurités nécessaires lors de l'utilisation d'un laser, ce dernier a été décrit. En effet, le choix d'une diode laser couplée avec une cavité externe a semblé plus approprié à notre étude. Cette dernière peut émettre plusieurs longueurs d'onde, il a donc fallu mettre au point une instrumentation précise, afin de déterminer l'accord en longueur d'onde d'absorption : contrôle informatique du laser et utilisation de cellules gazeuses.

Suite à l'instrumentation, des premiers tests se sont déroulés sur le faisceau de protons de la source SILHI. Ces derniers ont levé le voile sur plusieurs difficultés expérimentales liées soit proprement au laser, soit à l'environnement extérieur de ce dernier. En effet, des variations de température, de champ électrique ou encore des vibrations ont des conséquences néfastes sur la qualité du laser en terme de stabilité de l'intensité ainsi qu'en fiabilité de l'accord de la longueur d'onde.

Des solutions apportées à ces divers problèmes ont permis des mesures fiables sur le faisceau de protons, de telles sortes que la variation linéaire de l'absorption en fonction de l'intensité du faisceau soit retrouvée. De plus, cette variation a lieu à des positions intérieures ou extérieures au faisceau. Cela prouve aussi l'existence prévue du phénomène de diffusion des métastables vers les parois.

Enfin, des mesures de profils ont pu être faites de manière manuelle sur un faisceau de protons pulsé. Des oscillations non physiques ont ainsi été mises en évidence. Ces dernières amèneraient à croire en l'existence de réflexions parasites sur les hublots, entraînant lors du déplacement transverse, à des variations brutales d'absorption correspondant à des fluctuations du nombre de parcours au sein même du plasma causé par l'angle d'incidence de 90° .

Références

[VII.1] : R. Gobin, *Laser TEC 500 type Littman avec driver MLD 1000*, Rapport interne, 06/2000.

Chapitre VIII

Conclusion générale et perspectives

Au cours de ce travail, nous avons étudié un nouveau type d'instrumentation, basé sur le phénomène optique de luminescence, pour obtenir un profil de faisceau. Les études menées comprennent la description théorique de l'interaction des protons avec le gaz résiduel, les mesures spectroscopiques de la luminescence engendrée, avec ou sans gaz ajouté, et l'étude de l'absorption optique.

Lors de cette thèse, beaucoup de problèmes ont été soulevés, tant théoriques qu'expérimentaux, il s'agit notamment de :

- La diffusion des métastables qui engendre un élargissement des profils observés,
- La complexité de l'utilisation d'un laser, en terme de sécurité mais aussi de rigueur du chemin optique,
- L'importance de la compensation de charge d'espace sur la distribution des particules constituant le gaz résiduel.

Ce travail peut être approfondi dans différentes directions. Tout d'abord, une modélisation de l'émissivité optique du plasma peut aboutir à un calcul analytique capable de faire corroborer le profil observé par caméra avec celui d'un profileur classique. De même, un modèle cinétique de l'évolution des métastables permettra d'obtenir un moyen de déconvoluer les profils, obtenus par absorption, élargis par leur diffusion vers la paroi. Sur le plan expérimental, l'amélioration du dispositif optique est tout à fait nécessaire afin de pouvoir travailler avec un faisceau de protons continu. D'autre part, nous avons vu que le système d'injection de gaz actuel, avec les conductances n'est pas du tout viable à long terme sur l'accélérateur IPHI. Il faut donc développer un nouveau dispositif d'injection gazeuse (un jet ou un "film") capable de le remplacer.

Avant notre travail, certains phénomènes étaient étudiés de manière distincte, comme la compensation de charge d'espace et la luminescence du faisceau. Maintenant, suite à l'étude faite au cours de cette thèse, les raisonnements sont tout autres. En effet, on peut maintenant supposer que les électrons sont sources de luminescence parasite en dehors du faisceau.

L'extension spatiale de cette dernière est directement liée à celle des électrons. Les trajectoires de ces derniers, étant à leur tour, reliée à la compensation de charge d'espace, il faut imaginer une mesure de profil par luminescence dans un endroit de la ligne où la charge d'espace est bien compensée.

Au cours du travail, différents phénomènes ont été observés, comme l'allumage de décharges. Certaines hypothèses explicatives ont été proposées, mais il est clair que d'autres études plus approfondies devront être faites avant de pouvoir envisager l'extrapolation à plus haute énergie et affirmer que de telles techniques optiques peuvent fonctionner après le RFQ, c'est à dire à une énergie de 5 MeV.

Toutefois, l'efficacité de ces nouvelles techniques est relative à l'objectif fixé au préalable. En effet, la technique de luminescence et d'absorption laser sont des méthodes totalement non interceptives et permettent de bien visualiser le centroïde du faisceau. Au contraire, si le but est d'observer les bords du faisceau, les méthodes optiques ne sont pas encore assez efficaces.

A la suite de cette thèse, il est possible de concevoir des nouvelles méthodes de profilométrie, tant avec un laser qu'en utilisant la luminescence. En effet, la technique de l'absorption laser peut être envisagée sur des atomes radiatifs. Cela existe déjà en physique des plasmas mais n'est pas encore concevable sur un accélérateur de particules, du fait de la fragilité de l'instrument. Le chapitre V, utilisant le décalage Doppler de la raie H_{α} , soulève, quant à lui, un point très intéressant qui peut être exploité dans le futur. Le fait d'observer un décalage doppler, à la longueur d'onde correspondant aux protons, rend les autres particules indétectables, que ce soient les H_2^+ , les H_3^+ ou les électrons. Il reste à définir la possibilité expérimentale d'une telle mesure de profil.