



HAL
open science

Étude expérimentale des collisions de redistribution et d'échange dans le niveau 2^3P de l'hélium

Ali Dia

► **To cite this version:**

Ali Dia. Étude expérimentale des collisions de redistribution et d'échange dans le niveau 2^3P de l'hélium. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris sciences et lettres; Université Saint-Joseph (Beyrouth), 2021. Français. NNT : 2021UPSLE022 . tel-03813505

HAL Id: tel-03813505

<https://theses.hal.science/tel-03813505v1>

Submitted on 13 Oct 2022

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.



THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à Ecole Normale Supérieure
Dans le cadre d'une cotutelle avec l'Université Saint-Joseph de Beyrouth

**Etude expérimentale des collisions de redistribution et
d'échange dans le niveau 2^3P de l'hélium.**

**Experimental study of redistribution and exchange
collisions in the 2^3P level of helium.**

Soutenue par

Ali Dia

Le 7 Mai 2021

Ecole doctorale n° 564

Ecole doctorale Ile de France

Ecole doctorale - Liban

**Ecole doctorale Sciences et
Technologies (USJ)**

Spécialité

Physique atomique



Composition du jury :

Roger Lteif Professeur, Université Saint-Joseph	<i>Président</i>
Mahmoud El Korek Professeur, Beirut Arab University	<i>Rapporteur</i>
Hervé Gilles Professeur, Ecole publique d'Ingénieurs Centre de Recherche, ENSICAEN	<i>Rapporteur</i>
Agustin Palacios-Laloy Ingénieur de recherche, CEA-LETI	<i>Examineur</i>
Pierre-Jean Nacher Directeur de recherche, Laboratoire Kastler Brossel	<i>Directeur de thèse</i>
Marie Abboud Professeur, Université Saint-Joseph	<i>Directrice de thèse</i>
Geneviève Tastevin Chargée de recherche, LKB	<i>Invitée</i>





RÉSUMÉ

Ce travail de thèse a consisté en une étude expérimentale de l'effet des collisions binaires entre atomes dans l'état 2^3P d'une part et entre 2^3P et 1^1S d'autre part sur les populations des sous-niveaux magnétiques de cet état excité. Les états 2^3P , 2^3S et 1^1S sont impliqués dans le pompage optique par échange de métastabilité de l'hélium et ces collisions sont soupçonnées d'en limiter l'efficacité. La caractérisation précise de l'effet des collisions a été réalisée par spectroscopie laser d'absorption sur la transition $2^3P - 3^3S$, en utilisant une configuration de pompe-sonde doublement résonante. Une diode laser à 1083 nm, peuple sélectivement les sous-niveaux de l'état 2^3P , ensuite sondés par une diode laser 706.5 nm, balayée sur toute la transition $2^3P - 3^3S$. Nous présentons d'abord un calcul théorique des niveaux atomiques et des transitions optiques impliqués dans les isotopes de l'hélium. Puis nous décrivons les modèles simples d'équations d'évolution des populations, qui nous permettent d'interpréter les observations expérimentales, en considérant différents effets possibles, comme un changement interne du sous-niveau (m_J ou m_F), de niveau J ou F , avec ou sans changement de la vitesse des atomes. A partir des spectres d'absorption enregistrés, nous identifions les populations des niveaux pompés ainsi que celles résultant de changements de niveaux. La première série de résultats de l'étude expérimentale des écarts de fréquence des raies d'absorption est en excellent accord avec les valeurs attendues, compte tenu des structures Zeeman en présence d'un champ magnétique, la structure hyperfine pour l'état 3^3S de ^3He et du décalage isotopique $^3\text{He} - ^4\text{He}$. Ensuite, les formes des spectres d'absorption ont été étudiées en fonction de l'intensité de pompe utilisée. Enfin nous décrivons l'étude des effets de collisions dans ^4He , à diverses pressions (0.13 à 4.27 mbar). A partir des valeurs des aires des raies d'absorption, nous mesurons les populations dans chaque niveau de l'état 2^3P , pour finalement déduire les taux de transfert par collision comparés à la littérature et discutés dans la perspective des limitations de la technique du pompage optique par échange de métastabilité.

MOTS CLÉS

Hélium, spectroscopie laser d'absorption, redistribution collisionnelle, Transfert d'excitation

ABSTRACT

This work consisted in an experimental investigation of the effect of collisions in the 2^3P state, and between the 2^3P and the fundamental 1^1S states, on the populations of the 2^3P magnetic sublevels. The 2^3P , 2^3S , and 1^1S states are involved in metastability exchange optical pumping in helium and these collisions are currently suspected to limit its efficiency. Accurate characterization of the collisional redistribution of atoms has been achieved by a laser absorption spectroscopy technique on the $2^3P - 3^3S$ transition using a double-resonance ladder scheme and two tunable monochromatic lasers. A laser diode at 1083 nm selectively populates sublevels of the 2^3P state, while all populations are probed by a laser diode at 706.5 nm scanned over the entire $2^3P - 3^3S$ transition. We present a theoretical calculation of the relevant level structure of helium as well as simple models with the rate equations for the populations, suitable for interpretation of the experimental observations by considering various processes such as changes of sublevel m_J or m_F , of level J or F , with or without change of atoms velocity. From scans of the probe laser frequency, we identify the populations of pumped levels as well as those resulting from the transfer of atoms from other levels. A first set of experimental results from the study of the absorption line profiles is in excellent agreement with the previously calculated values for the Zeeman structures, the hyperfine structure of the 3^3S state of ^3He and the $^3\text{He} - ^4\text{He}$ isotopic shift. The shapes of the absorption spectra were studied as a function of the pump intensity used. Finally, we present the study of the effects of collisions in ^4He , at different pressures, ranging from 0.13 to 4.27 mbar. It was also applied to isotopic mixtures, at different pressures, where the excitation transfer can be directly observed. The values of integrated absorption of the spectral lines yields populations in each level in the 2^3P state from which collisional transfer rates can be inferred. These rates are compared with those reported in the literature and discussed from the point of view of the limits of metastability exchange optical pumping technique.

KEYWORDS

Helium, absorption laser spectroscopy, collisional redistribution, excitation transfer.

Remerciements

Ce travail de thèse s'est déroulé entre le mois d'Octobre 2017 et le mois d'Avril 2021, en cotutelle entre le Laboratoire Kastler Brossel au sein du département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure à Paris et l'université Saint-Joseph au Liban. Je n'aurais pas pu aboutir à ce manuscrit sans certaines personnes que je tiens à remercier vivement.

Je souhaite remercier premièrement le directeur du LKB, M. Antoine Heidmann pour m'avoir accueilli dans cet environnement exceptionnel où j'ai pu apprendre toutes les bases de la recherche académique et expérimentale. Je remercie également le doyen de la faculté de sciences M. Richard Maroun à l'université Saint-Joseph au Liban où j'ai presque vécu plus que huit années.

Je remercie le jury de la thèse et spécialement les rapporteurs M. Mahmoud El Korek, professeur à la Beirut Arab University et M. Hervé Gilles, professeur à l'ENSICAEN pour leur lecture attentive du manuscrit. Je tiens également à remercier M. Roger Lteif et M. Agustin Palacios-Laloy pour avoir accepté de faire parti de mon jury.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance à M. Pierre-Jean Nacher, Mme Marie Abboud mes directeurs de thèse et à Mme Geneviève Tastevin de m'avoir encadré et me soutenir durant ces quatre années. Je remercie vivement Pierre-Jean, mon directeur de thèse à Paris. La richesse de ses connaissances, sa disponibilité, sa rigueur, sa patience et ses qualités humaines m'ont vivement aidé à accomplir ma thèse pendant ces quatre années. Ses "doigts magiques" étaient très précieux pour résoudre n'importe quel problème. Je remercie Marie, qui dès le début a sollicité ma candidature. Ces conseils m'ont permis d'avancer le plus possible dans mon projet. Je tiens aussi à remercier Geneviève. J'ai toujours apprécié les discussions avec elle, surtout ces suggestions et commentaires en relation avec le projet. J'ai eu le plaisir de travailler avec vous tous. Je suis aussi reconnaissant envers les services administratifs et techniques du laboratoire, du département de Physique et de l'université Saint-Joseph.

Je voudrais remercier ma fiancée Eva qui m'a supporté dès le premier jour et a été ma source de motivation. Je remercie mes amis : Mohamed du labo, Nabil, Adnan, Mikeal, Nay, Christelle, Hadi, Rassoul ainsi que tous les autres.

Je pense finalement à mes parents et je tiens à les remercier pour m'avoir toujours soutenu dans mes choix.

Je dédie ce travail à l'âme de mon grand-père qui rêvait de me voir un jour, docteur.

Merci à tous,

Table des matières

1	Introduction	19
1.1	Rappels sur le pompage optique par échange de métastabilité	20
1.2	Facteurs limitants l'efficacité du POEM	21
1.2.1	Perte de moment cinétique induite par la puissance de pompe absorbée	21
1.2.2	Effet de la pression du gaz sur la polarisation nucléaire	23
1.2.3	Origine physique possible de la relaxation induite par le PO	25
1.3	Configuration de double résonance optique sur les transitions $2^3S - 2^3P$ et $2^3P - 3^3S$	26
1.4	Plan du manuscrit	27
2	Structure de la transition $2^3P - 3^3S$ à 706 nm	29
2.1	Structure des transitions à 1083 et 706.5 nm en champ magnétique nul	29
2.2	Structure des transitions à 1083 et 706.5 nm en champ magnétique non nul .	33
2.2.1	Sélection de la vitesse des atomes dans l'état 2^3P	33
2.2.2	Calcul des écarts énergétiques Zeeman dans l' 4He	34
2.2.3	Applications aux raies de pompe D_0 à D_2 de l' 4He	35
2.2.4	Applications à la raie de pompe C_8 de l' 3He	42
2.3	Conclusion du chapitre	46
3	Modélisations de l'évolution des populations dans l'état 2^3P	47
3.1	Equations génériques d'évolution en présence du pompage optique	49
3.1.1	Contribution d'une pompe monochromatique aux équations générales des populations	49
3.1.2	Processus de relaxation dans l'état 2^3S	50
3.1.3	Distribution de vitesse des atomes excités de l'hélium	50
3.2	Limite dans le cas d'une pression et un pompage faibles	51
3.2.1	Pompage faible accordé sur la raie D_0 de polarisation pure dans l' 4He	51
3.2.2	Taux de transitions $2^3S_1 - 2^3P$ pour une pompe monochromatique . . .	54
3.2.3	Largeur des raies d'absorption à 706.5 nm	55
3.3	Redistribution collisionnelle dans l'état 2^3P de l'hélium dans la littérature . .	55
3.3.1	Étude de redistribution collisionnelle présenté par <i>Scheerer</i>	56
3.3.2	Calcul de la section efficace de collisions $1^1S - 2^3P$ par <i>Vrinceanu et al</i>	58
3.4	Modèles simples de redistribution collisionnelle	59
3.4.1	Modèle avec un taux unique de transfert par collisions	59
3.4.2	Modèle avec plusieurs taux de transfert par collisions	62
3.5	Modèles de redistribution collisionnelle avancé : cas du VSOP	79
3.5.1	Modèle prenant en compte la sélectivité en vitesse	83
3.6	Conclusion du chapitre	89

4	Dispositif et protocole expérimentaux	91
4.1	Description des cellules scellées d'hélium	95
4.2	Description du laser pompe à 1083 nm	97
4.2.1	Modulation par un hacheur de faisceau	97
4.2.2	Détermination de l'intensité de pompe absorbée	98
4.2.3	Réglage de la fréquence du laser de pompe	100
4.3	Description du laser 706.5 nm de sonde	102
4.4	Description du polarimètre optique à 706.5 nm	103
4.5	Description des bobines du champ magnétique	105
4.6	Acquisition des données	107
4.7	Caractérisation et optimisation du rapport signal sur bruit	109
4.7.1	Mesure du bruit à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone . . .	109
4.7.2	Choix des boîtiers d'acquisition et de la fréquence d'échantillonnage . .	110
4.7.3	Caractérisation du bruit en présence des lasers de pompe et de sonde .	111
4.7.4	Choix des intensités des lasers	112
4.7.5	Choix de la fréquence de modulation	113
4.8	Caractérisation des mesures de longueur d'onde affichées par le lambdamètre	114
4.8.1	Par le laser de pompe	114
4.8.2	Par le laser de sonde	120
4.9	Protocole expérimental des mesures d'absorption à 706.5 nm	121
4.9.1	Caractérisation de la polarisation des faisceaux pompe et sonde au niveau de la cellule	122
4.9.2	Séquence de mesure	124
4.10	Conclusion du chapitre	125
5	Traitement et analyse des données expérimentales	127
5.1	Traitement des données	128
5.1.1	Caractérisation de la modulation du faisceau pompe	128
5.1.2	Caractérisation du traitement numérique de la détection synchrone . .	128
5.1.3	Programme de moyennage des signaux de sortie des photodiodes et des rampes enregistrés	129
5.1.4	Obtention des spectres d'absorption à 706.5 nm	130
5.1.5	Spectres d'absorption à 706.5 nm	131
5.1.6	Fonction spectrale $*S$ pour les polarisations pures et mixtes	132
5.2	Analyse des spectres d'absorption à 706.5 nm	134
5.2.1	Méthode d'ajustement des spectres d'absorption	134
5.2.2	Caractérisation des formes spectrales et choix de paramètres d'ajuste- ment	137
5.2.3	Profil spectral en fonction du champ magnétique	138
5.3	Détermination des populations et des densités d'atomes	140
5.3.1	Densité totale d'atomes métastables : absorption à 1083 nm	141
5.3.2	Densités d'atomes dans les sous-niveaux sondés de l'état 2^3P : absorp- tion à 706.5 nm	141
5.3.3	Densité totale d'atomes de l'état 2^3P : absorption à 1083 nm	143
5.4	Conclusion du chapitre	144
6	Résultats expérimentaux et interprétation	145
6.1	Résultats des mesures spectroscopiques à 706.5 nm	146
6.1.1	Spectres d'absorption décalés par effet Zeeman	146
6.1.2	Mesures de spectroscopie laser dans les mélanges isotopiques	149
6.1.3	Effets de l'intensité de la pompe et de la pression du gaz	153

6.2	Transfert collisionnel : exploitation des aires totales et comparaison aux modèles simples	160
6.2.1	Mesure du transfert collisionnel de populations dans le niveau $J = 1$ de $l^4\text{He}$	160
6.2.2	Analyse et discussion du modèle à un taux unique de transfert par collisions	162
6.2.3	Analyse et discussion du modèle avec plusieurs taux de transfert par collisions	167
6.3	Comparaison au modèle avancé de la redistribution collisionnelle dans le cas du VSOP	181
Conclusion et perspectives		185
Appendice		189
A Energies des états atomiques et transitions optiques		189
B Matrices et intensités de transition dans l'He en champ magnétique nul		193
B.0.1	Eléments de la matrice de transition $T_{ij}^{(4)}$ dans $l^4\text{He}$	193
B.0.2	Eléments de la matrice de transition ${}^*T_{jk}^{(4)}$ dans $l^4\text{He}$	194
B.0.3	Eléments de la matrice de transition T_{ij} dans $l^3\text{He}$	195
B.0.4	Eléments de la matrice de transition ${}^*T_{jk}$ dans $l^3\text{He}$	196
C Calcul de l'intensité de pompe moyenne		197
D Mesures d'absorption par une sonde longitudinale		199
D.1	Comparaison aux sections efficaces d'absorption	200
E Mesure de la pression du gaz : taux de décroissance de l'absorption à 1083 nm		203
E.1	Modes de diffusion et taux d'amortissement dans les cellules cylindriques . . .	203
E.2	Coefficients de diffusion des atomes métastables de l'état 2^3S dans $l^4\text{He}$. . .	204
E.3	Principe expérimental de la mesure de pression	204
E.3.1	Liste de mesures de pression effectuées dans des cellules d' $l^4\text{He}$ pur . .	205
Références bibliographiques		212

Table des figures

1.1	a) Schéma représentant la technique de pompage optique par échange de métastabilité dans une cellule d'hélium-3; b) Schéma des états atomiques de l'hélium impliqués dans le processus du POEM.	20
1.2	Figure correspondante aux taux de relaxation de la polarisation nucléaire de l'état fondamental, induits par le pompage optique	23
1.3	Figure des polarisations nucléaires maximales $P_{\text{He}\infty}$ obtenues par la technique du POEM en fonction de la pression p du gaz	24
1.4	Figure représentant les coefficients de taux de collision calculés et évalués expérimentalement en fonction de la température.	25
1.5	Les différents effets des collisions entre les atomes des états 1^1S et 2^3P , détectés par la technique de double résonance optique.	26
2.1	Diagramme représentant la structure atomique des isotopes de l'hélium suivant les positions énergétiques des sous-niveaux Zeeman.	30
2.2	Spectres d'absorption calculés pour une polarisation π de la transition $2^3\text{S} - 2^3\text{P}$ considérée dans nos mesures comme transition de pompe à 1083 nm (a) et de la transition $2^3\text{P} - 3^3\text{S}$ de sonde à 706.5 nm dans l'hélium pour un champ magnétique B nul.	31
2.3	Eléments de matrice de transition ${}^*T_{jk}^{(4)}$ et T_{jk} de ${}^4\text{He}$ et de ${}^3\text{He}$	32
2.4	Valeurs propres des positions énergétiques des sous-niveaux Zeeman de l'état métastable 2^3S (E_S), de l'état 2^3P (E_P) et de l'état excité 3^3S de ${}^4\text{He}$ en fonction du champ magnétique B	34
2.5	Intensités des raies d'absorption de la sonde en fonction des facteurs de décalage en fréquence induits par effet Zeeman d'après l'Eq.(2.15) pour la raie D_0	37
2.6	Intensités des raies de l'absorption de la sonde (${}^*T_{jk}$ tracées en fonction des facteurs de décalages énergétiques induits par effet Zeeman pour la raie de pompe D_1	39
2.7	Intensités des raies d'absorption (${}^*T_{jk}$ tracées en fonction des facteurs de décalages d'absorption de sonde induits par effet Zeeman pour un pompage de la raie D_2	41
2.8	Intensités des raies d'absorption (à partir des coefficients ${}^*T_{jk}$) tracées en fonction des facteurs des décalages énergétiques de l'absorption de la sonde induits par Zeeman pour une pompe sur la raie C_8	44
2.9	Intensités des raies d'absorption (à partir des coefficients ${}^*T_{jk}$) tracées en fonction des facteurs des décalages énergétiques.	45
3.2	Figure représentant le rapport d'intensité de D_0/D_3 tracé en fonction de l'inverse de la pression	57

3.3	Figures des sections efficaces calculées représentant les collisions entre les atomes de l'état fondamental et les états excités 2^3S et 2^3P en fonction de l'énergie de collisions	58
3.4	a) Variation du coefficient de pente réduit $K = K(\tau_{02}; k_{01}, k_{12}) / K(0; k_{01}, k_{12})$ pour différentes valeurs de taux de collision, pour un pompage sur D_0 b) Variation du coefficient de rapport d'aires $R-1$ pour un pompage D_0	66
3.5	Variation des rapports de populations z_a/z_b en fonction du temps de collision réduit τ_{02} entre le niveau $J = 0$ et $J' = 2$ pour un pompage sur D_0	67
3.6	a) Variation du coefficient de pente $K(\tau_{12}; k'_{01}, 1/k_{12})$ pour différentes valeurs de taux de collision, pour un pompage sur D_1 b) Variation du coefficient de rapport d'aires $R-1$ pour un pompage D_1	69
3.7	Variation des rapports de populations z_a/z_b en fonction du temps de collisions réduit τ_{12} entre le niveau $J = 1$ et $J' = 2$ pour un pompage D_1 de polarisation isotrope.	70
3.8	Variation des rapports de populations z_a/z_b en fonction du temps de collision réduit τ_{12} pour un pompage sur D_1 de polarisation π	72
3.9	Variation des rapports de populations z_a/z_b en fonction du temps de collision réduit τ_{12} pour un pompage sur D_1 de polarisation σ	74
3.10	Variation des rapports de populations z_a/z_b en fonction du temps de collision réduit τ_{12} entre le niveau $J = 1$ et $J' = 2$ pour un pompage D_2 de polarisation π	76
3.11	Variation des rapports de populations z_a/z_b en fonction du temps de collision réduit τ_{12} entre le niveau $J = 1$ et $J' = 2$ pour un pompage D_2 de polarisation σ	78
3.12	Spectres d'absorption à 706.5 nm dans une cellule d' ^4He pur de pression égale à 1.06 mbar suite à un pompage sur la transition $2^3\text{S} - 2^3\text{P}_0$ de l' ^4He	80
3.13	Spectres d'absorption à 706.5 nm dans une cellule de mélange isotopique de pression égale à 1.6 mbar d' ^4He + 0.53 mbar d' ^3He suite à un pompage sur la raie C_{34} de l' ^3He	81
3.14	Spectres d'absorption à 706.5 nm dans une cellule de mélange isotopique de pression égale à 3.2 mbar d' ^4He + 1.06 mbar d' ^3He suite à un pompage sur la transition C_8 de l' ^3He	82
4.1	Photo du côté du montage expérimental mis en place pour les mesures de double résonance optique ainsi que le réglage de la fréquence du laser de pompe.	93
4.2	Schéma symbolique du montage expérimental de double résonance optique et d'absorption saturée	94
4.3	Photo montrant les deux cellules d'hélium autour desquelles des électrodes sont enroulées	96
4.4	Image du hacheur optique utilisé dans nos expériences	97
4.5	Schéma des différentes mesures de puissance à l'aide d'un wattmètre	99
4.6	a) Image du faisceau laser 1083 nm après le diaphragme prise par un analyseur de faisceau b) Image du diaphragme	99
4.7	Signal caractéristique de l'absorption saturée pour un balayage sur la raie C_8	100
4.8	Graphique représentant le signal d'erreur construit à partir du signal d'absorption saturée	101
4.9	a) Structures des différents modes de la diode laser donnée par Toptica. Le laser émet la fréquence avec le gain maximum b) Schéma de la diode laser DL100 donnée par Toptica.	102

4.10 a) Variation de la longueur d'onde λ du laser sonde en fonction du temps b) Variation de la longueur d'onde λ du laser sonde en fonction de sa température	103
4.11 Schéma du polarimètre utilisé pour la détection du faisceau sonde	104
4.12 Variation du champ magnétique selon ses 3 directions x , y et z en fonction du courant électrique branché dans chaque ensemble de bobines	105
4.14 Cartes de champ calculées pour la paire de bobines B_x (a) et B_y (b), avec une longueur extérieure de 73.5 cm et une séparation moyenne de 17 cm pour B_x et une longueur extérieure de 78.5 cm et une séparation moyenne de 24 cm pour B_y	106
4.15 Photo de la fenêtre du programme d'acquisition HighFreq. utilisé dans nos mesures.	108
4.16 a) Comparaison des niveaux de bruit pour 3 ensembles de boîtiers d'acquisition de données (Entrée + Sortie). b) Comparaison des niveaux de bruit pour 3 fréquences d'échantillonnage	110
4.17 a) Comparaison des niveaux de bruit de 3 différentes configurations du laser de pompe et de sonde sur la photodiode horizontale, avec modulation par un hacheur optique à 1 kHz : b) Comparaison entre les écarts types des 3 mesures en (a)	111
4.18 a) Comparaison en échelle logarithmique des mesures de bruits électroniques de la pompe en fonction de son courant, allant de 35 mA à 120 mA, à l'aide d'un A.D.S. b) Comparaison entre deux signaux de sonde avec et sans atténuation de la pompe	112
4.19 Comparaison entre deux signaux de sonde atténués	113
4.20 a) Comparaison du rapport du signal démodulé G_3 par l'ADS sur la tension \bar{V}_3 de la photodiode en fonction du temps de balayage pour différents fréquences de balayage. b) Comparaison de l'écart type hors résonance pour les différentes fréquences de modulation en (a).	114
4.21 Enregistrements de la différence entre les longueurs d'onde affichées par le lambdamètre de la diode laser de pompe verrouillée sur la raie D_1 (4.21a) ou D_2 (4.21b) et la longueur d'onde 1083 nm	115
4.22 Exemple d'un enregistrement des spectres de transitions C_8 à D_1 lors d'un balayage de température de la diode laser sur une cellule de 0.27 mBar d' ^3He + 0.27 mBar d' ^4He	116
4.23 a) Signal d'absorption saturé, démodulé avec une amplitude de décharge modulée dans une cellule de mélange isotopique (0.27 mBar d' ^3He + 0.27 mBar d' ^4He). b) Différence entre les signaux atomiques et les ajustements gaussiens (en a).	117
4.24 Comparaisons des différentes mesures de longueur d'onde, pour différents jours, aux valeurs attendues pour les transitions D_1 (a) et D_2 (b).	118
4.25 Les écarts de raie déterminés à partir des positions des 4 trous d'absorption saturée mesurée (C_8 , C_9 pour l' ^3He et D_1 , D_2 pour l' ^4He).	119
4.26 Comparaison de trois ensembles de données enregistrées, tirées de la fig.4.25, mais traitées en fonction de la tension de contrôle de température de la diode laser au lieu des valeurs du lambdamètre enregistrées	119
4.27 Graphique représentant les valeurs de longueur d'onde λ affichées par le lambdamètre en fonction du paramètre de contrôle de température T de la fréquence du laser de pompe.	120

4.28	a) Exemple de variation de la longueur d'onde du laser sonde en fonction du contrôle de la commande de la cale piézo pour le laser sonde. b) Différences entre les longueurs d'onde affichées par le lambdamètre et l'ajustement de ces données par un fit linéaire.	121
4.29	Montage vu du côté de la caractérisation de la polarisation du faisceau de pompe.	122
4.30	Variation du rapport V_2/V_{2max} en fonction de l'angle α_1 de l'analyseur avec V_2 la tension transmise et V_{2max} la tension max transmise à PD2.	123
4.31	a) Montage symbolique de la caractérisation de la polarisation du faisceau de sonde. b) Variation de V_3/V_{3max} et V_4/V_{4max} pour une polarisation linéaire horizontale (carrés rouges) et d'autre part la somme de tension $V_3/V_{3max} + V_4/V_{4max}$ pour une polarisation en biais (carrés noirs) en fonction de l'angle du cube polariseur	124
5.1	Détermination de la forme exacte du signal de la puissance du faisceau de pompe transmise et modulée	128
5.2	Exemple de traitement numérique d'un signal de tension par pas à 6dB/oct et à 12 dB/oct	129
5.3	Exemple de deux enregistrements synchronisés au même instant, en fonction du temps de balayage	132
5.4	a) Exemple d'un spectre obtenu avec une sonde $^*D_{12}$ (fig.5.3a) avec le calcul d'aire sous la partie hachurée sous Origin	134
5.5	Exemple d'un spectre obtenu pour une sonde *D_0 de polarisation π en présence d'un pompage D_0 de polarisation π dans une cellule de mélange isotopique de pression égale à 3.87 mbar d' 3He + 0.4 mbar d' 4He . En rouge l'ajustement du spectre par une équation de combinaison de profil lorentzien (en orange) et gaussien (bleu). En vert, la courbe des résidus issue de l'ajustement.	136
5.6	Exemple d'un spectre obtenu pour une sonde $^*D_{12}$ (fig.5.3a) ajusté par une équation de combinaison de profil lorentzien et de profil gaussien (en rouge) : Le spectre de *D_2 , ainsi que celui *D_1 sont ajustés individuellement par une combinaison d'une distribution lorentzienne et d'une distribution gaussienne. En vert, la courbe des résidus issue de l'ajustement global.	136
5.7	Comparaison des résidus des ajustements pour une largeur gaussienne fixe et libre	137
6.1	Spectres de double résonance optique affichant les décalages en fréquences des raies *C_8 et *C_9 , par effet Zeeman.	147
6.2	Spectres de double résonance optique affichant les décalages en fréquence de la raie *D_0 , par effet Zeeman.	148
6.3	Enregistrement comprenant six balayages du laser sonde, autour des raies *C_8 et *C_9 , en présence d'un pompage C_8 dans l' 3He . Chaque période de balayage est numérotée et servira comme repère d'abscisse dans la figure 6.4.	149
6.4	Fréquences correspondant à la transition *C_8 déduites à partir des fonctions d'ajustement lorentziennes. Ces points correspondent aux données de la figure (6.3) et à celles enregistrés le même jour sur une cellule de mélange isotopique de 0.27 mbar d' 3He + 0.27 mbar d' 4He	150
6.5	Mesures des positions centrales (en unité de fréquence) des spectres de la sonde *C_8 (a) et *C_9 (b) pour un pompage C_8 et de la sonde *D_0 (c) pour un pompage D_0	151
6.6	Mesure de la structure hyperfine de la transition $2^3P_0 - 3^3S$ déterminée à partir des différences entre les fréquences centrales des raies *C_8 et *C_9 (Fig.6.5 a et b)	152

6.7 Série de données tracées en fonction des intensités de pompe moyennes pour différentes pressions, compositions de gaz et raie de pompage 154

6.9 Comparaison des largeurs lorentziennes *W_0 du spectre de *D_0 (a) et du spectre de ${}^*C_{89}$ (b) en fonction de la pression du gaz d'hélium pour différentes intensités de pompe (voir la légende). Les symboles dans (b) correspondent aux largeurs lorentziennes *W_8 et les symboles pleins pour les largeurs lorentziennes *W_9 . Les pressions effectives sont calculées en utilisant les équations (6.8 et 6.10) 158

6.10 Spectres d'absorption à 706.5 nm pour une pompe accordée sur la raie D_1 de polarisation π , avec un balayage de la sonde sur les raies ${}^*D_1 - {}^*D_2$ de polarisation σ (a) et π (b) dans une cellule de pression égale à 0.13 mbar d' ${}^4\text{He}$. En rouge, l'ajustement des deux spectres par une fonction lorentzienne. 161

6.11 Variation du rapport $z_7 / (z_6 + z_7 + z_8)$ en fonction de $1/p$ pour une pompe réglée sur D_1 de polarisation π 161

6.12 Test du modèle à taux unique de transfert pour un pompage sur D_0 : Variation des valeurs de $R - 1$ (Eq.3.32) en fonction de $1/\Pi_4$ en échelles logarithmiques pour un pompage D_0 163

6.13 Test du modèle à taux unique de transfert pour un pompage sur D_1 : a) Valeurs de $R - 1$ déduites de l'Eq.(3.34) tracées en fonction de f_R/Π_4 pour un pompage accordé sur la raie D_1 de polarisation linéaire isotrope, π et σ avec les différentes polarisations de sonde. R_{10} représente le rapport d'aire de $A_1/3A_0$ et R_{12} le rapport d'aire de $5A_1/3A_2$. b) Variation du rapport $5A_0/A_2$ qui doit être égal à 1 et correspondant au rapport d'aires des niveaux non pompés ($J = 0$ et 2). 164

6.14 Test du modèle à taux unique de transfert pour un pompage sur D_2 : a) Valeurs de $R - 1$ déduites de l'Eq.(3.39) tracées en fonction de f_R/Π_4 pour un pompage accordé sur la raie D_2 de polarisation linéaire isotrope, π et σ avec les différentes polarisations de sonde. R_{20} représente le rapport d'aire de $A_2/5A_0$ et R_{21} le rapport d'aire de $3A_2/5A_1$. b) Variation du rapport $3A_0/A_1$ qui doit être égal à 1 et correspondant au rapport d'aires des niveaux non pompés ($J = 0$ et 1). 165

6.15 a) Variation des rapports de populations $Z_{ab} - 1$ (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients $R - 1$ (avec R les rapports d'aires pondérées, symboles pleins) en fonction de $1/\Pi_4$ pour un pompage sur D_0 pour $k_{01} = 0$ et $k_{12} = 2$ (a) ou $k_{12} = 0.5$ (b). Les \blacksquare représentent le rapport R_{01} , les \bullet le rapport R_{02} et les \blacktriangle le rapport R_{03} . Pour $k_{12} = 2$, $K_0 = 1.6375$ (Eq.3.67). . . 168

6.16 Variation du rapport d'aires de $5A_1/3A_2$ (\star) correspondant aux sous-niveaux non pompés $J = 1$ et 2 en fonction de $1/\Pi_4$ et le rapport de population z_6/z_1 pour $k_{01} = 0$ et $k_{12} = 2$ (a) ou $k_{12} = 0.5$ (b). 168

6.17 Variation des rapports de populations $Z_{ab} - 1$ (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients $R - 1$ (avec R les rapports d'aires pondérées, symboles pleins) en fonction de $1/\Pi_4$ pour un pompage de polarisation isotrope sur D_0 et D_1 169

6.18 Comparaison respective du rapport des populations des sous-niveaux non pompés z_6/z_1 pour un pompage réglé sur D_0 (symboles verts pleins) et z_9/z_1 pour un pompage réglé sur D_1 (symboles verts creux) aux rapports d'aires pondérés $5A_1/3A_2$ et $5A_0/A_2$ pour $k_{12} = 2$ (a) et $k_{12} = 0.5$ (b). 170

6.19 Variation des rapports de populations $Z_{ab} - 1$ (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients $R - 1$ en fonction de $1/\Pi_4$ pour un pompage sur D_1 de polarisation π et une sonde de polarisation π (a) ou σ (b) 171

6.20	Variation du rapport de populations et des rapports d'aires pondérés des sous-niveaux non pompés pour un pompage réglé sur D_1 de polarisation π , pour les deux sondes de polarisation π et σ et pour $k'_{01} = 0$, $k_{12} = 2$ ou $k_{12} = 0.5$ et $k_{11} = 0.5$	172
6.21	Variation du rapport de populations Z_{ab} (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients R en fonction de $1/\Pi_4$ pour un pompage sur D_1 de polarisation π pour déterminer le rapport $z_7/(z_6 + z_7 + z_8)$. En (a) pour $k_{12} = 2$ et en (b) pour $k_{12} = 0.5$	172
6.22	Variation des rapports de populations $Z_{ab} - 1$ (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients $R - 1$ en fonction de $1/\Pi_4$ pour un pompage sur D_1 de polarisation σ et une sonde de polarisation σ	173
6.23	Variation du rapport de populations Z_{ab} et des rapports d'aires R pondérés des sous-niveaux non pompés pour un pompage réglé sur D_1 de polarisation σ , pour les deux sondes de polarisation π et σ et pour $k'_{01} = 0$, $k_{12} = 2$ ou $k_{12} = 0.5$ et $k_{11} = 0.5$	174
6.24	Variation des rapports de populations $Z_{ab} - 1$ (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients $R - 1$ en fonction de $1/\Pi_4$ pour un pompage sur D_2 de polarisation π et une sonde de polarisation π (a) ou σ (b)	176
6.25	Variation du rapport de populations des sous-niveaux non pompés pour un pompage réglé sur D_2 de polarisation π , pour les deux sondes de polarisation π et σ et les rapports d'aires pondérés pour $k'_{01} = 0$, $k_{12} = 2$ ou 0.5 et $k_{22} = 0.5$	177
6.26	Variation des rapports de populations $Z_{ab} - 1$ (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients $R - 1$ en fonction de $1/\Pi_4$ pour un pompage sur D_2 de polarisation σ et une sonde de polarisation π (a) ou σ (b)	178
6.27	Variation du rapport de populations Z_{ab} des sous-niveaux non pompés pour un pompage réglé sur D_2 de polarisation σ , pour les deux sondes de polarisation π et σ et les rapports d'aires R pondérés pour $k'_{01} = 0$, $k_{12} = 2$ ou 0.5 et $k_{22} = 0.5$	179
6.28	Comparaison des rapports d'aires lorentziens pour un pompage accordé sur la raie D_0 de ^4He en échelles linéaires. Les traits pleins sont des tracés des variations linéaires attendues de l'équation (6.29) pour des valeurs de κ (Eq.6.28) comprises entre 0.2 et 0.6. Les lignes pointillées sont les ajustements linéaires des rapports d'aires lorentziennes.	183
6.29	Comparaison des rapports d'aires lorentziennes étroites sur d'aires gaussiennes larges d'après l'Eq.(6.37). Les traits pleins sont des tracés des variations linéaires attendues pour des valeurs de κ comprises entre 0.2 et 0.6.	184
C.1	Schéma de propagation du faisceau de pompe à 1083 nm à travers la cellule d'hélium selon sa direction de propagation z . Les variations d'intensité le long de la cellule sont dues à l'absorption par le gaz et de la perte par réflexion. Les annotations de droite à gauche : I_0 représente l'intensité transmise à la sortie de la cellule mesurée expérimentalement, I_1 l'intensité du faisceau dans la cellule avant de traverser la face de sortie à $z = L_{cell}$, I_2 l'intensité lumineuse dans la cellule à $z = 0$ et I_3 l'intensité du faisceau transmise.	198
E.1	Exemple d'enregistrements de la décroissance du signal d'absorption $S(t)$ sur la raie D_2 d' ^4He dans la cellule d'1.33 mbar pour trois atténuations de pompe (filtres neutres de densité : ND05 en bleu, +ND2 en noir, +ND2 + ND1 en rouge).	205

Liste des tableaux

2.1	Tableau utilisé sous Origin pour calculer les facteurs de décalage Zeeman à partir des valeurs de m_S , m_J et $*m_S$ pour la transition D_0	36
2.2	Tableau de calcul des facteurs de décalage énergétiques par effet Zeeman de la sonde $*D_1$ pour la raie de pompe D_1	38
2.3	Tableau du calcul des facteurs de décalages énergétiques induits par effet Zeeman de la sonde $*D_2$ pour la raie de pompe à D_2	40
2.4	Tableau de calcul des facteurs des décalages énergétiques par effet Zeeman de la sonde $*C_8$ (a) et $*C_9$ (b) pour la raie de pompe C_8	43
3.1	Liste des notations utilisées pour caractériser les quantités des deux isotopes de l'hélium dans tous les niveaux et sous-niveaux pertinents.	51
3.2	Valeurs des coefficients de pente f_R pour les différentes combinaisons de polarisation pome-sonde. Les valeurs suivies d'un signe \approx sont calculées dans la limite de l'alignement complet dans l'état 2^3S , supposé pour un pompage fort.	62
3.3	Tableau des populations des sous-niveaux directement pompés dans l^4He dans une limite de forte intensité pour différentes raies de pompage.	62
4.1	Composants du montage expérimental utilisé	92
4.2	Compositions et dimensions des cellules scellés d'hélium utilisées	95
4.3	Tableau des paramètres enregistrés dans un fichier .txt à chaque mesure	109
5.1	Fonctions spectrales d'ajustement pour une pompe D_0 et une sonde $*D_0$ en présence du champ magnétique B	138
5.2	Fonctions spectrales d'ajustement pour une pompe D_1 et une sonde $*D_1$ en présence du champ magnétique B . Les fréquences centrales indiquées sont celles du tableau (2.2).	139
5.3	Fonctions spectrales d'ajustement pour une pompe D_2 et une sonde $*D_2$ en présence du champ magnétique B	139
5.4	Fonctions spectrales d'ajustement pour une pompe C_8 et une sonde $*C_8$ en présence du champ magnétique B	140
5.5	Fonctions spectrales d'ajustement pour une pompe C_8 et une sonde $*C_9$ en présence du champ magnétique B	140
5.6	Cas de l^4He : Tableau des expressions des sommes pondérées des populations $*\Sigma$ impliquées dans les aires des trois composantes linéaires de la transition à 706.5 nm, en champ nul, pour les trois polarisations de sonde utilisées dans les expériences.	142
6.1	Statistiques des enregistrements compilés pour les trois raies sondées, à partir des figures (6.5) et (6.6).	152

6.2	Tableau des différentes mesures de pompe-sonde effectuées sur des cellules d'hélium pur et mélanges isotopiques. Notations utilisées : C ₃₄ : C ₃ et C ₄ ; *C ₁₉ : *C ₁ à *C ₉ ; *D ₀₁₂ : *D ₀ , *D ₁ et *D ₂	159
A.1	Liste des énergies calculées dans l'hélium en champ magnétique nul. *E _S /h, E _P /h, et E _S /h de haut en bas dans la partie supérieure du tableau sont pour l' ³ He alors que E _P ⁽⁴⁾ /h dans la partie inférieure du tableau correspondent à l' ⁴ He. La troisième colonne liste les facteurs g _F et g _J de Landé, à bas champs, impliqués dans les déplacements d'énergie Zeeman linéaires pour ces niveaux.	190
A.2	Liste des fréquences de transition optique calculées dans le cas de l' ³ He et l' ⁴ He pour les transitions à 706.5 nm et 1083 nm. Plus précisément, ce sont les décalages de fréquence de toutes les composantes à B = 0, en prenant l'énergie de *C ₁ et C ₁ comme référence pour la transition à 706.5 nm et 1083 nm;	191
B.1	Liste des éléments de la matrice de transition T _{ij} ⁽⁴⁾ dans l' ⁴ He entre les sous-niveaux Y _i et Z _j pour un champ magnétique B = 0. Le nombre quantique m _J désigne les sous-niveaux 2 ³ S et m _{J'} pour les sous-niveaux 2 ³ P. Les couleurs indiquent le vecteur de polarisation de la lumière : rouge pour σ ₊ , noir pour π et bleu pour σ ₋ . Les cases vides du tableau correspondent à des transitions interdites (Δm > 1) et donc des valeurs nulles de T _{ij} ⁽⁴⁾	193
B.2	Liste des éléments de la matrice de transition *T _{jk} ⁽⁴⁾ dans l' ⁴ He entre les sous-niveaux Z _j et *Y _k pour un champ magnétique B = 0. Les couleurs indiquent le vecteur de polarisation de la lumière : rouge pour σ ₊ , noir pour π et bleu pour σ ₋ . Il correspond au changement du moment angulaire entre les valeurs de m _J et *m _J . Les cases vides du tableau correspondent à des transitions interdites (Δm > 1) et donc des valeurs nulles de *T _{jk} ⁽⁴⁾	194
B.3	Liste des éléments de la matrice de transition T _{ij} dans l' ³ He entre les sous-niveaux A _i et B _j pour un champ magnétique B = 0. Les couleurs indiquent le vecteur de polarisation de la lumière : rouge pour σ ₊ , noir pour π et bleu pour σ ₋ . Les cases vides du tableau correspondent à des transitions interdites (Δm > 1) et donc des valeurs nulles de T _{ij}	195
B.4	Liste des éléments de la matrice de transition *T _{jk} entre les sous-niveaux B _j et *A _k dans l' ³ He pour B = 0. La première colonne contient l'indice j du référent au sous-niveau inférieur B _j . Les couleurs indiquent le vecteur de polarisation de la lumière : rouge pour σ ₊ , noir pour π et bleu pour σ ₋ . Il correspond au changement du moment angulaire entre les valeurs de m _F et *m _F , non mentionnés dans ce tableau.	196
E.1	Tableau des coefficients de diffusion des atomes métastables publiés à 1 torr à partir de quatre références.	204
E.2	Tableau des caractéristiques des cellules d' ⁴ He utilisées pour les expériences d'absorption.	205

Liste des Notations

A_i	sous-niveaux de l'état 2^3S de l^3He ($i = 1 - 6$)
a_i	population relative du sous-niveau A_i
$*A_k$	désignant les sous-niveaux de l'état 3^3S de l^3He ($k = 1 - 6$)
B_j	désignant les sous-niveaux de l'état 2^3P de l^3He ($j = 1 - 18$)
b_j	population relative du sous-niveau B_j
B_x	Induction magnétique selon la direction horizontale x
B_y	Induction magnétique selon la direction verticale y
B_z	Induction magnétique selon la direction de propagation z des faisceaux laser
$C_{1,9}$	lignes de transition optique entre 2^3S et 2^3P de l^3He
$*C_{1,9}$	lignes de transition optique entre 2^3P et 3^3S de l^3He
$D_{0,2}$	lignes de transition optique entre 2^3S et 2^3P de l^4He
$*D_{0,2}$	lignes de transition optique entre 2^3P et 3^3S de l^4He
$\Delta_{3,4}$	Largeur Doppler de l^3He et l^4He à 1083 nm
$*\Delta_{3,4}$	Largeur Doppler de l^3He et l^4He à 706 nm
E	énergie de la transition optique de l'atome d'hélium
e^-	électron
F	moment angulaire total des niveaux hyperfins
F_x	facteur de conversion mT/A du champ terrestre suivant x
F_y	facteur de conversion mT/A du champ terrestre suivant y
F_z	facteur de conversion mT/A du champ terrestre suivant z
G_3	Signal démodulé par l'ADS3 correspondant à la polarisation horizontale du faisceau de sonde
G_4	Signal démodulé par l'ADS4 correspondant à la polarisation verticale du faisceau de sonde
I	moment angulaire du spin nucléaire
$I(r, z)$	intensité lumineuse locale [W/cm^2]
I_T	intensité lumineuse de pompe transmise [W/cm^2]
I_{abs}	intensité lumineuse de pompe absorbée [W/cm^2]
I_x	courant appliqué pour avoir un champ magnétique suivant la direction x
I_y	courant appliqué pour avoir un champ magnétique suivant la direction y
I_z	courant appliqué pour avoir un champ magnétique suivant la direction z
I_{T_x}	courant appliqué pour compenser la composante du champ terrestre suivant x
I_{T_y}	courant appliqué pour compenser la composante du champ terrestre suivant y
I_{T_z}	courant appliqué pour compenser la composante du champ terrestre suivant z
J	moment angulaire total des électrons
k_a	taux d'absorption du faisceau de sonde
L_{cell}	longueur de la cellule
m_F	nombre quantique du moment angulaire total
m_I	nombre quantique du moment angulaire nucléaire
m_J	nombre quantique de moment angulaire électronique total
m_S	nombre quantique de moment angulaire associé au spin de l'électron
N	nombre total d'atomes dans la cellule
n_m	densité métastable dans l'état 2^3S [$atoms/m^3$]
n_P	densité d'atomes dans l'état 2^3P
\mathcal{P}_i	puissance totale incidente mesurée à l'entrée de la cellule
\mathcal{P}_T	puissance totale transmise mesurée à la sortie de la cellule
$\mathcal{P}_{in,abs}$	puissance absorbée dans la cellule

\mathcal{P}_{off}	puissance totale pour une décharge éteinte
\mathcal{P}_{on}	puissance totale pour une décharge allumée
p_3	pression du gaz d' ^3He
p_4	pression du gaz d' ^4He
R_{cell}	facteur de réflexion de la paroi de la cellule
S_{D}	Surface du diaphragme utilisée
\mathcal{T}	transmittance à 1083 nm
$^*\mathcal{T}$	transmittance à 706 nm
$-\ln(^*\mathcal{T})$	absorbance de la cellule pour le laser de sonde
T_{ij}	élément de la matrice de transition entre les sous-niveaux A_i et B_j des états 2^3S et 2^3P de l' ^3He
$T_{ij}^{(4)}$	élément de la matrice de transition entre les sous-niveaux Y_i et Z_j des états 2^3S et 2^3P de l' ^4He
$^*T_{jk}$	élément de la matrice de transition entre les sous-niveaux B_j et *A_k des états 2^3P et 3^3S de l' ^3He
$^*T_{jk}^{(4)}$	élément de la matrice de transition entre les sous-niveaux Z_j et *Y_k des états 2^3P et 3^3S de l' ^4He
V_2	tension transmise à PD2
$V_{2\text{max}}$	tension maximale transmise à PD2
V_3	tension transmise à PD3
$V_{3\text{max}}$	tension maximale transmise à PD3
V_4	tension transmise à PD4
$V_{4\text{max}}$	tension maximale transmise à PD4
V_{off}	tension totale transmise du faisceau à 1083 nm pour une décharge éteinte
V_{on}	tension totale transmise du faisceau à 1083 nm pour une décharge allumée
V_{pp}	tension crête-crête à l'oscilloscope
v_z	projection de la vitesse atomique le long de l'axe de propagation des faisceaux laser
W_{G}	$2\Delta\sqrt{\ln 2}$: Doppler FWHM
W_{L}	Lorentz FWHM
Y_i	désignant les sous-niveaux de l'état 2^3S de l' ^4He ($i = 1 - 3$)
y_i	population relative du sous-niveau Y_i
*y_k	désignant les sous-niveaux de l'état 3^3S de l' ^4He ($k = 1 - 3$)
Z_j	désignant les sous-niveaux de l'état 2^3P de l' ^4He ($j = 1 - 9$)
z_j	population relative du sous-niveau Z_j
α_1	angle de l'analyseur linéaire
Γ_{D}	taux de décroissance de la polarisation nucléaire de l'état fondamental sans pompage optique
Γ_{L}	taux de relaxation supplémentaire induite par PO (induit par laser) pour la polarisation nucléaire de l'état fondamental
Γ_{R}	taux de perte global de la polarisation pour la polarisation nucléaire de l'état fondamental
$\Gamma'/2$	taux d'amortissement total de la cohérence optique entre les états 2^3S et 2^3P
$^*\Gamma'/2$	taux d'amortissement total de la cohérence optique entre les états 2^3P et 3^3S
γ	taux de désintégration radiative de l'état 2^3P
γ_{ij}	taux de pompage optique entre le sous-niveau métastable A_i

	et sous-niveau excité B_j
$\gamma_{ij}^{(4)}$	taux de pompage optique entre le sous-niveau métastable Y_i et sous-niveau excité Z_j
$\gamma_{ij}^{(3,4)}(0)$	taux de pompage des atomes métastables ayant une vitesse v_z nulle
$^*\gamma_{jk}$	taux de pompage optique entre les sous-niveaux excités B_j et *A_k
$^*\gamma_{jk}^{(4)}$	taux de pompage optique entre les sous-niveaux excités Z_j et *Y_i
γ_r^S	$= \tau_S^{-1}$: taux de relaxation nucléaire dans l'état 2^3S
γ_r^P	$= \tau_P^{-1}$: taux de relaxation nucléaire dans l'état 2^3P
π	polarisation de la lumière perpendiculaire au champ magnétique
σ^+	polarisation circulaire droite de la lumière se propageant le long de l'axe du champ magnétique
σ^-	polarisation circulaire gauche de la lumière se propageant le long de l'axe du champ magnétique
τ_A	constante de temps de démodulation par l'amplificateur à détection synchrone
ω	fréquence angulaire de la lumière laser de pompage
$^*\omega$	fréquence angulaire de la lumière laser de sonde
$\phi_s(v_z)$	distribution de vitesse des atomes métastables
$\phi_p(v_z)$	distribution de vitesse des atomes dans l'état 2^3P

Constantes et grandeurs utiles

$a_S = -6739.701177 \times 2/3$ MHz	constante de structure hyperfine de l'état 2^3S de 1^3He , [1]
$*a_S = 6559.340 \times 2/3$ MHz	constante de structure hyperfine de l'état 3^3S de 1^3He , [2]
$a_P = -4.283$ GHz	constante du couplage hyperfin de niveau 2^3P de 1^3He [3]
$c = 2.99792458 \times 10^8$ m/s	vitesse de la lumière dans le vide [4]
$f = 0.5391$	force de l'oscillateur pour la transition 2^3S-2^3P [5],[6]
$*f = 0.0693$	force de l'oscillateur pour la transition 2^3P-3^3S [5]
$h = 6.62606957(29) \times 10^{-34}$ J s	constante de Planck [4]
$\hbar = 1.054571726(47) \times 10^{-34}$ J s	constante de Planck $h/2\pi$ [4]
$k_B = 1.3806488(13) \times 10^{-23}$ J/K	constante de Boltzmann [4]
$M_{\text{at}} = M_3 = 3.024315$ u	masse atomique de 1^3He ($M_4 = 4.032980$ u pour 1^4He) [4]
$m_e = 9.10938291(40) \times 10^{-31}$ kg	masse de l'électron [4]
$N_A = 6.02214129(27) \times 10^{23}$ mol $^{-1}$	constante d'Avogadro [4]
$u = 1.660538921(73) \times 10^{-27}$ kg	unité de masse atomique [4]
$\alpha = 7.2973525698(24) \times 10^{-3}$	constante de structure fine [4]
$g'_S = 2.002237319$	facteur de Landé de l'état 2^3S de 1^3He [2]
$*g'_S = g'_S \frac{1-3.76872 \times 10^{-5}}{1-4.09134 \times 10^{-5}}$	facteur de Landé de l'état 3^3S de 1^3He [7]

Longueurs d'onde des raies He sélectionnées dans l'air en nm :

isotope	raie	[8]	[9]
^4He	D ₀	1082.90911	1082.9081
^4He	D ₁	1083.02501	1083.0250
^4He	D ₂	1083.03398	1083.0341
^3He	C ₉	1083.03081	
^3He	C ₈	1083.05716	

Chapitre 1

Introduction

L' ^3He polarisé a de nombreuses applications dans plusieurs domaines de recherche théorique et expérimentale. Il est utilisé en physique nucléaire pour réaliser des filtres à spin pour les neutrons [10, 11, 12, 13] ou comme cibles polarisées pour étudier la structure des neutrons [14, 15]. Ce gaz peut être également utilisé dans l'imagerie par résonance magnétique (IRM) des poumons chez les animaux [16] ou chez les humains [17, 18] et pour la construction de magnétomètres nucléaires [19, 20].

Les deux techniques développées depuis les années 1960 pour générer des noyaux hyperpolarisés dans l' ^3He sont le pompage optique par échange de spin (POES) [21, 22] et le pompage optique par échange de métastabilité (POEM) [23, 24, 25]. L'inconvénient majeur de la méthode (POES) est que la polarisation prend des dizaines d'heures pour s'accumuler, ce qui rend le processus lent [22]. Alors que la technique du pompage optique par échange de métastabilité (POEM) fournit une polarisation nucléaire très élevée (> 0.7) avec un bon rendement photonique (~ 1 noyau polarisé par photon absorbé) dans les gaz d'hélium de faibles pressions (~ 1 mbar) à température ambiante (300 K) [25, 26, 27]. Le développement récent des lasers à fibre optique de hautes puissances [28, 29, 30], ainsi que les méthodes de compression de gaz polarisé [31, 32] ont permis d'obtenir des échantillons de gaz d'hélium polarisé à des pressions de l'ordre de la pression atmosphérique requise dans la plupart des applications. Cependant, elles nécessitent un appareillage délicat et des opérateurs qualifiés.

Bien que de nombreuses améliorations conceptuelles de la technique de pompage optique par échange de métastabilité de l' ^3He et ses applications ont pu être effectuées, les valeurs de polarisations maximales pouvant être obtenues expérimentalement, surtout à des pressions élevées sont encore limitées. De plus, elles ne correspondent pas aux attentes théoriques calculées [10]. Un ensemble d'observations compilées dans [33] de la présence d'une relaxation supplémentaire de la polarisation nucléaire, induite par le pompage optique et proportionnelle à la puissance de pompe absorbée et à la pression, nous mène à chercher la source physique de cette relaxation, limitant le POEM. Un processus physique important affectant l'efficacité du POEM est la redistribution entre les sous-niveaux de l'état 2^3P , pendant leur durée de vie radiative, à la suite de collisions avec des atomes de l'état fondamental du gaz. Son influence dépendante de la pression peut être forte, entraînant par exemple un changement du signe de la polarisation nucléaire induite par le pompage optique [34, Sect.III.C.2]. Malgré le fort impact de ces collisions, des études détaillées de la redistribution collisionnelle entre les sous-niveaux de l'état 2^3P manquent encore. En effet, seules quelques études théoriques [35, 36] et une mesure indirecte globale des taux de collision en 1967 [37] ont été rapportées. Dans ce travail, nous avons donc mis en place un montage expérimental et développé les modèles et les méthodes nécessaires pour mesurer les populations atomiques et leurs distributions de

vitesse dans l'état 2^3P . Le montage repose sur la mesure d'absorption d'un faisceau sonde accordé sur la transition $2^3P - 3^3S$ à 706.5 nm dans des cellules soumises à un pompage optique sélectif en vitesse sur la transition $2^3S - 2^3P$ à 1083 nm. Une configuration de double résonance optique colinéaire a été choisie. La spectroscopie d'absorption a été utilisée pour l'évaluation quantitative des densités atomiques pour les atomes excités sélectivement et également pour les atomes ayant changé de vitesse ou de sous-niveau. Des preuves initiales de l'effet des collisions observées dans de telles expériences ont été rapportées pour les mélanges isotopiques [38].

1.1 Rappels sur le pompage optique par échange de métastabilité

Appliqué généralement dans des cellules remplies de gaz d'hélium-3 pur, le pompage optique par échange de métastabilité est une technique efficace pour produire une polarisation nucléaire dans l'état fondamental de l' ^3He ([23], [39]). Suite à des bombardements d'électrons dans le plasma, une décharge radiofréquence (RF), maintenue dans le gaz, peuple les états excités d'hélium les plus élevés. La cascade radiative se termine dans l'état métastable 2^3S qui joue le rôle d'un état fondamental pour le pompage optique. En régime stationnaire, la densité d'atomes moyenne dans l'état métastable est typiquement de l'ordre de 10^{16} atomes/m³ [33]. Dans une seconde étape, un pompage optique par un faisceau laser à 1083 nm, polarisé circulairement et accordé sur la transition dipolaire fermée $2^3S_1-2^3P$, transfère le moment cinétique de la lumière aux électrons des atomes. Le couplage hyperfin, efficace entre le noyau et les électrons de l' ^3He , se traduit par un fort couplage entre les états du spin électronique et nucléaire. L'orientation optique du moment angulaire électronique induit simultanément une orientation nucléaire, ensuite transférée aux atomes de l'état 1^1S_0 par des collisions d'échange de métastabilité.

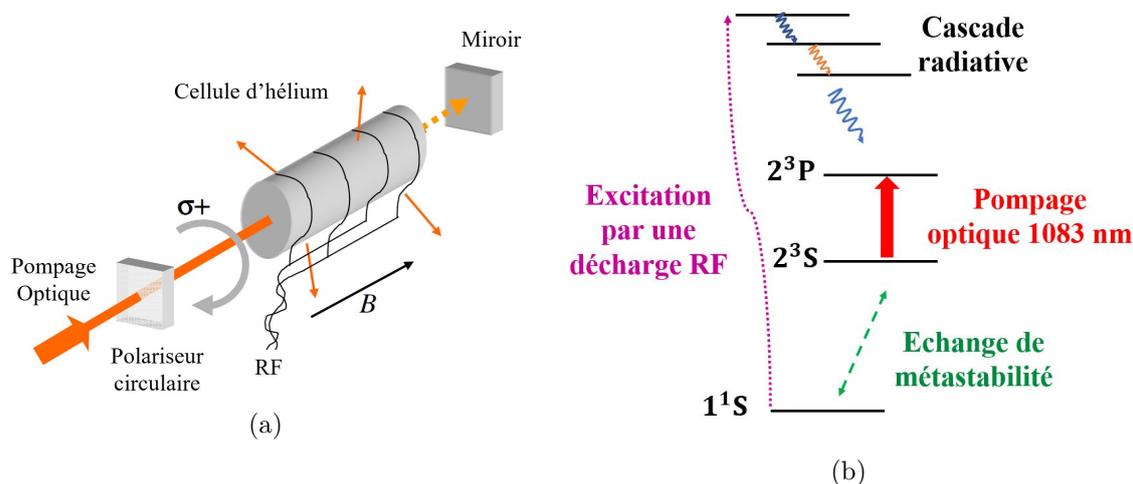


FIGURE 1.1 – a) Schéma tiré de ([33], Fig.2.1a), dans lequel une décharge RF est maintenue afin de peupler l'état métastable de l'hélium, où le pompage optique, par un faisceau laser polarisé circulairement, est produit. Pour une meilleure absorption, la lumière effectue un deuxième passage à travers la cellule. La polarisation nucléaire est ensuite transférée aux atomes à l'état fondamental par des collisions d'échange de métastabilité. b : Schéma des états atomiques de l'hélium impliqués dans le processus du POEM.

Dans les cellules de mélanges isotopiques ($^3\text{He} - ^4\text{He}$), la présence de ^4He améliore le rende-

ment de la polarisation nucléaire maximale obtenue dans l' ^3He pur, surtout pour des pressions plus élevées [40] avec des temps d'accumulation de la polarisation plus courts. L'ajout de l' ^4He peut être significatif pour l'efficacité du POEM [29, 40] compte tenu de la meilleure absorption de la lumière du laser par l' ^4He que par l' ^3He . Dans ce cas, la polarisation électronique créée par le pompage optique à l'état métastable de l' ^4He est d'abord transférée aux atomes de l'état métastable de l' ^3He , puis par des collisions d'échange de métastabilité aux atomes de l'état fondamental. Ainsi, la présence de l' ^4He peut être avantageuse surtout pour des études à basse température de mélanges polarisés ou pour des applications de filtres à spin pour les neutrons [40, 41].

Plusieurs progrès de la technique du pompage optique par échange de métastabilité ont été effectués à des puissances laser de pompe élevées, et également à des pressions de gaz et des champs magnétiques élevés [42, 43, 44].

En augmentant la pression du gaz ou la puissance du faisceau de pompe absorbée, une forte augmentation de la relaxation de la polarisation nucléaire de l'état fondamental a été détectée, moins forte en augmentant le champ magnétique. De nombreux facteurs limitant, déjà bien étudiés, pourraient être à l'origine d'une décroissance de la polarisation dans l'état fondamental, citons par exemple : la perte d'excitation au niveau de la paroi de la cellule surtout en présence des impuretés, les collisions auto-ionisantes de Penning, la relaxation dans l'état 2^3S ou autres. Tous ces facteurs n'expliquent pas la forte décroissance de la polarisation nucléaire dans l'état fondamental ce qui nous amène à étudier les autres facteurs responsables de cette relaxation.

1.2 Facteurs limitants l'efficacité du POEM

Dans ce qui suit, nous détaillons les principales limites actuelles de la technique de POEM et nous présentons l'origine physique de cette relaxation.

1.2.1 Perte de moment cinétique induite par la puissance de pompe absorbée

Lorsque le faisceau de pompe est appliqué, la variation temporelle de la polarisation nucléaire P_{He} à l'état fondamental de l'hélium peut être écrite comme la différence nette entre le moment cinétique effectivement transféré aux atomes de l'état 2^3S par les cycles de pompage et la perte du moment angulaire directement associée aux atomes de l'état fondamental tel que [33] :

$$\frac{dP_{\text{He}}}{dt} = 2\eta \frac{W_{\text{abs}}}{N_{\text{g}}V_{\text{cell}}\hbar\omega} - \Gamma_{\text{R}}P_{\text{He}} \quad (1.1)$$

où η est l'efficacité photonique du pompage optique, N_{g} la densité totale d'atomes dans l'état fondamental 1^1S , W_{abs} la puissance lumineuse de la pompe absorbée par le gaz et Γ_{R} le taux de relaxation total de la polarisation nucléaire à l'état fondamental. V_{cell} représente le volume de la cellule et ω représente la fréquence angulaire du laser de pompe.

Cette approche a été utilisée pour analyser les données expérimentales dans lesquelles la puissance absorbée de la pompe a été mesurée. Dans l'Eq.(1.1), certaines valeurs sont connues et bien déterminées (N_{g} , V_{cell} et ω), d'autres, comme la valeur de la polarisation P_{He} , sont des paramètres expérimentalement mesurables. Le taux de perte totale Γ_{R} de la polarisation introduit, tout comme l'efficacité des photons η , sont des paramètres variables avec la polarisation nucléaire P_{He} et les conditions expérimentales appliquées dans le pompage optique par échange de métastabilité. En particulier, η peut être directement déduit des mesures

d'accumulation transitoire à $P_{\text{He}} = 0$ pour lequel le terme de perte ($-\Gamma_{\text{R}}P_{\text{He}}$) dans l'Eq.(1.1) disparaît.

Comparaison de différents taux de relaxation Γ_{L} induits par le pompage optique

Cinq ensembles de données, de différentes références [33, 45, 46, 47, 48] permettent de faire une comparaison des différents taux de relaxation Γ_{L} induits par la pompe ($\Gamma_{\text{L}} = \Gamma_{\text{R}} - \Gamma_{\text{D}}$, avec Γ_{D} le taux de décroissance de la polarisation en absence du pompage optique) et correspondants aux résultats sélectionnés sous différentes conditions expérimentales (différentes pressions et champs magnétiques, différentes méthodes de détermination de Γ_{L} détaillées dans [33]). Cette approche forme une option appropriée pour mettre en évidence et discuter l'effet de la relaxation supplémentaire induite par le laser de pompe pendant l'accumulation de la polarisation dans l'état fondamental, sur une plage variée de puissance de pompe. Notons que, pour une comparaison fiable des relaxations Γ_{L} , la forme de la cellule cylindrique contenant le gaz doit être prise en compte : D'une part, sa longueur a une influence directe sur la puissance du laser absorbé. D'autre part, son diamètre affecte également la relaxation totale de la polarisation dépendante du nombre total d'atomes à l'intérieur de la cellule (variant avec son volume), y compris ceux qui n'interagissent pas avec le faisceau laser. Ainsi, les Γ_{L} sont tracées en fonction de $W_{\text{abs}}/V_{\text{cell}}$.

Une compilation de tous les taux de relaxation Γ_{L} de la polarisation, pour différentes pressions et intensités du champ magnétique B , est présentée sur la fig.(1.2). Nous y observons que les taux de relaxation augmentent avec la puissance absorbée pour un champ magnétique B donné et diminuent en augmentant le champ. Les lignes pointillées correspondent aux variations linéaires de la relaxation Γ_{L} avec des pentes de $200 \text{ cm}^3/\text{J}$ (ligne pointillée en noir) pour un faible champ B et $9 \text{ cm}^3/\text{J}$ (ligne pointillée en bleu) pour un champ $B = 1.5 \text{ T}$. Les valeurs du taux de décroissance Γ_{D} de la polarisation en absence du pompage sont représentées sur l'axe des ordonnées de la figure (1.2) pour les différents ensembles de données. Pour les mesures correspondantes aux faibles champs magnétiques, les relaxations Γ_{L} sont également proportionnelles à $W_{\text{abs}}/V_{\text{cell}}$. Un champ magnétique, modéré jusqu'à 30 mT , ne les diminue pas spectaculairement. Les résultats, présentés dans [33], indiquent que la perte du moment angulaire par la cascade radiative et sa relaxation associée ne sont pas le phénomène causant cette relaxation importante de la technique du POEM de ^3He . Pour un champ magnétique élevé, malgré un fort découplage hyperfin, la relaxation est également observée mais moins importante que dans un faible champ. Aux fortes puissances de pompage, elle dépasse toujours les taux de décroissance Γ_{D} mesurés d'environ un ordre de grandeur. Ceci est cohérent avec les valeurs de polarisation plus grandes, obtenues à un champ B élevé.

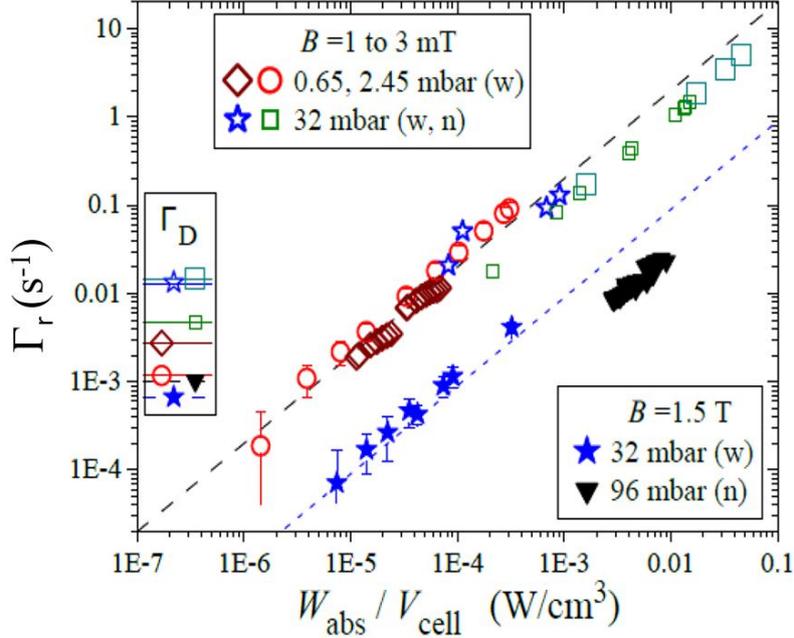


FIGURE 1.2 – Figure tirée de ([34], Fig.17), correspondante aux taux de relaxation de la polarisation nucléaire de l'état fondamental, induits par le pompage optique. Ils sont tracés en fonction de la puissance de la pompe absorbée par unité de volume pour des mesures en régime stationnaire ($P_{\text{He}\infty}$ atteint) pour différentes pressions de gaz, de champs magnétiques (voir la légende) et de diamètres de cellule : large (w pour un diamètre ≥ 5 cm) et étroite (n pour un diamètre égal à 1.5 cm). Elle compile les données de [45] (\star), [46] (\diamond), [47] (\blacktriangledown), [48] (\square) et [33] (\circ); les petits et grands carrés représentent les décharges faibles et fortes dans la même cellule.

Les processus physiques à l'origine de ces relaxations restent non expliqués. Le piégeage du rayonnement (c.-à-d. la réabsorption de la lumière de fluorescence à 1083 nm) ou la création des molécules He_2^* relaxantes ont été considérés comme l'origine possible des mécanismes de perte de polarisation induite par le pompage (discussion p.289 dans [33]). Pour ces procédés, les taux de pertes de polarisation attendus et induits par le laser sont inférieurs à ceux observés et les dépendances attendues des taux de perte sur la densité métastable et la pression de gaz ne sont pas observées dans les expériences (section 6.5.2 et 6.5.3 de [33]).

Donc ces deux processus physiques sont exclus d'être les principales causes des pertes observées selon [33] et [48].

1.2.2 Effet de la pression du gaz sur la polarisation nucléaire

Il est bien connu que la polarisation nucléaire de l'état fondamental de l' ^3He obtenue par le POEM est limitée à forte pression du gaz. A l'état d'équilibre, la solution de l'Eq. (1.1) permet de relier la polarisation $P_{\text{He}\infty}$ à la puissance W_{abs} du laser absorbée. En utilisant un taux de relaxation Γ_R indépendant du pompage optique, des comportements, remarquablement différents de ce qui est observé sont obtenus. La forte diminution de $P_{\text{He}\infty}$ (à $dP_{\text{He}}/dt = 0$) avec la pression n'est pas reproduite par les modèles du POEM en supposant des pertes fixes tels que $\Gamma_R = \Gamma_D$, par exemple, dans ([33], Fig. 6.45, Fig. 6.46, Fig. 6.47). Une différence se trouve entre les valeurs expérimentales de polarisation en régime stationnaire d'une part et les valeurs de $P_{\text{He}\infty}$ calculées par le modèle du POEM en utilisant les taux de décroissance

mesurés Γ_D d'autre part. Elle constitue une preuve solide de la présence de la relaxation induite par le laser pendant la construction de la polarisation.

Au contraire, si une approximation de $(\Gamma_R - \Gamma_D) \propto W_{\text{abs}}/V_{\text{cell}}$ est substituée dans l'Eq.(1.1) comme borne inférieure de Γ_R , une limite supérieure de la polarisation $P_{\text{He}\infty}$ indépendante de W_{abs} est reproduite. Les lignes de la figure (1.3) sont les limites supérieures de la polarisation correspondante aux lignes pointillées de la relaxation de la figure (1.2).

Selon ce modèle élémentaire, un lien est fourni entre la décroissance de la polarisation avec la pression et la relaxation induite par le pompage optique en particulier à des pressions élevées. La figure (1.3) présente aussi une compilation des polarisations $P_{\text{He}\infty}$ en régime stationnaire, obtenues par différents groupes pour différents champs magnétiques sur une large plage de pressions. Comme mentionné dans le paragraphe (1.2.1), une augmentation modérée du champ, juste suffisante pour empêcher la perte du moment angulaire par la cascade radiative (B à 30 mT, cercles semi-remplis de [33]), réduit le taux de décroissance Γ_D et augmente ainsi $P_{\text{He}\infty}$ pour les faibles décharges. Mais la diminution rapide de $P_{\text{He}\infty}$ avec la pression reste toujours observée. De plus, à des champs magnétiques plus élevés, de grandes polarisations peuvent être obtenues à des pressions 10 à 100 fois plus élevées.

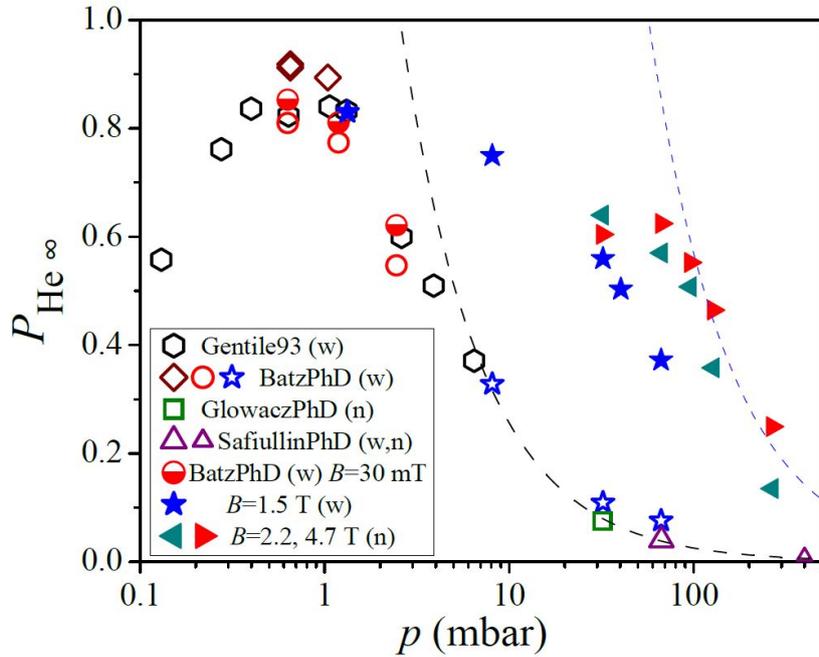


FIGURE 1.3 – Figure tirée de ([34],fig.18) représentant les polarisations nucléaires maximales $P_{\text{He}\infty}$ de l'état fondamental de ^3He , obtenues par différents groupes (voir la légende) par la technique du POEM pour un faible champ magnétique (symboles ouverts) ou élevé (symboles pleins) en fonction de la pression p du gaz. Les deux lignes ($P_{\text{He}\infty} = 2.56/p$ et $P_{\text{He}\infty} = 57/p$) sont les limites supérieures dérivées des lignes pointillées de la figure (1.2) d'après l'Eq. (1.1)

Puisque le champ magnétique induit un découplage hyperfin qui réduit, en principe, le transfert de la polarisation au noyau de ^3He dans son état fondamental, la raison précise de cette meilleure polarisation obtenue en champ magnétique élevé et à forte pression, demeure inconnue. Elle peut être attribuée à la réduction de plus en plus forte de la relaxation supplémentaire Γ_L induite par le pompage optique pour un champ $B > 1$ T.

1.2.3 Origine physique possible de la relaxation induite par le PO

Sachant que l'augmentation de la puissance de pompe favorise d'une part la densité d'atomes dans l'état 2^3P et d'autre part augmente la relaxation induite par le PO (parag.1.2.1), l'origine physique de cette relaxation pourrait venir des collisions de transfert d'excitation entre les atomes de l'état 1^1S et les atomes de l'état 2^3P . Ces collisions se multiplient en augmentant la pression. Un argument de plus appuyant ce raisonnement est la valeur comparativement élevée du taux de collisions entre ces deux états (fig.1.4), environ dix fois plus grand que le taux d'échange de métastabilité à température ambiante.

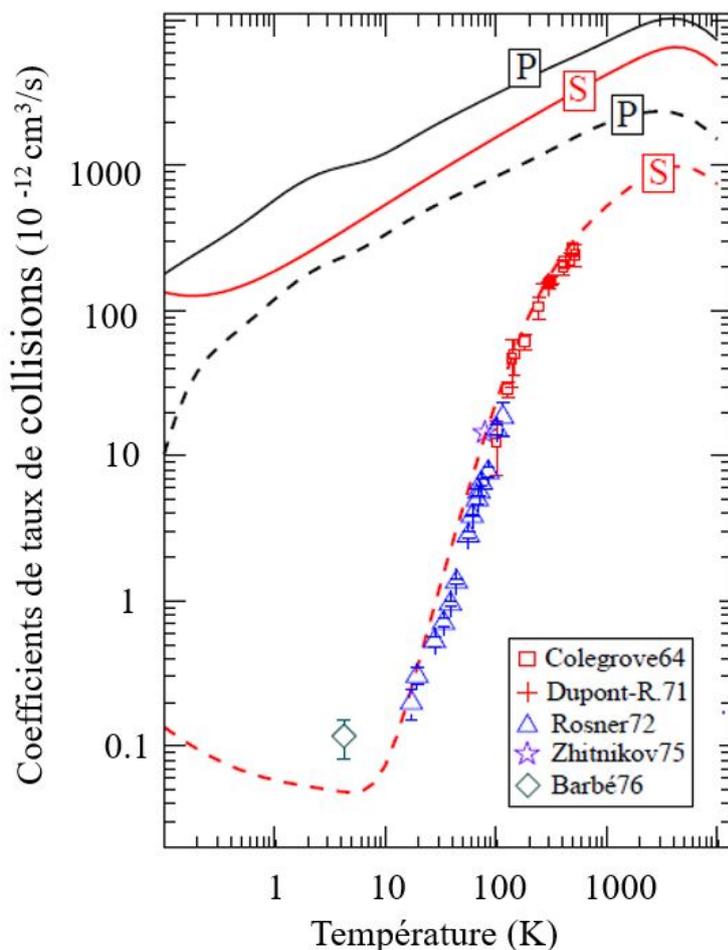


FIGURE 1.4 – Figure tirée de ([34] fig.13), représentant les coefficients de taux de collision calculés [49] et évalués expérimentalement par différents groupes (voir la légende) dans l'hélium en fonction de la température. Les taux *ab-initio* calculés représentent le transfert d'excitation (lignes pointillées) et les taux totaux de collisions (lignes pleines) de l'état 2^3S (courbes rouges, "S") et l'état 2^3P (courbes noires, "P"). Les données expérimentales (symboles ouverts) sont dérivées des valeurs publiées des largeurs des spectres ou des sections efficaces d'échange de métastabilité dans l' 3He [50, 51, 52, 53, 54].

1.3 Configuration de double résonance optique sur les transitions $2^3S - 2^3P$ et $2^3P - 3^3S$

Les collisions entre les atomes peuvent impliquer différents effets comme la variation de la vitesse des atomes excités ou la variation des nombres quantiques internes entre les différents états. En particulier, la modification de la structure électronique interne des atomes peut impliquer un transfert d'atomes entre les différents sous-niveaux et niveaux magnétiques dans l'état 2^3P de l'hélium. Notons qu'à forte pression, les collisions entre les atomes 2^3P et 1^1S impliquent une redistribution collisionnelle totale dans l'état 2^3P , d'où la polarisation nucléaire associée à cet état tend vers 0. Ainsi les collisions $1^1S - 2^3P$ induisent une source relaxante à la polarisation nucléaire dans l'état fondamental. Notre objectif était d'étudier et de quantifier l'effet de ces collisions sur les niveaux impliqués dans le processus du pompage optique. La caractérisation précise de la redistribution collisionnelle des atomes peut être réalisée par une configuration de double résonance optique sur les transitions $2^3S - 2^3P$ et $2^3P - 3^3S$, avec deux lasers accordables monochromatiques et co-propageants. Un pompage optique sélectif en vitesse (VSOP) [55], [72, Sec.2.3] et en niveau est effectué pour étudier les divers phénomènes de relaxation induits par les collisions qui tendent à rétablir l'équilibre thermique de la distribution de vitesse et de populations des atomes pompés. Les lasers utilisés sont un laser de pompe excitant les atomes de l'état 2^3S à l'état 2^3P , à une longueur d'onde de 1083 nm et réglée sur une transition de pompe choisie. Le deuxième laser de faible intensité, balayé sur toutes les transitions atomiques possibles à 706.5 nm, agit comme sonde sur les atomes des états excités 2^3P pendant leur durée de vie radiative.

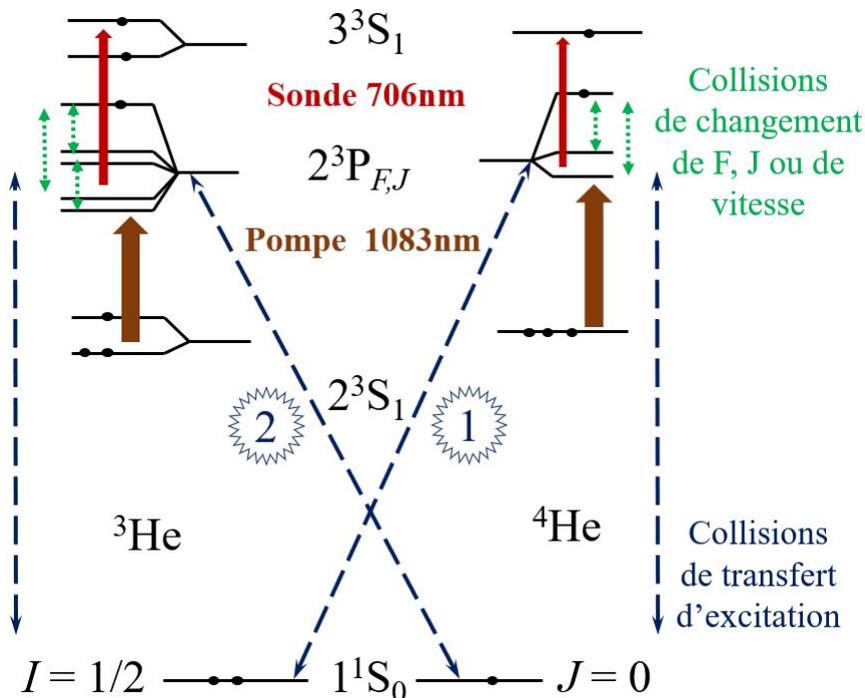


FIGURE 1.5 – Les différents effets des collisions entre les atomes des états 1^1S et 2^3P , détectés par la technique de double résonance optique, utilisée sur l'état 2^3P , dans les gaz d'hélium pur ou dans les mélanges isotopiques. Les différences d'énergie entre les niveaux et les divisions entre les sous-niveaux ne sont pas affichées à l'échelle.

Dans les gaz purs, les phénomènes possibles sont les collisions de changement de niveaux ou sous-niveaux dans l'hélium. En nous appuyant sur les observations expérimentales, nous distinguons pour simplifier deux types de ces collisions : les collisions de type faibles peu changeantes de la vitesse des atomes et les collisions fortes changeantes significativement la vitesse des atomes (fig.1.5, vert). Pour les mélanges isotopiques, nous nous intéressons en plus aux collisions de transfert d'excitation entre les atomes excités dans l'état 2^3P d'un isotope et les atomes de l'état fondamental de l'autre isotope et qui peuvent être facilement identifiables dans les spectres d'absorption à 706.5 nm (fig.1.5, bleu).

Les effets de ces collisions dans l' 4He seront, en premier lieu, étudiés en raison de la simplicité de la structure atomique impliquée dans la technique de double résonance optique, par rapport à la structure de l' 3He (parag.2.1). Dans un deuxième temps, les collisions de transfert d'excitation seront étudiées avec les cellules à mélanges isotopiques. Ainsi, à partir des spectres d'absorption à 706.5 nm des différentes transitions, nous arrivons à identifier et quantifier les phénomènes ayant lieu suite aux collisions redistributionnelles.

Dans ce mémoire, nous décrivons cet ensemble de travaux expérimentaux et théoriques sur les modèles de redistributions collisionnelles dans l'état 2^3P dans le cas de l'hélium 4 pur et des mélanges isotopiques à différentes pressions.

1.4 Plan du manuscrit

Le manuscrit est organisé de la manière suivante :

Dans ce premier chapitre, nous avons rappelé brièvement quelques notions de la technique de pompage optique par échange de métastabilité et insistons sur les limites actuelles de cette technique qui se résument par la perte du moment cinétique induite par la puissance de pompe absorbée et la réduction de la polarisation $P_{He\infty}$ de l'état fondamental en fonction de l'augmentation de la pression du gaz. Des collisions entre les atomes se trouvant dans l'état fondamental et les atomes dépolarisants de l'état 2^3P constituent le principal phénomène susceptible d'en être à l'origine. En effet, ces collisions peuvent impliquer un transfert d'atomes entre les différents sous-niveaux et niveaux magnétiques ou un changement de vitesse des atomes. Afin de quantifier ces effets, nous nous intéressons à la transition $2^3P - 3^3S$ et nous utilisons la technique de spectroscopie laser d'absorption de l'état 2^3P à l'aide d'un faisceau laser de sonde de faible intensité et de longueur d'onde égale à 706.5 nm.

Dans le deuxième chapitre, nous rappelons la structure atomique des isotopes de l'hélium en champ magnétique nul, en particulier les niveaux de l'état métastable 2^3S_1 et des états excités 2^3P et 3^3S , ainsi que les transitions atomiques couplant ces deux états. Dans une deuxième partie, nous étudions les séparations des sous-niveaux atomiques des isotopes de l'hélium en présence d'un champ magnétique par effet Zeeman.

Dans le troisième chapitre, nous commençons par décrire les processus physiques intervenant dans la technique du pompage optique par échange de métastabilité. Puis, nous présentons les équations d'évolution des populations des sous-niveaux 2^3S et 2^3P , en particulier en régime stationnaire dans la limite de basse pression et faible intensité de pompe. Dans une deuxième partie, nous procédons aux modélisations des phénomènes de redistribution collisionnelle dans l'hélium en s'inspirant dans un premier temps des modèles et des calculs déjà établis dans la littérature. Nous présentons deux modèles de redistribution collisionnelle avec ou bien un taux unique ou plusieurs taux de transfert par collisions avant de présenter

un modèle avancé, reposant sur des observations expérimentales, en identifiant les collisions faibles et fortes de changement de vitesse.

Le quatrième chapitre est consacré à la description du montage expérimental. Nous détaillons le montage optique, les lasers utilisés et leurs réglages, les cellules et les bobines utilisées. Ensuite nous présentons la méthode d'enregistrement des données, l'optimisation du rapport signal/bruit et les erreurs éventuelles sur l'enregistrement de la longueur d'onde par notre lambdamètre.

Dans le cinquième chapitre, nous présentons la méthode de traitement de données enregistrées. Nous détaillons ensuite les méthodes adoptées pour mesurer l'absorbance à 706.5nm pour analyser les mesures effectuées.

Dans le sixième chapitre, nous présentons les différents résultats du manuscrit. La première série de résultats de l'étude expérimentale des écarts de fréquence des raies d'absorption est en excellent accord avec les valeurs attendues, compte tenu des structures Zeeman en présence d'un champ magnétique, la structure hyperfine pour l'état 3^3S de l' ^3He et le décalage isotopique ^3He - ^4He le sont aussi. Puis nous présentons les effets de l'intensité de la pompe et de la pression sur les spectres d'absorption à 706.5 nm. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous décrivons l'étude des effets de collisions dans l'hélium, à diverses pressions (0.13 à 4.27 mbar). A partir des valeurs des aires des raies d'absorption, nous mesurons les populations dans les niveaux de l'état 2^3P et nous les comparons avec les prédictions théoriques des modèles.

Nous terminons le manuscrit par une conclusion générale et présentons quelques perspectives.

Chapitre 2

Structure de la transition $2^3P - 3^3S$ à 706 nm

Dans ce chapitre, nous rappelons dans une première partie la structure atomique des isotopes de l'hélium en champ magnétique nul, en particulier les états impliqués dans la technique de double résonance optique utilisée pour quantifier les redistributions collisionnelles dans l'état 2^3P .

Dans la deuxième partie, une étude sur les séparations des sous-niveaux des isotopes de l'hélium, en présence du champ magnétique B , est faite. Elle est indispensable pour un bon ajustement des spectres expérimentaux, en prenant en compte tous les décalages de fréquence entre les composantes des raies spectrales. Le calcul théorique des facteurs de décalage des spectres d'absorption de la sonde des raies pompées est traité dans la dernière partie de ce chapitre, en particulier pour les raies de pompe D_0 à D_2 de l' ^4He et la raie C_8 de l' ^3He .

2.1 Structure des transitions à 1083 et 706.5 nm en champ magnétique nul

Nous détaillons dans cette partie la structure atomique des isotopes de l'hélium impliquée dans la technique de double résonance optique en champ magnétique nul, avec la majorité de notations tirées de [42]. Pour l' ^4He , l'état fondamental 1S_0 est un état singulet ($S = 0$) avec un moment angulaire orbital $L = 0$, d'où le moment angulaire électronique total est $J = 0$. L'état métastable 2^3S (avec $J = S = 1$) a trois sous-niveaux magnétiques ($m_J = -1, 0$ et $+1$) notés Y_1 à Y_3 et leurs populations y_1 à y_3 (fig.2.1c). L'état excité 2^3P (avec $L = 1$, $S = 1$) a trois niveaux de structure fine, $J = 0, 1$ et 2 avec neuf sous-niveaux m_J notés Z_1 à Z_9 , avec leurs populations z_1 à z_9 (fig.2.1b). L'état excité 3^3S a la même configuration que l'état 2^3S avec des sous-niveaux notés de *Y_1 à *Y_3 et leurs populations *y_1 à *y_3 (fig.2.1a). Pour l' ^3He de spin nucléaire égal à $1/2$, le moment angulaire total de l'état fondamental 1S_0 est purement nucléaire tel que $F = I = 1/2$. Il comporte deux sous-niveaux $m_I = \pm 1/2$. Pour les états excités de l' ^3He , le nombre de sous-niveaux Zeeman est le double du nombre de sous-niveaux dans l' ^4He . Les états 2^3S et 3^3S ont chacun deux niveaux hyperfins, $F = 1/2$ et $F = 3/2$ bien résolus à champ magnétique nul et six sous-niveaux (fig.2.1 f,d) respectivement notés A_1 à A_6 et *A_1 à *A_6 et leurs populations a_1 à a_6 et *a_1 à *a_6 . L'état 2^3P a 18 sous-niveaux Zeeman notés B_1 à B_{18} de populations b_1 à b_{18} , avec 5 niveaux de structure hyperfine (deux niveaux avec $F = 1/2$, deux niveaux avec $F = 3/2$ et un niveau avec $F = 5/2$).

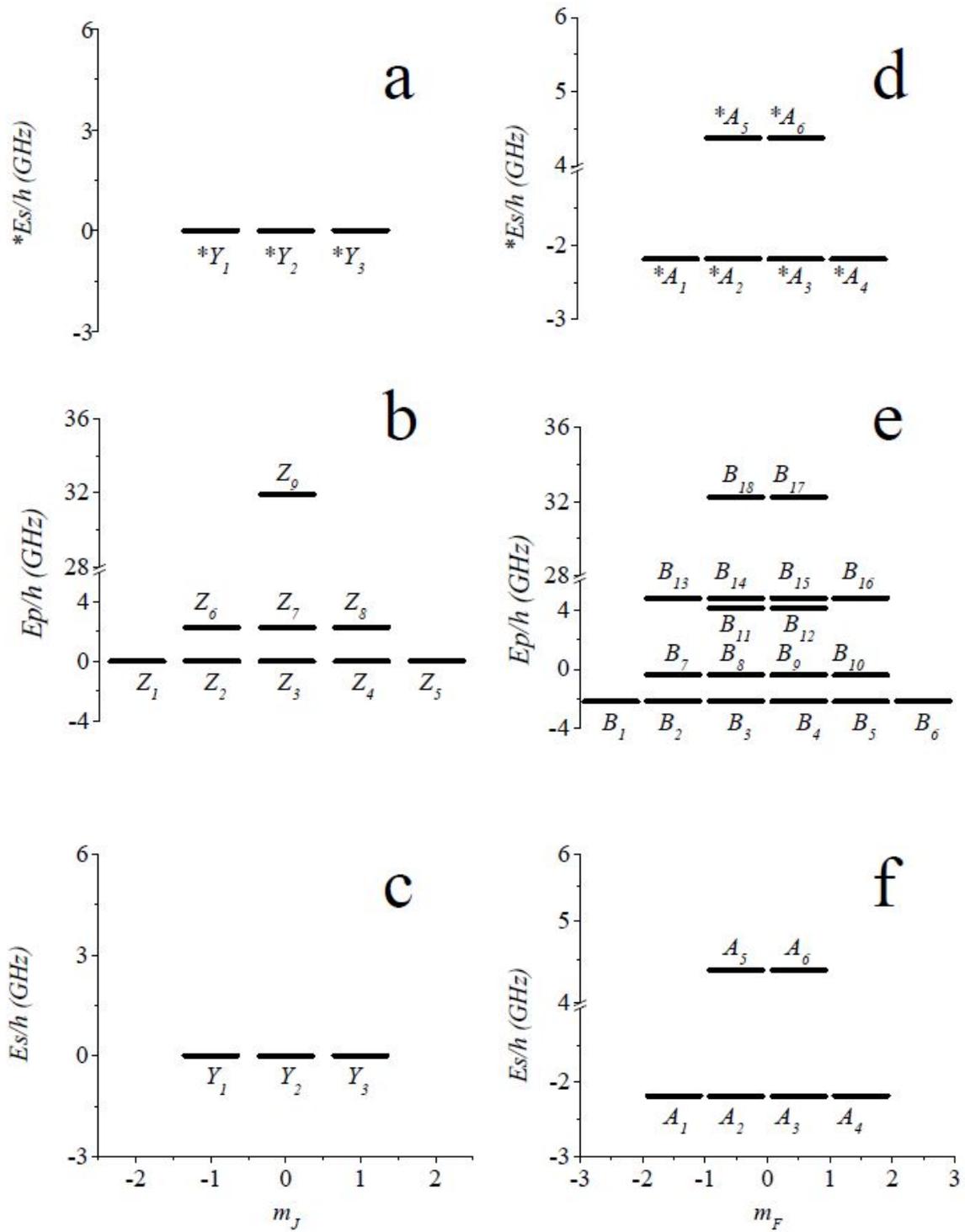


FIGURE 2.1 – Diagramme représentant la structure atomique des isotopes de l'hélium suivant les positions énergétiques des sous-niveaux Zeeman de l'état métastable 2^3S_1 (E_S), de l'état excité 2^3P (E_P) et de l'état excité 3^3S_1 ($*E_S$) en champ magnétique nul. Chaque sous-niveau est caractérisé par son nombre quantique m_J (dans le cas de l' ^4He) ou m_F (pour l' ^3He).

Les spectres d'absorption calculés de la transition $2^3S - 2^3P$ résonante à 1083 nm et de la transition $2^3P - 3^3S$ à 706.5 nm de l'hélium sont respectivement représentés dans les figures (2.2 a et b) pour des largeurs égales aux largeurs Doppler à température ambiante. Pour la fig.(2.2a), les spectres d'absorption sont obtenues en supposant que les populations relatives de a_i et de y_i sont égales (par exemple $a_i = 1/6$ et $y_i = 1/3$ pour une polarisation nulle) et correspondent aux distributions de vitesses de la distribution de Boltzmann. Pour la fig.(2.2b), les spectres d'absorption sont obtenues en suivant la même approche. Elles correspondent aux sommes partielles des éléments de matrice de transition $*T_{jk}$ (fig.2.2b) pondérés par des fonctions gaussiennes (par exemple $\exp -(\nu - \nu_{jk})^2 / * \Delta_3^2$) pour l' ^3He . Notons que les populations de l'état 2^3P ne sont pas à l'équilibre thermique dans les mesures de double résonance optique. Les fréquences des composantes C_1 et $*C_1$ de ^3He en champ nul sont respectivement choisies comme référence pour les différences de fréquence ε_{ij}/h et $*\varepsilon_{jk}/h$ des transitions optiques à 1083 et 706.5 nm.

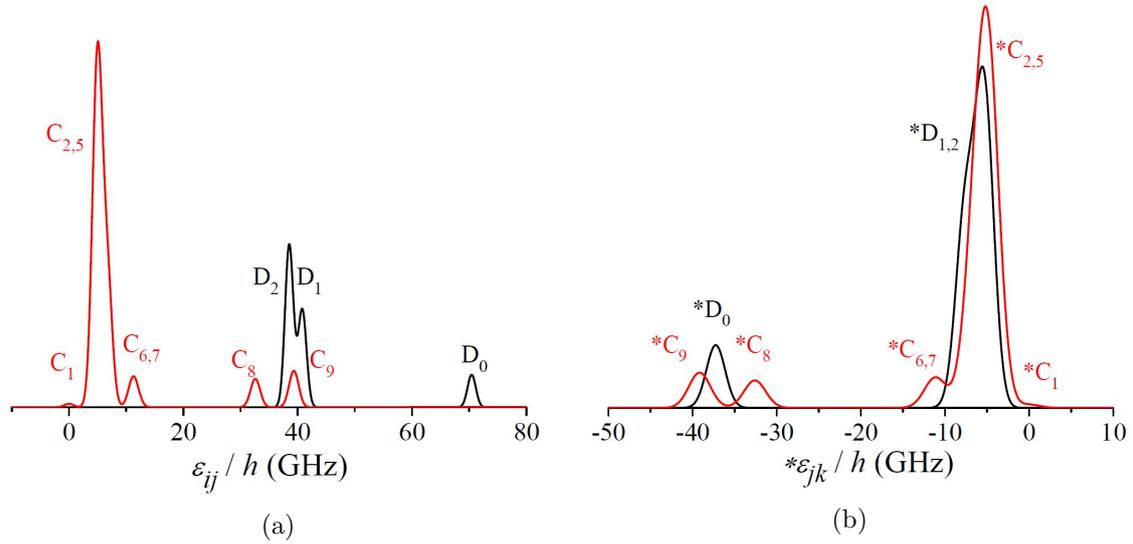


FIGURE 2.2 – Spectres d'absorption calculés pour une polarisation π de la transition $2^3S - 2^3P$ considérée dans nos mesures comme transition de pompe à 1083 nm (a) et de la transition $2^3P - 3^3S$ de sonde à 706.5 nm dans l'hélium pour un champ magnétique B nul : en rouge les spectres correspondants à l' ^3He et en noir ceux de l' ^4He .

Dans $l^4\text{He}$, D_J et $*D_J$ sont respectivement les noms des transitions atomiques de la pompe et de la sonde impliquant l'état 2^3P_J . Pour $l^3\text{He}$, C_1 à C_9 font référence aux transitions atomiques d'énergie croissante. Puisque l'état 3^3S se situe au-dessus de l'état 2^3P , les spectres d'absorption à 706.5 nm sont globalement inversés. $*C_1$ a l'énergie la plus élevée et $*C_9$ la plus basse.

Les raies C_8 et C_9 bien résolues, permettant de peupler le niveau 2^3P_0 , sont les raies les plus couramment utilisées pour le POEM de $l^3\text{He}$ en faible champ magnétique dans les cellules d' $l^3\text{He}$ pur alors que pour les cellules à mélanges isotopiques, les raies de pompe C_8 et D_0 sont les plus utilisées. Pour nos mesures de double résonance optique, pour une quantification plus importante du transfert entre les niveaux de l'hélium pur ou du changement d'excitation entre les isotopes, il est aussi intéressant d'exploiter le cas d'un excès de peuplement du niveau 2^3P_1 ou 2^3P_2 , assuré par l'une des raies $C_{2,5}$ de $l^3\text{He}$ ou $D_{1,2}$ de $l^4\text{He}$.

Les matrices de transition $*T_{jk}^{(4)}(e_\lambda)$ de $l^4\text{He}$ entre les sous-niveaux Z_j et $*Y_k$ ainsi que les matrices de transition $*T_{jk}(e_\lambda)$ dans $l^3\text{He}$ entre les sous-niveaux B_j et $*A_k$ sont calculées pour les trois états de polarisation de la lumière e_λ (σ_+ , σ_- et π). Pour les deux transitions optiques, les matrices correspondent aux rapports de branchement pour la désexcitation radiative. Les sommes partielles sur les sous-niveaux inférieurs pour chaque sous-niveau supérieur d'une transition sont donc égales à 1 :

$$\sum_{j,e_\lambda} *T_{jk}^{(4)}(e_\lambda) = \sum_{j,e_\lambda} *T_{jk}(e_\lambda) = 1. \quad (2.1)$$

De plus, les éléments de la matrice de $l^4\text{He}$ des deux transitions vérifient les relations suivantes :

$$*T_{jk}^{(4)}(\sigma_\pm) = T_{kj}^{(4)}(\sigma_\mp)/3, \quad *T_{jk}^{(4)}(\pi) = T_{kj}^{(4)}(\pi)/3, \quad (2.2)$$

où les hélicités opposées de la lumière résultent des rôles opposés (niveau supérieur ou inférieur) des états 3^3S et 2^3S dans les transitions optiques. Les éléments de la matrice de $l^3\text{He}$ vérifient des relations similaires uniquement pour $B = 0$.

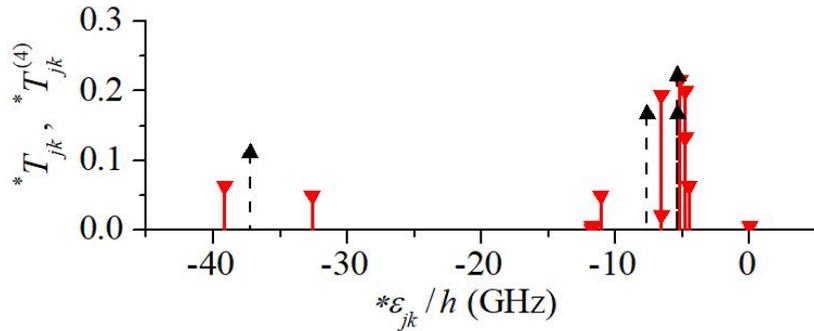


FIGURE 2.3 – Eléments de matrice de transition $*T_{jk}^{(4)}$ et $*T_{jk}$ de $l^4\text{He}$ et de $l^3\text{He}$ entre les états 2^3P et 3^3S pour une lumière de polarisation π . En rouge les éléments de matrice correspondant à $l^3\text{He}$ et en noir ceux de $l^4\text{He}$

2.2 Structure des transitions à 1083 et 706.5 nm en champ magnétique non nul

Dans cette partie, nous présentons principalement le calcul des facteurs des décalages des sous-niveaux atomiques induits par effet Zeeman en présence du champ magnétique B appliqué. Les structures dépendantes du champ magnétique de ces états, les contributions des différents moments angulaires de chaque sous-niveau ainsi que les probabilités et les énergies de transitions optiques correspondantes à la sonde 706.5 nm, sont calculées de la même manière que les calculs faits pour la raie de pompe résonnante à 1083 nm. En utilisant une version modifiée d'un code Fortran initialement développé pour la référence [42], les états et les énergies propres des hamiltoniens sont calculés pour les deux isotopes, avec les états propres écrits dans les bases découplées (m_L, m_S) pour 1^4He et (m_L, m_S, m_I) pour 1^3He . Il existe deux différences quantitatives entre les niveaux 2^3S et 3^3S dans les paramètres de calcul : La première différence est la valeur de la constante de structure hyperfine entre A_S de l'état 2^3S (4493.1 MHz) et $*A_S$ de l'état 3^3S de 1^3He (4372.807 MHz). L'autre différence est la valeur du facteur de Landé g qui diffère légèrement entre ces deux états.

Dans le cas des cellules à basse pression, en présence du champ magnétique, le calcul des spectres de double résonance optique attendus des atomes directement pompés repose sur :

1. La composante de vitesse V_z des atomes excités à l'état 2^3P suite au pompage monochromatique à 1083 nm .
2. La fréquence de résonance de l'absorption de la sonde 706.5 nm caractérisant les atomes directement pompés à l'état 2^3P de vitesse V_z .

2.2.1 Sélection de la vitesse des atomes dans l'état 2^3P

Considérons un faisceau laser de pompe de fréquence $\nu_p = \nu_{ij} + \delta_p$, proche de la résonance de l'une des composantes de la transition $2^3\text{S} - 2^3\text{P}$, avec $h\nu_{ij}$ la différence d'énergie entre un sous-niveau Y_i de l'état 2^3S et un sous-niveau Z_j de l'état 2^3P dans le cas de 1^4He , y compris les éventuels déplacements des niveaux et δ_p le désaccord de la résonance du laser de pompe. La longueur d'onde (dans le vide), associée à ν_p , est notée $\lambda_p = c/\nu_p$. Le désaccord δ_p de la pompe sélectionne les atomes dans l'état 2^3S qui sont décalés par effet Doppler et ayant comme vitesse $V_z^S = \delta_p c / \nu_p$.

Ainsi, la vitesse finale V_z^P des atomes excités passant de l'état 2^3S à l'état 2^3P est égale à :

$$V_z^P = \delta_p c / \nu_p + V_{\text{recul}} = \delta_p \lambda_p + V_{\text{recul}} \quad (2.3)$$

avec la vitesse de recul $V_{\text{recul}} = h\nu_p / Mc$.

Pour l'hélium-4, $h/M = 9.98 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ et $V_{\text{recul}} = 9.2 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ pour une transition de pompe de 1083 nm. Cette vitesse de recul correspond à un décalage de fréquence $\delta_{\text{recul}} = V_{\text{recul}}/\lambda_o = 85 \text{ kHz}$ beaucoup plus petit que toute largeur de spectre [56] ou tout désaccord impliqué dans les expériences et nous le négligerons dans la suite.

De la même manière, les atomes de vitesse V_z^P se trouvant dans un sous-niveau de l'état 2^3P absorbent la lumière de sonde à la fréquence $^*\nu = ^*\nu_{jk} + ^*\delta$ (longueur d'onde $^*\lambda = c/^*\nu$) décalée par effet Doppler, où $h^*\nu_{jk}$ est la différence d'énergie entre le sous-niveau Z_j pompé et le niveau supérieur *Y_k sélectionné dans l'état 3^3S . Le désaccord de la sonde nécessaire à la résonance de cette classe de vitesse pompée est donné par :

$$^*\delta c / ^*\nu_{jk} = ^*\delta ^*\lambda = V_z^P. \quad (2.4)$$

Ici, le recul supplémentaire des atomes dans l'état 3^3S ne joue aucun rôle dans les expériences. Enfin, les décalages de fréquence de la pompe et de la sonde co-propageantes sont liés par la relation :

$$^*\delta = (\delta_p + \delta_{\text{recoil}}) (\lambda_p/^*\lambda) \quad (2.5)$$

dans laquelle le rapport des longueurs d'onde est $\lambda_p/^*\lambda \approx 1.53$.

Le décalage de fréquence fixe et très petit induit par l'effet de recul de la sonde (dû au processus d'absorption des photons $2^3\text{S} - 2^3\text{P}$) est $V_{\text{recoil}}/^*\lambda = 130$ kHz.

2.2.2 Calcul des écarts énergétiques Zeeman dans 1^4He

Nous nous concentrons sur le calcul des écarts énergétiques Zeeman des sous-niveaux impliqués de 1^4He . Pour les états 2^3S et 3^3S de 1^4He , les décalages d'énergie Zeeman varient linéairement avec B tels que :

Pour l'état 2^3S :

$$[E_S(B, Y_i) - E_S(0, Y_i)]/h = m_S(Y_i) g'_S (\mu_B/h) B \quad (2.6)$$

$$\approx 2m_S(Y_i) (\mu_B/h) B, \text{ avec } m_S(Y_i) = i - 2 \quad (2.7)$$

Pour l'état 3^3S :

$$[^*E_S(B, ^*Y_k) - ^*E_S(0, ^*Y_k)]/h = ^*m_S(^*Y_k) ^*g'_S (\mu_B/h) B \quad (2.8)$$

$$\approx 2^*m_S(^*Y_k) (\mu_B/h) B, \text{ avec } ^*m_S(^*Y_k) = k - 2. \quad (2.9)$$

Dans l'état 2^3P , en faible champ (\sim mT), les décalages par effet Zeeman sont approximativement linéaires, tels que :

$$[E_P(B, Z_j) - E_P(0, Z_j)]/h \approx (3/2) m_J(Z_j) (\mu_B/h) B, \quad (2.10)$$

avec $m_J(Z_j)$ dépendant de l'indice j du niveau Z_j . Numériquement, $\mu_B/h \approx 14$ MHz/mT [8]. Ces changements d'énergie Zeeman sont tracés dans la Fig.(2.4).

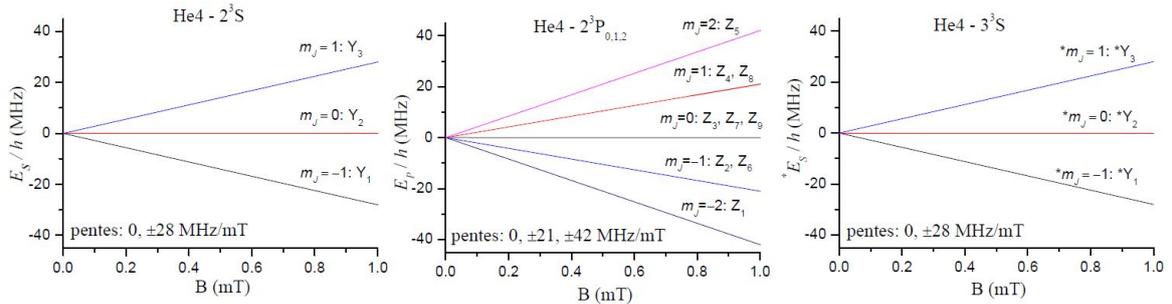


FIGURE 2.4 – Valeurs propres des positions énergétiques des sous-niveaux Zeeman de l'état métastable 2^3S (E_S), de l'état 2^3P (E_P) et de l'état excité 3^3S (*E_S) de 1^4He en fonction du champ magnétique B.

D'après l'Eq.(2.3), à une fréquence de pompe fixe donnée, la vitesse V_z^P sélectionnée dépend du champ magnétique B, suite à la dépendance du désaccord de la pompe δ_p (avec $\delta_p = \nu_p - \nu_{ij}(B)$) à ce champ. D'autre part, la fréquence de résonance de la sonde $^*\nu$ (définie comme $^*\nu = ^*\nu_{jk} + ^*\delta$) varie avec le désaccord de la sonde $^*\delta$, et avec le champ B à cause de la dépendance magnétique de $^*\nu_{jk}$.

Le décalage Zeeman de la fréquence de résonance ${}^*\nu$ est donc donné par :

$$\begin{aligned} {}^*\nu(B) - {}^*\nu(0) &= [{}^*\delta(B) + {}^*\nu_{jk}(B)] - [{}^*\delta(0) + {}^*\nu_{jk}(0)] \\ &= (\lambda_p/{}^*\lambda) [\delta_p(B) - \delta_p(0)] + [{}^*\nu_{jk}(B) - {}^*\nu_{jk}(0)] \\ &= (\lambda_p/{}^*\lambda) [\nu_{ij}(0) - \nu_{ij}(B)] + [{}^*\nu_{jk}(B) - {}^*\nu_{jk}(0)]. \end{aligned} \quad (2.11)$$

La contribution au décalage par effet Zeeman dans l'Eq.(2.11) (le premier terme) dûe au décalage de fréquence de la transition $2^3S - 2^3P$ est exprimée en écrivant la dépendance en B des énergies impliquées en fonction des nombres quantiques m_S et m_J dans les sous-niveaux inférieurs et supérieurs (Eqs. (2.7) et (2.10)) telle que :

$$\begin{aligned} \nu_{ij}(B) - \nu_{ij}(0) &= [E_P(B, Z_j) - E_P(0, Z_j)]/h - [E_S(B, Y_i) - E_S(0, Y_i)]/h \\ &\approx [(3/2)m_J(Z_j) - 2m_S(Y_i)] (\mu_B/h) B. \end{aligned} \quad (2.12)$$

De même, la contribution au décalage Zeeman dans l'Eq.(2.11) (le deuxième terme) dûe au décalage de fréquence de la transition $2^3P - 3^3S$ est égale à :

$$\begin{aligned} {}^*\nu_{jk}(B) - {}^*\nu_{jk}(0) &= [{}^*E_S(B, {}^*Y_k) - {}^*E_S(0, {}^*Y_k)]/h - [E_P(B, Z_j) - E_P(0, Z_j)]/h \\ &\approx [2{}^*m_S({}^*Y_k) - (3/2)m_J(Z_j)] (\mu_B/h) B. \end{aligned} \quad (2.13)$$

En conséquence, le décalage Zeeman total de l'absorption de la sonde dans les mesures de double résonance optique sur une transition $Z_j - {}^*Y_k$, dérivé de l'Eq (2.11) et en utilisant les équations (2.12) et (2.13) s'écrit :

$${}^*\nu(B) - {}^*\nu(0) = \left[2{}^*m_S({}^*Y_k) - \frac{3}{2}m_J(Z_j) \right] \mu_B B - \frac{\lambda_p}{{}^*\lambda} \left[\frac{3}{2}m_J(Z_j) - 2m_S(Y_i) \right] (\mu_B/h) B \quad (2.14)$$

$${}^*\nu(B) - {}^*\nu(0) = \left[2\frac{\lambda_p}{{}^*\lambda}m_S(Y_i) - \frac{3}{2} \left(\frac{\lambda_p}{{}^*\lambda} + 1 \right) m_J(Z_j) + 2{}^*m_S({}^*Y_k) \right] (\mu_B/h) B. \quad (2.15)$$

Dans l'Eq.(2.15), les longueurs d'onde $\lambda_p(B)$ et ${}^*\lambda(B)$ de la pompe et de la sonde peuvent être remplacées par leur valeur à résonance en champ nul ($\lambda_{ij}(0) = c/\nu_{ij}(0)$ et ${}^*\lambda_{jk}(0) = c/{}^*\nu_{jk}(0)$). En utilisant l'équation (2.15) pour les transitions possibles et permises par les règles de sélection, et en supposant qu'aucune collision de changement de sous-niveau ne se produit dans l'état 2^3P , les spectres d'absorption attendus dans les expériences de double résonance optique, en présence d'un champ magnétique, peuvent être calculés.

2.2.3 Applications aux raies de pompe D_0 à D_2 de 1^4He

Pour 1^4He , nous considérons les 3 raies de pompe D_0 à D_2 , sélectionnant le niveau J peuplé avec les sondes uniquement adressées au même niveau J . Par conséquent, les raies d'absorption étroites supplémentaires observées expérimentalement à partir des niveaux J non pompés et attribuées à des collisions changeantes de niveaux ne sont pas décrites ici et devront être abordées en utilisant une approche différente.

A partir de l'Eq.(2.15), les facteurs de décalage $[{}^*\nu(B) - {}^*\nu(0)]/B$ sont calculés à l'aide du logiciel Origin en choisissant les facteurs convenables (tableaux 2.1, 2.2, 2.3). Les valeurs des T_{ij} sont données afin d'associer les transitions qui ont des largeurs identiques lorsqu'elles ont des taux de pompage identiques. Pour chaque polarisation de pompe, les facteurs de décalage de fréquence des transitions pour les différents polarisations de sonde sont affichés ci-dessous.

Pompe sur la raie D₀ : Sachant que seul le sous-niveau Z₉ du niveau 2³P₀ (avec $m_J = 0$) est pompé, trois classes de vitesse peuvent être excitées en fonction de la polarisation de la pompe. Chacune produit jusqu'à 3 fréquences de résonance à cause des décalages Zeeman de la transition de sonde selon sa polarisation. Par conséquent, au plus neuf valeurs de fréquence de sonde peuvent être observées pour la raie de pompe D₀. La liste des ces valeurs est donnée dans le tableau (2.1) et une représentation graphique des spectres attendus dans la Fig.(2.5).

i	j	k	S	P	stS	polP	Tij	polS	Decalage(X)	sigp(Y)	pi(Y)	sigm(Y)
			mS	mJ	*mS	mJ-mS		*mS-mJ	MHz/mT	Sonde Sig+	Sonde Pi	Sonde Sig-
1	9	1	-1	0	-1	1	0.33333	-1	-70.91			0.11111
2	9	1	0	0	-1	0	0.33333	-1	-28.00			0.11111
3	9	1	1	0	-1	-1	0.33333	-1	14.91			0.11111
1	9	2	-1	0	0	1	0.33333	0	-42.91		0.11111	
2	9	2	0	0	0	0	0.33333	0	0		0.11111	
3	9	2	1	0	0	-1	0.33333	0	42.91		0.11111	
1	9	3	-1	0	1	1	0.33333	1	-14.91	0.11111		
2	9	3	0	0	1	0	0.33333	1	28.00	0.11111		
3	9	3	1	0	1	-1	0.33333	1	70.91	0.11111		

TABLEAU 2.1 – Tableau utilisé sous Origin pour calculer les facteurs de décalage Zeeman à partir des valeurs de m_S , m_J et $*m_S$ en particulier pour la raie de pompe D₀ et qui sera utilisé pour toutes les autres raies de l'⁴He. Ces facteurs sont uniquement déterminés pour les transitions optiques permises par les règles de sélection de la transition optique. Les 3 premières colonnes représentent les indices des sous-niveaux correspondants aux transitions atomiques de la pompe et de la sonde. Pour une pompe D₀, seul le sous-niveau Z₉ est peuplé avec m_J toujours égal à 0. Les valeurs de T_{ij} (7^{ème} colonne) ou de $*T_{jk}$ (trois dernières colonnes pour chaque polarisation de la sonde) sont respectivement pour les transitions de pompe et de sonde autorisées par les règles de sélection.

D'après la figure (2.5-a), chaque triplet de lignes, correspondant à une couleur et une valeur de $*m_S$ données, reflète une des 3 classes de vitesse sélectionnées par les trois polarisations de pompe possibles. Lorsque l'état de la polarisation de la pompe a l'un des trois états de polarisation pur σ_+ , σ_- ou π et que, par conséquent, une classe de vitesse est sélectionnée par le pompage (Figs.2.5-b, 2.5-c et 2.5-e), chaque polarisation de sonde donne une seule ligne avec des séparations entre les lignes provenant uniquement de l'effet Zeeman dans l'état 3³S.

Pour une pompe polarisée σ , une sonde σ_+ implique le sous-niveau $*Y_3$ (lignes rouges sur la Fig.(2.5-d), avec des facteurs de décalage de 70,91 et $-14,91$ (MHz/mT), tandis qu'une sonde σ_- implique le sous-niveau $*Y_1$ (lignes bleues sur la Fig.(2.5-d) avec des facteurs de décalage de 14,91 et $-70,91$ (MHz/mT). Pour une pompe π (Fig.2.5-e), les sondes polarisées circulairement ne peuvent pas être réalisées (que sonde σ ou π). Une sonde polarisée σ affichera un doublet décalé de 56 MHz/mT symétriquement de part et d'autre de la ligne unique non décalée obtenue pour une sonde polarisée π .

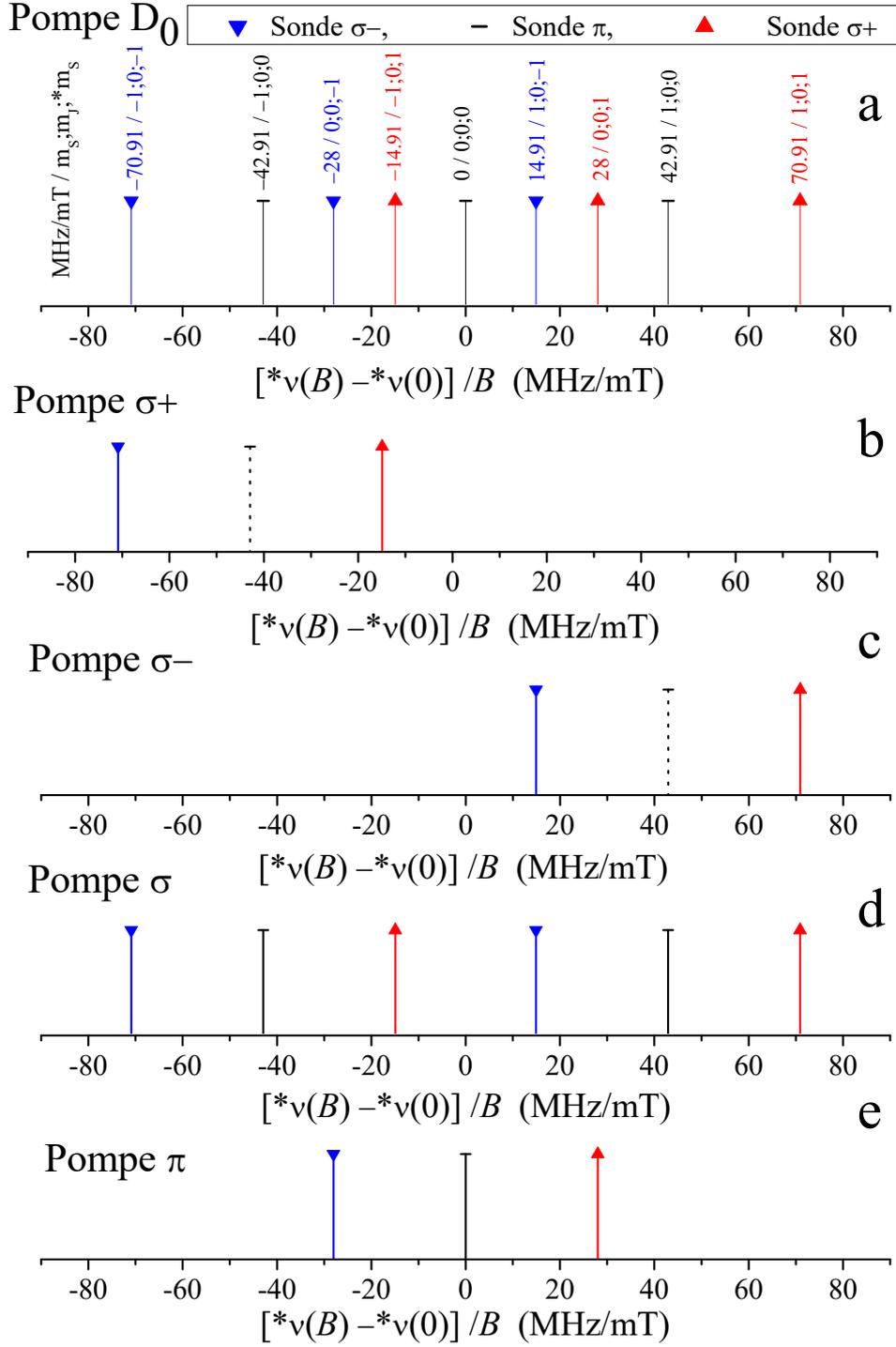


FIGURE 2.5 – Intensités des raies d'absorption de la sonde en fonction des facteurs de décalage en fréquence induits par effet Zeeman d'après l'Eq.(2.15) pour la raie D_0 . Elles sont toutes identiques puisque les coefficients $*T_{jk}$ sont tous égaux à $1/9$. Dans les graphiques b et c, la pompe est polarisée circulairement : les barres pointillées (noires) correspondent à la sonde π qui ne peut pas être observée puisque la pompe et la sonde sont colinéaires. Dans les graphiques d et e sont présentés, les facteurs de décalage en fréquence des raies de la sonde pour une pompe linéaire respectivement σ et π .

Pompe sur la raie D₁ : Pour la raie de pompe D₁, les sous-niveaux peuplés sont Z₆ à Z₈. Les intensités des raies de l'absorption de la sonde *D₁ à 706.5 nm (avec *T_{jk} = 1/6 sauf *T_{7,2} = 0) sont listées dans le tableau (2.2) et affichées en fonction des facteurs de décalage Zeeman sur la fig.(2.6) pour les différentes polarisations de pompe et en associant les mêmes couleurs de la sonde qu'avant. Les valeurs des coefficients *T_{jk}⁽⁴⁾ (égal à 1/6) pertinents sont exprimées ci-dessus.

i	j	k	S		P		stS		polP		Tij	polS		Decalage(X) MHz/mT	sigp(Y)		pi(Y)		sigm(Y)	
			mS	mJ	*mS	mJ-mS	*mS-mJ	MHz/mT	sonde Sigma+	sonde pi		sonde Sigma-								
1	6	1	-1	-1	-1	0	0.5	0	-17.73	--	0.16667	--	--	--	--					
2	6	1	0	-1	-1	-1	0.5	0	25.18	--	0.16667	--	--	--	--					
3	6	1	1	-1	-1	-2	-	0	68.09	--	--	--	--	--						
1	7	1	-1	0	-1	1	0.5	-1	-70.91	--	--	--	0.16667	--						
2	7	1	0	0	-1	0	0	-1	-28.00	--	--	0, car T2,7=0	--	--						
3	7	1	1	0	-1	-1	0.5	-1	14.91	--	--	0.16667	--	--						
1	8	1	-1	1	-1	2	-	-2	-124.09	--	--	--	--	--						
2	8	1	0	1	-1	1	0.5	-2	-81.18	--	--	--	--	--						
3	8	1	1	1	-1	0	0.5	-2	-38.27	--	--	--	--	--						
1	6	2	-1	-1	0	0	0.5	1	10.27	0.16667	--	--	--	--						
2	6	2	0	-1	0	-1	0.5	1	53.18	0.16667	--	--	--	--						
3	6	2	1	-1	0	-2	-	1	96.09	--	--	--	--	--						
1	7	2	-1	0	0	1	0.5	0	-42.91	--	0, car *T7,2=0	--	--	--						
2	7	2	0	0	0	0	0	0	0	--	0, car *T7,2=0	--	--	--						
3	7	2	1	0	0	-1	0.5	0	42.91	--	0, car *T7,2=0	--	--	--						
1	8	2	-1	1	0	2	-	-1	-96.09	--	--	--	--	--						
2	8	2	0	1	0	1	0.5	-1	-53.18	--	--	--	0.16667	--						
3	8	2	1	1	0	0	0.5	-1	-10.27	--	--	--	0.16667	--						
1	6	3	-1	-1	1	0	0.5	2	38.27	--	--	--	--	--						
2	6	3	0	-1	1	-1	0.5	2	81.18	--	--	--	--	--						
3	6	3	1	-1	1	-2	-	2	124.09	--	--	--	--	--						
1	7	3	-1	0	1	1	0.5	1	-14.91	0.16667	--	--	--	--						
2	7	3	0	0	1	0	0	1	28.00	0, car T2,7=0	--	--	--	--						
3	7	3	1	0	1	-1	0.5	1	70.91	0.16667	--	--	--	--						
1	8	3	-1	1	1	2	-	0	-68.09	--	--	--	--	--						
2	8	3	0	1	1	1	0.5	0	-25.18	--	--	--	0.16667	--						
3	8	3	1	1	1	0	0.5	0	17.73	--	--	--	0.16667	--						

TABLEAU 2.2 – Tableau de calcul des facteurs de décalage énergétiques par effet Zeeman de la sonde *D₁ pour la raie de pompe D₁. Dans les différents spectres, certaines intensités des raies sont nulles puisque d'une part *T_{7,2} = 0 (à ±42.91 et 0 MHz / mT), tandis que d'autres sont nulles puisque le sous-niveau Z₇ ne peut pas être peuplé par une pompe π d'où T_{2,7} = 0 (à ± 28 MHz / mT). Pour une pompe polarisée linéairement, il est attendu que z₆ = z₈.

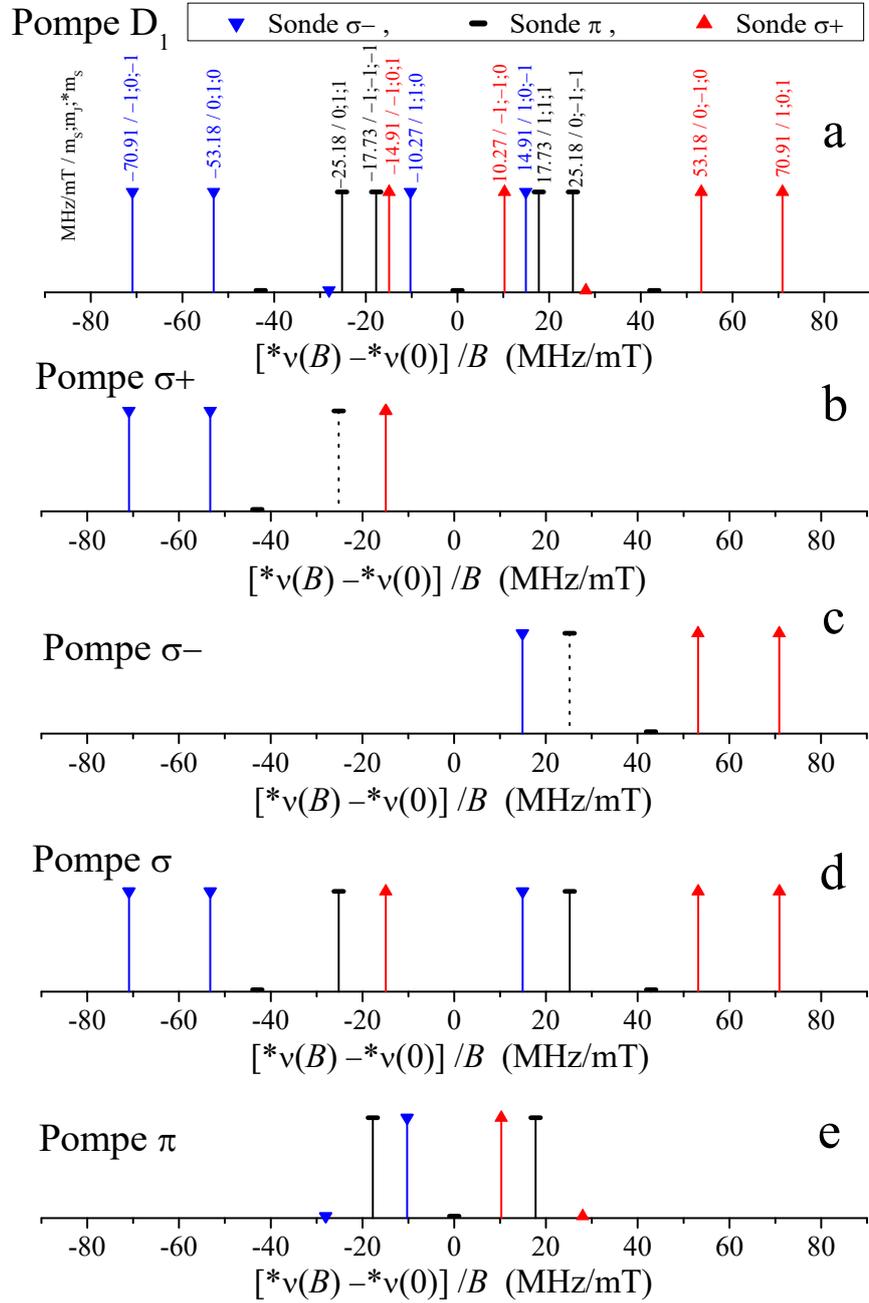


FIGURE 2.6 – Intensités des raies de l’absorption de la sonde ($*T_{jk}$, ici égaux à 1/6 ou 0) tracées en fonction des facteurs de décalages énergétiques induits par effet Zeeman pour la raie de pompe D_1 . Ces résultats sont affichés pour toutes les transitions autorisées (graphique a du haut) et pour des polarisations spécifiques de la pompe (voir les légendes, b à e).

Pompe sur la raie D₂ : Les états qui peuvent être peuplés par la raie D₂ sont Z₁ à Z₅. Toutes les possibilités de transitions de double résonance optique, le calcul des facteurs de décalages ainsi que les intensités des raies à 706.5 nm sont présentés dans le tableau (2.3). Dans les différents spectres de la sonde se trouvent les différentes intensités des raies correspondantes aux valeurs des $*T_{jk}$. Pour une pompe polarisée linéairement, il est attendu que $z_1 = z_5$ et $z_2 = z_4$.

i	j	k	S	P	stS	polP	Tij	polpr	shift(X)	sigp(Y)	pi(Y)
			mS	mJ	*mS				MHz/mT	s+ probe	pi probe
1	1	1	-1	-2	-1	-1	1	1	35.45465	0.33333	--
2	1	1	0	-2	-1	-2	-	1	78.36395	--	--
3	1	1	1	-2	-1	-3	-	1	121.27324	--	--
1	2	1	-1	-1	-1	0	0.5	0	-17.72732	--	0.16667
2	2	1	0	-1	-1	-1	0.5	0	25.18197	--	0.16667
3	2	1	1	-1	-1	-2	-	0	68.09127	--	--
1	3	1	-1	0	-1	1	0.16666	-1	-70.9093	--	--
2	3	1	0	0	-1	0	0.66666	-1	-28	--	--
3	3	1	1	0	-1	-1	0.16666	-1	14.9093	--	--
1	4	1	-1	1	-1	2	-	-2	-124.09127	--	--
2	4	1	0	1	-1	1	0.5	-2	-81.18197	--	--
3	4	1	1	1	-1	0	0.5	-2	-38.27268	--	--
1	5	1	-1	2	-1	3	-	-3	-177.27324	--	--
2	5	1	0	2	-1	2	-	-3	-134.36395	--	--
3	5	1	1	2	-1	1	1	-3	-91.45465	--	--
		--					--				
1	1	2	-1	-2	0	-1	1	2	63.45465	--	--
2	1	2	0	-2	0	-2	-	2	106.36395	--	--
3	1	2	1	-2	0	-3	-	2	149.27324	--	--
1	2	2	-1	-1	0	0	0.5	1	10.27268	0.16667	--
2	2	2	0	-1	0	-1	0.5	1	53.18197	0.16667	--
3	2	2	1	-1	0	-2	-	1	96.09127	--	--
1	3	2	-1	0	0	1	0.16666	0	-42.9093	--	0.22222
2	3	2	0	0	0	0	0.66666	0	0	--	0.22222
3	3	2	1	0	0	-1	0.16666	0	42.9093	--	0.22222
1	4	2	-1	1	0	2	-	-1	-96.09127	--	--
2	4	2	0	1	0	1	0.5	-1	-53.18197	--	--
3	4	2	1	1	0	0	0.5	-1	-10.27268	--	--
1	5	2	-1	2	0	3	-	-2	-149.27324	--	--
2	5	2	0	2	0	2	-	-2	-106.36395	--	--
3	5	2	1	2	0	1	1	-2	-63.45465	--	--
		--					--				
1	1	3	-1	-2	1	-1	1	3	91.45465	--	--
2	1	3	0	-2	1	-2	-	3	134.36395	--	--
3	1	3	1	-2	1	-3	-	3	177.27324	--	--
1	2	3	-1	-1	1	0	0.5	2	38.27268	--	--
2	2	3	0	-1	1	-1	0.5	2	81.18197	--	--
3	2	3	1	-1	1	-2	-	2	124.09127	--	--
1	3	3	-1	0	1	1	0.16666	1	-14.9093	0.05556	--
2	3	3	0	0	1	0	0.66666	1	28	0.05556	--
3	3	3	1	0	1	-1	0.16666	1	70.9093	0.05556	--
1	4	3	-1	1	1	2	-	0	-68.09127	--	--
2	4	3	0	1	1	1	0.5	0	-25.18197	--	0.16667
3	4	3	1	1	1	0	0.5	0	17.72732	--	0.16667
1	5	3	-1	2	1	3	-	-1	-121.27324	--	--
2	5	3	0	2	1	2	-	-1	-78.36395	--	--
3	5	3	1	2	1	1	1	-1	-35.45465	--	--

TABLEAU 2.3 – Tableau du calcul des facteurs de décalages énergétiques induits par effet Zeeman de la sonde $*D_2$ pour la raie de pompe à D₂. Les coefficients $*T_{jk}$ (3 dernières colonnes) représentent exclusivement les transitions optiques possibles et autorisées selon les règles de sélection.

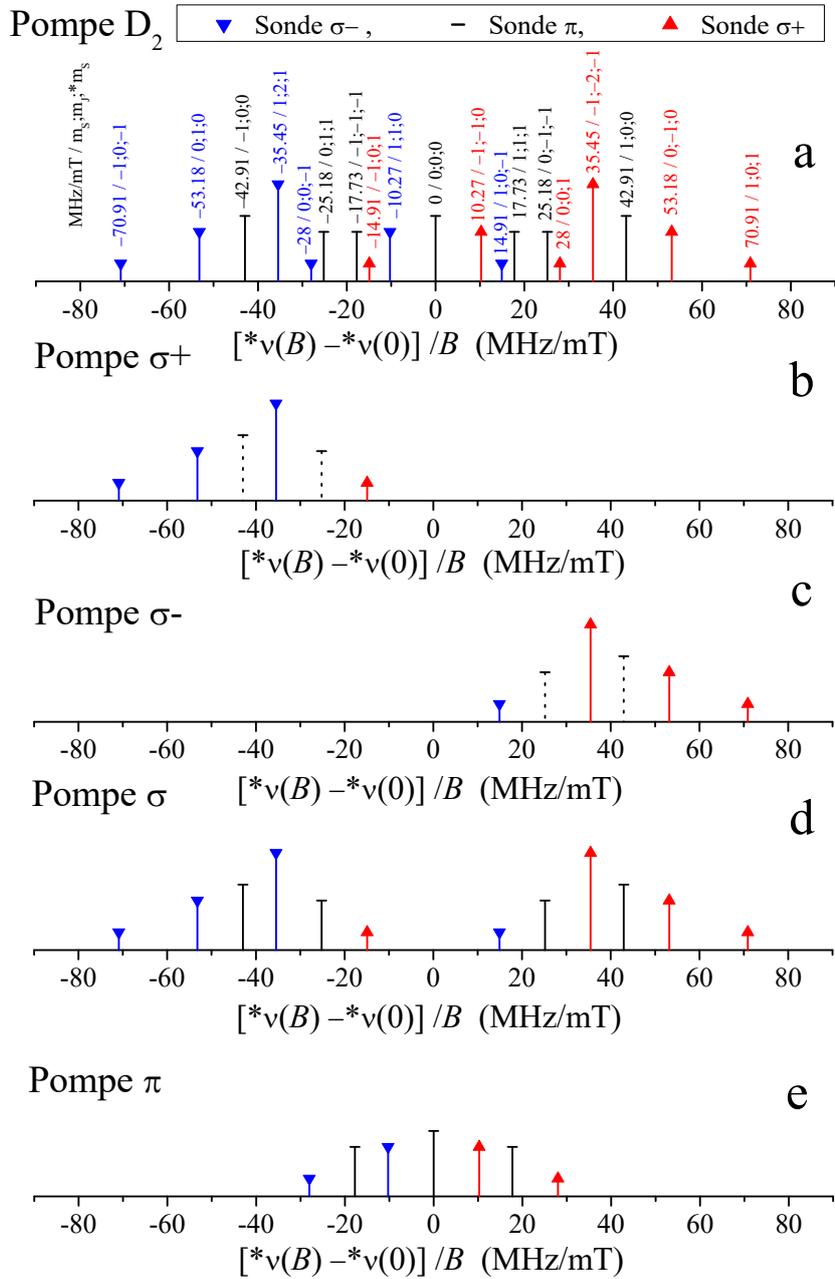


FIGURE 2.7 – Intensités des raies d’absorption ($\ast T_{jk}$, allant jusqu’à 1/3) tracées en fonction des facteurs de décalages d’absorption de sonde induits par effet Zeeman pour un pompage de la raie D₂. Elles sont affichées pour toutes les transitions autorisées (graphique du haut, a) et pour des polarisations spécifiques de la pompe (voir les légendes, b à e). Les valeurs des décalages sont également dans le tableau 2.3. Comme dans les raies de pompe en D₀ et D₁, lorsque la pompe est polarisée circulairement, les intensités des raies de la sonde π sont remplacées par des barres noires pointillées puisqu’elles ne sont pas observées expérimentalement.

2.2.4 Applications à la raie de pompe C₈ de l'³He

Nous évaluons maintenant les écarts énergétiques par effet Zeeman des sous-niveaux de l'³He, d'une manière similaire à celle relative à l'⁴He. Pour simplifier, nous considérons uniquement les transitions vers et depuis les sous-niveaux B₁₇ et B₁₈ du niveau 2³P₀, qui sont impliqués par le faisceau de pompe sur C₈ et les sondes sur *C₈ et *C₉. Les déplacements d'énergie des sous-niveaux Zeeman des états 2³S et 2³P en fonction du champ B sont tirées de l'article [42]. Pour l'état 3³S, nous considérons les mêmes valeurs que celles de l'état 2³S en négligeant les faibles différences entre les deux.

Des équations similaires aux équations (2.7), (2.9) et (2.10) peuvent donc être écrites pour déterminer respectivement les déplacements d'énergie Zeeman dans les états excités 2³S, 2³P et 3³S tels que :

$$[E_S(B, A_i) - E_S(0, A_i)]/h = m_F(A_i) g'_F(\mu_B/h) B \quad (2.16)$$

$$[E_P(B, B_j) - E_P(0, B_j)]/h = m_F(B_j) g'_0(\mu_B/h) B \quad (2.17)$$

$$[*E_S(B, *A_k) - *E_S(0, *A_k)]/h = *m_F(*A_k) *g'_F(\mu_B/h) B \quad (2.18)$$

avec $g'_{1/2} = 2.6684$, $g'_{3/2} = 1.335$, $g'_0 = -0.1763$ pour $j = 17$ ou 18 et $*g'_F \approx g'_F$.

Pour un pompage par la raie C₈, l'Eq.(2.12) est remplacée par :

$$\nu_{ij}(B) - \nu_{ij}(0) = [g'_0 m_F(B_j) - g'_{1/2} m_F(A_i)] (\mu_B/h) B, \quad (2.19)$$

et pour les sondes *C₈ et *C₉, l'Eq.(2.13) est remplacée par :

$$*\nu_{jk}(B) - *\nu_{jk}(0) = [g'_{1/2;3/2} m_F(*A_k) - g'_0 m_F(B_j)] (\mu_B/h) B \quad (2.20)$$

En conséquence, les décalages Zeeman de l'absorption de la sonde sur une transition entre B_j (avec $j = 17$ ou 18) et *A_k s'écrivent :

Pour la sonde *C₈ :

$$*\nu(B) - *\nu(0) = \left[g'_{1/2} \frac{\lambda_P}{*\lambda} m_F(A_i) - g'_0 \left(\frac{\lambda_P}{*\lambda} + 1 \right) m_F(B_j) + g'_{1/2} m_F(*A_k) \right] \times (\mu_B/h) B \quad (2.21)$$

Pour la sonde *C₉ :

$$*\nu(B) - *\nu(0) = \left[g'_{1/2} \frac{\lambda_P}{*\lambda} m_F(A_i) - g'_0 \left(\frac{\lambda_P}{*\lambda} + 1 \right) m_F(B_j) + g'_{3/2} m_F(*A_k) \right] \times (\mu_B/h) B \quad (2.22)$$

Sonde sur les raies *C₈ et *C₉

Les combinaisons de transitions de double résonance optique autorisées avec les facteurs de décalages énergétiques ainsi que les valeurs des *T_{jk} sont représentées graphiquement sur la figure 2.8 et données dans le tableau (2.4a) pour la sonde *C₈ et sur la figure (2.9) et données dans le tableau (2.4b) pour la sonde *C₉.

i	j	k	S	P	stS	polP	Tij	polS	Decalage(X)	sigp(Y)	pi(Y)
			mF	mF	*mF	mF(P)-mF(S)		mF(*S)-mF(P)	MHz/mT	Sonde Sig+	Sonde Pi
5	17	5	-0.5	0.5	-0.5	1	0.29185	-1	-44.18	--	--
6	17	5	0.5	0.5	-0.5	0	0.14592	-1	13.07	--	--
						--	--	--	--	--	--
5	18	5	-0.5	-0.5	-0.5	0	0.14592	0	-50.43	--	0.04864
6	18	5	0.5	-0.5	-0.5	-1	0.29185	0	6.82	--	0.04864
--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--
5	17	6	-0.5	0.5	0.5	1	0.29185	0	-6.82	--	0.04864
6	17	6	0.5	0.5	0.5	0	0.14592	0	50.43	--	0.04864
						--	--	--	--	--	--
5	18	6	-0.5	-0.5	0.5	0	0.14592	1	-13.07	0.09728	
6	18	6	0.5	-0.5	0.5	-1	0.29185	1	44.18	0.09728	

(a) Sonde *C₈, pour une pompe C₈

i	j	k	S	P	stS	polP	Tij	polpr	Decalage(X)	sigp(Y)	pi(Y)	sigm(Y)
			mF	mF	*mF	mF(P)-mF(S)		mF(*S)-mF(P)	MHz/mT	Sonde Sig+	Sonde Pi	Sonde Sig-
5	17	1	-0.5	0.5	-1.5	1	0.29185	-2	-53.53	--	--	--
6	17	1	0.5	0.5	-1.5	0	0.14592	-2	3.72	--	--	--
						--	--	--	--	--	--	--
5	18	1	-0.5	-0.5	-1.5	0	0.14592	-1	-59.79	--	--	0.0937
6	18	1	0.5	-0.5	-1.5	-1	0.29185	-1	-2.54	--	--	0.0937
--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--
5	17	2	-0.5	0.5	-0.5	1	0.29185	-1	-34.84	--	--	0.03123
6	17	2	0.5	0.5	-0.5	0	0.14592	-1	22.41	--	--	0.03123
						--	--	--	--	--	--	--
5	18	2	-0.5	-0.5	-0.5	0	0.14592	0	-41.10	--	0.06247	--
6	18	2	0.5	-0.5	-0.5	-1	0.29185	0	16.15	--	0.06247	--
--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--
5	17	3	-0.5	0.5	0.5	1	0.29185	0	-16.15	--	0.06247	--
6	17	3	0.5	0.5	0.5	0	0.14592	0	41.10	--	0.06247	--
						--	--	--	--	--	--	--
5	18	3	-0.5	-0.5	0.5	0	0.14592	1	-22.41	0.03123		--
6	18	3	0.5	-0.5	0.5	-1	0.29185	1	34.84	0.03123		--
--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--
5	17	4	-0.5	0.5	1.5	1	0.29185	1	2.54	0.0937		--
6	17	4	0.5	0.5	1.5	0	0.14592	1	59.79	0.0937		--
						--	--	--	--	--	--	--
5	18	4	-0.5	-0.5	1.5	0	0.14592	2	-3.72	--	--	--
6	18	4	0.5	-0.5	1.5	-1	0.29185	2	53.53	--	--	--

(b) Sonde *C₉, pour une pompe C₈

TABLEAU 2.4 – Tableau de calcul des facteurs des décalages énergétiques par effet Zeeman de la sonde *C₈ (a) et *C₉ (b) pour la raie de pompe C₈. Dans les différents spectres de la sonde se trouvent les différentes intensités des raies correspondantes aux valeurs des *T_{jk}. Pour une pompe polarisée linéairement, il est attendu que b₁₇ = b₁₈.

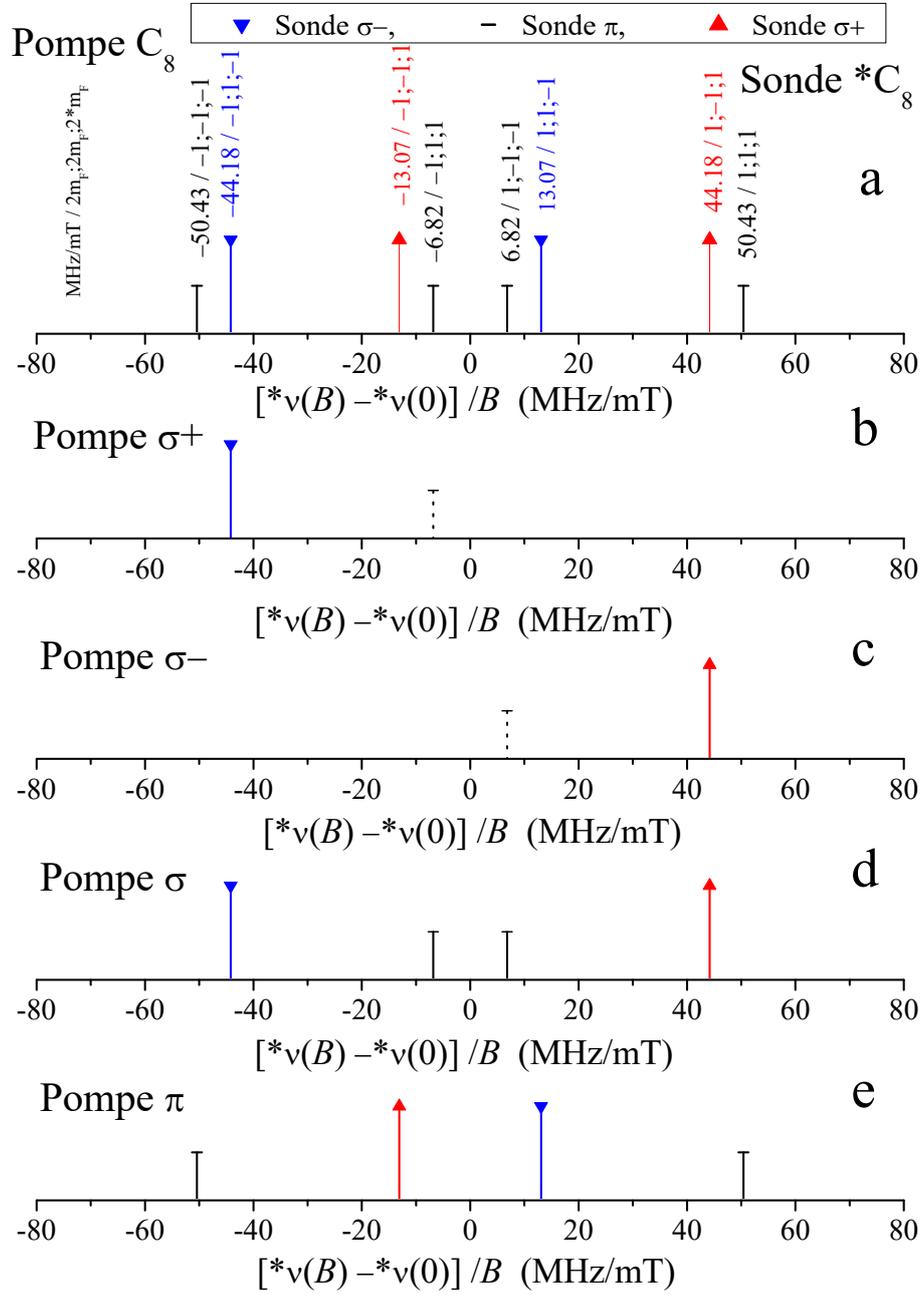


FIGURE 2.8 – Intensités des raies d’absorption (à partir des coefficients $*T_{jk}$) tracées en fonction des facteurs des décalages énergétiques de l’absorption de la sonde induits par Zeeman pour une pompe sur la raie C_8 et une sonde $*C_8$ pour toutes les transitions autorisées (graphique a) du haut) et pour des polarisations spécifiques de la pompe (voir les légendes, b à e). Les barres noires pointillées correspondent aux raies qui ne peuvent pas être observées.

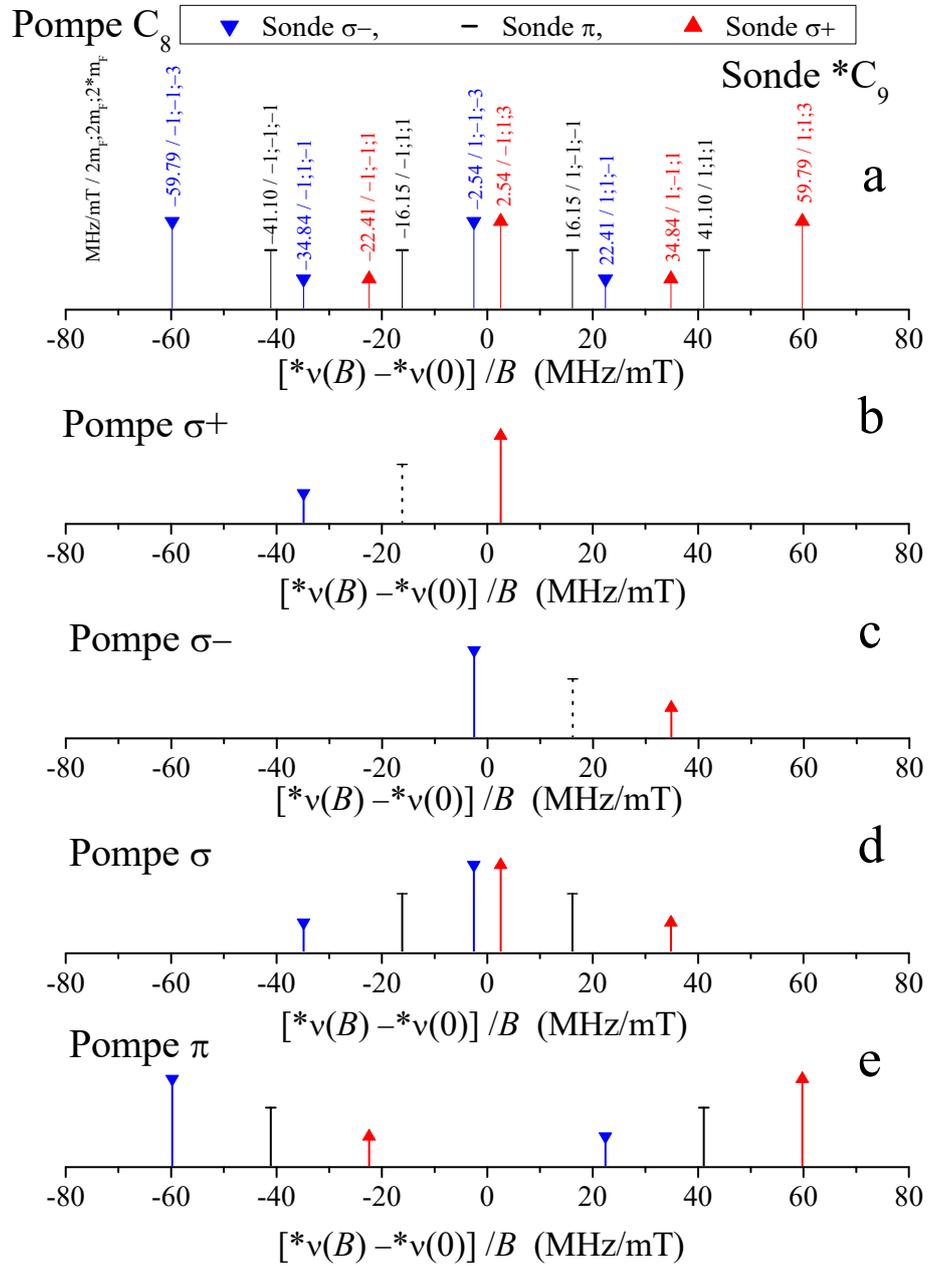


FIGURE 2.9 – Intensités des raies d’absorption (à partir des coefficients $*T_{jk}$) tracées en fonction des facteurs des décalages énergétiques de l’absorption de la sonde induits par Zeeman pour une pompe sur la raie C_8 et une sonde $*C_9$ pour toutes les transitions autorisées (graphique a) du haut) et pour des polarisations spécifiques de la pompe (voir les légendes, b à e). Les barres noires pointillées correspondent aux raies qui ne peuvent pas être observées.

2.3 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté la structure atomique de l'hélium, en champ magnétique nul, impliquée dans la technique de double résonance optique. Ensuite une étude théorique de l'effet Zeeman, à l'origine des décalages de fréquence des spectres à 706.5 nm en présence d'un champ magnétique B est effectuée. Cette étude est utile pour un bon ajustement des spectres d'absorption à 706.5 nm.

Dans le chapitre 3, nous présentons les modélisations de l'évolution des populations dans l'état 2^3P , suite aux collisions avec l'état fondamental 1^1S en s'inspirant dans un premier temps des modèles et des prédictions théoriques déjà publiés dans la littérature. Nous présentons deux modèles de redistribution collisionnelle avec ou bien un taux unique ou plusieurs taux de transfert par collisions avant de présenter un modèle avancé, reposant sur des observations expérimentales, en identifiant les collisions faibles et fortes de changement de vitesse.

Chapitre 3

Modélisations de l'évolution des populations dans l'état 2^3P

L'objectif de ce chapitre est d'établir et de résoudre les équations d'évolution des populations menant aux taux de collisions binaires entre les atomes de l'état 2^3P de l'hélium et les atomes de l'état fondamental. Ces collisions peuvent impliquer plusieurs effets sur les atomes de l'état 2^3P comme un changement de leur vitesse ou leur transfert d'un sous-niveau ou niveau magnétique à un autre du même état dans le cas des gaz d'hélium pur. Dans les mélanges isotopiques nous observons un échange d'excitation entre les isotopes.

Dans un premier temps, nous rappelons l'effet d'interaction physique entre la pompe accordée sur la transition optique $2^3S_1 - 2^3P$ et les niveaux impliqués où interviennent les processus d'absorption, d'émission spontanée et stimulée. Nous présentons les équations d'évolution des populations des sous-niveaux Zeeman m_J des états 2^3S_1 et 2^3P . Nous considérons le cas simple d'un pompage de faible intensité peuplant les sous-niveaux de l'état 2^3P de l' ^4He . Les populations des sous-niveaux de l'état 2^3S_1 sont égales ($y_i = 1/3$) et le taux de transition optique est négligeable devant le taux de décroissance radiative de l'état 2^3P . Nous évaluons ensuite le taux de transition $2^3S - 2^3P$ pour une pompe monochromatique et la largeur des raies d'absorption attendue à 706.5 nm.

Pour l'étude des redistributions collisionnelles, nous présentons premièrement les travaux publiés dans la littérature. Un premier travail a été publié par *Scheerer* [37] pour mesurer la section efficace de transfert entre le niveau $J = 0$ et $J = 1,2$. Sa section efficace a été également vérifiée par *Zhao et al* dans [57]. D'autre part, un calcul théorique de la section efficace de changement de J et de transfert d'excitation entre les atomes de l'état fondamental 1^1S et excité 2^3P est publié par *Vrinceanu et al* dans [36, 49]. Finalement, nous présentons deux modèles simples de redistribution collisionnelle avec ou bien un taux unique ou plusieurs taux de transfert par collisions avant de présenter un modèle avancé, reposant sur des observations expérimentales, en identifiant les collisions faibles et fortes de changement de vitesse.

Notations génériques

Puisqu'un grand nombre d'équations interviennent pour les deux isotopes de l'hélium, nous employons des notations génériques pour certaines d'entre elles :

- Les niveaux inférieurs (indice K) et supérieurs (indice L) de la transition de pompe entre les états 2^3S et 2^3P dans un isotope, avec g_K et g_L les dégénérescences, K_i et L_j les noms des sous-niveaux, k_i et l_j les populations de l'état inférieur et supérieur de la transition ($2^3\text{S} - 2^3\text{P}$).
- Le niveau supérieur (indice H) de la transition $2^3\text{P} - 3^3\text{S}$ dans un isotope, g_H sa dégénérescence et H_k le nom du sous-niveau.
- $n_m^{(4)} y_i$ (dans 1^4He) ou $n_m a_i$ (dans 1^3He) est la densité d'atomes dans le sous-niveau métastable où $n_m^{(4)}$ et n_m les densités totales d'atomes dans l'état 2^3S , avec :

$$\sum y_i = 1, \sum a_i = 1 \quad (3.1)$$

- $n_m^{(4)} z_j$ (dans 1^4He) ou $n_m b_j$ (dans 1^3He) la densité totale d'atomes dans un sous-niveau excité de l'état 2^3P , avec les pseudo populations z_j et b_j telles que :

$$\sum z_j < 1, \sum b_j < 1 \quad (3.2)$$

- La densité d'atomes métastables \tilde{n}_m représente les notations spécifiques aux densités d'atomes métastables n_m dans 1^3He ou $n_m^{(4)}$ dans 1^4He .
- Pour les éléments de matrice listés dans les tableaux (B.1, B.2, B.3 et B.4) en annexe, pour un champ magnétique nul et pour le taux de transition optique à 1083 nm, nous admettons \tilde{T}_{ij} et $\tilde{\gamma}_{ij}$. De même à 706.5 nm, les notations employées sont ${}^*\tilde{T}_{jk}$ et ${}^*\tilde{\gamma}_{jk}$.

3.1 Equations génériques d'évolution en présence du pompage optique

Premièrement, nous rappelons les équations d'évolution des populations des états 2^3S et 2^3P , caractérisant le processus du pompage optique introduit dans les travaux précédents [25, 33]. Pour une description physique réaliste du système, ces équations ne sont pas valables puisque les variations intrinsèques des taux de transition optique avec les vitesses atomiques sont ignorées. Elles sont juste considérées comme des équations génériques d'évolution des populations, ayant une seule classe de vitesse excitée, avec un taux de transition optique unique $\tilde{\gamma}_{ij}$. Elles sont utiles pour une description simple et générale des contributions des différents processus clés.

3.1.1 Contribution d'une pompe monochromatique aux équations générales des populations

Pour une pression suffisamment basse pour que les collisions ne jouent aucun rôle pendant la durée de vie radiative de l'état 2^3P , l'effet du pompage monochromatique sur les atomes métastables de l'hélium inclut :

- L'absorption du faisceau de pompe sur une transition entre les sous-niveaux $Y_i - Z_j$ (pour l' 4He) et $A_i - B_j$ (pour l' 3He) avec respectivement une probabilité de transition $1/\tau_{ij}^{(4)} = \gamma_{ij}^{(4)}$ et $1/\tau_{ij} = \gamma_{ij}$ par unité de temps.
- La désexcitation des atomes des sous-niveaux de l'état 2^3P par émission stimulée avec une probabilité de transition $1/\tau_{ij}^{(4)}$ et $1/\tau_{ij}$.
- La désexcitation par émission spontanée liée à la durée de vie de l'état 2^3P .

Les équations générales d'évolution des populations des sous-niveaux métastables et des sous-niveaux excités dans l'état 2^3P , sous l'effet du pompage optique, s'écrivent (équations (13) and (14) dans [33]) :

Pour l' 4He :

$$\left. \frac{dy_i}{dt} \right|_{PO} = \gamma \sum_{j=1}^9 T_{ij}^{(4)} z_j + \sum_{j=1}^9 \gamma_{ij}^{(4)} [z_j - y_i] \quad (3.3)$$

$$\left. \frac{dz_j}{dt} \right|_{PO} = -\gamma z_j + \sum_{i=1}^3 \gamma_{ij}^{(4)} [y_i - z_j] \quad (3.4)$$

Pour l' 3He :

$$\left. \frac{da_i}{dt} \right|_{PO} = \gamma \sum_{j=1}^{18} T_{ij} b_j + \sum_{j=1}^{18} \gamma_{ij} [b_j - a_i] \quad (3.5)$$

$$\left. \frac{db_j}{dt} \right|_{PO} = -\gamma b_j + \sum_{i=1}^6 \gamma_{ij} [a_i - b_j] \quad (3.6)$$

où $\gamma = 1.022 \times 10^7 s^{-1}$ [5] est le taux de décroissance radiative de l'état 2^3P .

La première partie des Eqs. (3.3) et (3.5) décrit l'émission spontanée des atomes de l'état 2^3P . La deuxième partie représente le bilan net entre l'émission stimulée des atomes de l'état 2^3P et l'absorption par les atomes métastables.

Pour les Eq.(3.4) et (3.6), la première partie représente la désexcitation radiative spontanée des atomes de l'état 2^3P vers l'état 2^3S_1 . La deuxième partie induite par l'excitation lumineuse, correspond au bilan net entre la croissance des populations par absorption et leur diminution par émission stimulée.

En fait, ces équations génériques seront très vite remplacées par des équations similaires pour les différentes classes de vitesse impliquées, ainsi que complétées par les contributions de tous les processus qui peuvent coupler ces classes de vitesse.

3.1.2 Processus de relaxation dans l'état 2^3S

De nombreux processus ayant lieu dans le plasma, non connus a priori, peuvent affecter l'état des atomes métastables, surtout ceux qui transfèrent par collisions, un atome d'un sous-niveau donné à un autre dans le même état. La façon la plus simple de tenir compte de ces effets est d'introduire un paramètre de relaxation Γ_r . Ce paramètre, plutôt libre, couple les populations au sein de chaque état atomique par une redistribution uniforme entre les sous-niveaux Zeeman, avec un taux de relaxation unique dans chaque état.

Typiquement, Γ_r peut être lié aux :

- taux moyen de remplacement dans la décharge des atomes métastables qui perdent leur excitation au contact de la paroi après diffusion lorsqu'une grande fraction du volume est pompée par un faisceau étendu. Ce taux est typiquement évalué à $10^3, 10^4 \text{ s}^{-1}$, en fonction de la pression et de la taille de la cellule. Le processus tend à égaliser les populations qui fait que $y_i = 1/3$ ou $a_i = 1/6$.
- taux d'échange avec les atomes non pompés (dans le cas d'un faisceau étroit), s'ils sont plus fortement couplés à la paroi de la cellule qu'à la partie pompée.
- taux d'échange de métastabilité d'atomes $d^3\text{He}$ avec des atomes $d^3\text{He}$ non polarisés, dans un mélange isotopique ($4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}/\text{mbar}$ de $l^3\text{He}$, [34]). Si les atomes de $l^3\text{He}$ sont nucléairement polarisés, ce processus conduit les populations y_i vers une distribution de populations de température de spin.

Le processus de relaxation avec un taux Γ_r est ainsi décrit en supposant que chaque population a_i et y_i tend vers une valeur moyenne uniforme :

$$\left. \frac{da_i}{dt} \right|_{\text{Rel}} = \Gamma_r \left(\frac{1}{6} - a_i \right) \quad \text{avec } i = 1\dots 6. \quad (3.7)$$

$$\left. \frac{dy_i}{dt} \right|_{\text{Rel}} = \Gamma_r \left(\frac{1}{3} - y_i \right) \quad \text{avec } i = 1\dots 3. \quad (3.8)$$

3.1.3 Distribution de vitesse des atomes excités de l'hélium

Le principal problème rencontré lors de la modélisation du pompage optique et des collisions de transfert entre les états 1^1S et 2^3P provient du fait que d'une part des différents taux de transition optique dépendant de la distribution thermique des vitesses atomiques et d'autre part de la distribution spectrale du laser de pompe interagissant avec les atomes. Pour les expériences faites dans ce travail, une fraction centrale du faisceau de pompe est sélectionnée par un diaphragme et on peut y considérer l'intensité de la pompe comme uniforme.

A l'équilibre thermique, en absence du pompage optique, les atomes métastables ont une distribution de vitesse de type de Maxwell-Boltzmann, normalisée, avec v_z la composante de vitesse parallèle à la direction de propagation z du faisceau de pompe.

La densité totale d'atomes métastables dans un sous-niveau de l'état métastable, ayant une vitesse v_z à dv_z près, peut alors être écrite sous la forme de :

$$n_i(v_z) dv_z = \tilde{n}_m k_i \tilde{\phi}_S(v_z) dv_z \quad (3.9)$$

où, k_i égal à a_i dans $l^3\text{He}$ et y_i dans $l^4\text{He}$, $\tilde{\phi}_S(v_z) = \sqrt{\frac{M_{\text{He}}}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{M_{\text{He}} v_z^2}{2k_B T}}$ et $\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\phi}_S(v_z) dv_z = 1$, k_B la constante de Boltzmann et M_{He} la masse atomique de l'hélium (M_3 pour $l^3\text{He}$ et M_4

pour l' ^4He).

Pour les sous-niveaux génériques L_j de l'état 2^3P , la densité d'atomes ayant une vitesse v_z est :

$$n_P(v_z) dv_z = \tilde{n}_m l_j \tilde{\phi}_P(v_z) dv_z \quad (3.10)$$

avec l_j les populations des sous-niveaux L_j et $\tilde{\phi}_P$ la fonction de distribution de vitesse, normalisée pour le sous-niveau considéré dans l'état 2^3P , avec $\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\phi}_P(v_z) dv_z = 1$. Le tableau (3.1) liste les notations particulièrement utilisées pour chacun des deux isotopes de l'hélium, en particulier les pseudo-populations, les densités d'atomes totales dans chaque sous-niveau et les distributions de vitesse normalisées.

Atome	Etat	Niveau	Pseudo-population k_i, l_j et h_k	Densité m^{-3}	Distribution de vitesse $(\text{m/s})^{-1}$
^3He	2^3S	A_i	a_i	$n_m a_i$	$\phi_S(v_z)$
^3He	2^3P	B_j	b_j	$n_m b_j$	$\phi_P(v_z)$
^3He	3^3S	$*A_k$	$*a_k$	$n_m *a_k$	
^4He	2^3S	Y_i	y_i	$n_m^{(4)} y_i$	$\phi_S^{(4)}(v_z)$
^4He	2^3P	Z_j	z_j	$n_m^{(4)} z_j$	$\phi_P^{(4)}(v_z)$
^4He	3^3S	$*Y_k$	$*y_k$	$n_m^{(4)} *y_k$	

TABLEAU 3.1 – Liste des notations utilisées pour caractériser les quantités des deux isotopes de l'hélium dans tous les niveaux et sous-niveaux pertinents (trois premières colonnes). Les populations dans l'état 2^3S vérifient la relation $\sum a_i = \sum y_i = 1$. Les pseudo-populations dans les états excités (colonne 4) sont les coefficients permettant de lier les densités d'atomes dans un sous-niveau (colonne 5) à la densité totale n_m ou $n_m^{(4)}$ dans l'état 2^3S . La colonne 6 répertorie les notations pour les distributions de vitesse normalisées, où v_z est la composante de vitesse atomique sur l'axe de propagation du faisceau de la pompe (et de la sonde).

3.2 Limite dans le cas d'une pression et un pompage faibles

Dans cette partie, nous nous intéressons au pompage optique effectué sur une cellule suffisamment à basse pression (« 1 mbar), afin de négliger les effets de collisions de changement de vitesse ou de niveau pendant la durée de vie radiative de l'état 2^3P . Pour un pompage optique d'intensité faible, tel que le taux de transition $\gamma_{ij}(v_z) \ll \gamma$, nous pouvons négliger les effets de l'émission stimulée dans les modèles ($z_j \ll y_i$).

3.2.1 Pompage faible accordé sur la raie D_0 de polarisation pure dans l' ^4He

Quelle que soit la polarisation du faisceau de pompe accordée sur la raie D_0 , seul le sous-niveau Z_9 est pompé dans l'état 2^3P . Pour un pompage sur D_0 de polarisation π , nous notons le taux de pompage $\gamma_{29}^{(4)}(v_z) = \gamma_P(v_z)$ et tous les autres taux de transition sont nuls. L'équation d'évolution des densités d'atomes promus dans le sous-niveau Z_9 et prenant en considération les distributions de vitesse est :

$$\frac{d}{dt} \left[n_m^{(4)} z_9 \phi_P^{(4)}(v_z) \right] = -\gamma \left[n_m^{(4)} z_9 \phi_P^{(4)}(v_z) \right] + \gamma_P(v_z) \left[n_m^{(4)} y_2 \phi_S^{(4)}(v_z) \right] \quad (3.11)$$

En régime stationnaire, la densité d'atomes pompés dans le sous-niveau Z_9 , ayant une vitesse v_z , est :

$$n_m^{(4)} z_9 \phi_P^{(4)}(v_z) = n_m^{(4)} y_2 \left(\frac{\gamma_P(v_z)}{\gamma} \right) \phi_S^{(4)}(v_z) \quad (3.12)$$

Puisque le taux de transition est supposé assez faible pour que les populations et les distributions de vitesse dans les sous-niveaux de l'état 2^3P ne sont pas affectées, $y_1 = y_2 = y_3 = 1/3$. Nous pouvons écrire :

$$z_9 \phi_P^{(4)}(v_z) = \sqrt{\frac{M_4}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{M_4}{2k_B T} v_z^2} \times \frac{1}{3} \left(\frac{\gamma_P(v_z)}{\gamma} \right) \quad (3.13)$$

Ainsi, la densité réduite des atomes pompés dans le sous-niveau Z_9 , suite au pompage optique s'écrit :

$$z_9 \phi_P^{(4)}(v_z) = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_{\frac{1}{e}}} \underbrace{\frac{1}{3} e^{-\left(\frac{v_z}{v_{\frac{1}{e}}}\right)^2}}_{X_G} \times \underbrace{\frac{\gamma_P(0)}{\gamma} \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{v_z}{v_{\frac{1}{2}}}\right)^2} \right)}_{X_L} \quad (3.14)$$

avec $v_{\frac{1}{e}} = \sqrt{\frac{2k_B T}{M_4}}$ et $e^{-\left(\frac{v_z}{v_{\frac{1}{e}}}\right)^2} \simeq 1$ pour une vitesse v_z négligeable devant $v_{1/e}$, d'où :

$$\Rightarrow z_9 \phi_P^{(4)}(v_z) \simeq \frac{1}{3\sqrt{\pi} v_{\frac{1}{e}}} \times \frac{\gamma_P(0)}{\gamma} \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{v_z}{v_{\frac{1}{2}}}\right)^2} \right) \quad (3.15)$$

L'équation (3.15) et la figure (3.1) montrent la distribution de vitesse des atomes dans l'état 2^3P , très proche d'une fonction lorentzienne dictée par la fonction lorentzienne de $\gamma_P^{(4)}(v_z)$, dépendant des conditions du pompage optique choisi. Ces deux fonctions sont identiques pour les petites vitesses et deviennent différentes pour les vitesses élevées ($v_z = v_{1/2}$).

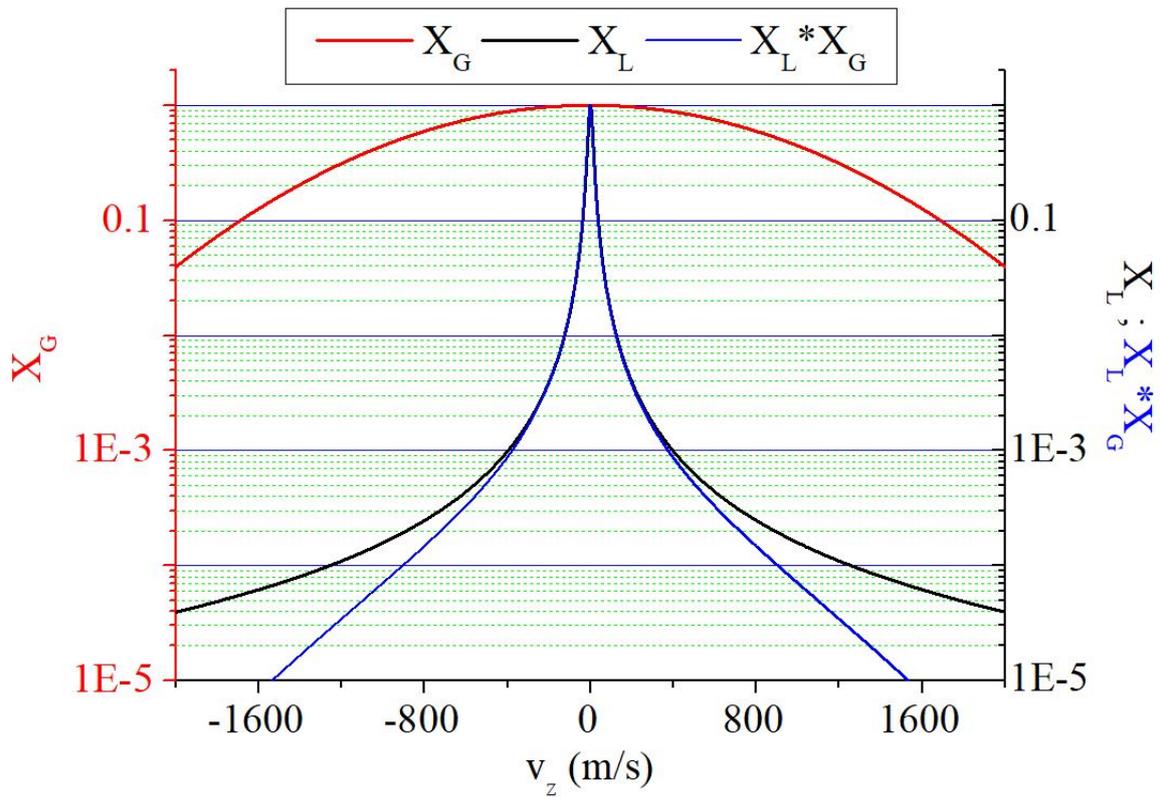


FIGURE 3.1 – Graphe en échelle logarithmique de la distribution de vitesse des atomes dans l'état 2^3P (en bleu) : selon l'Eq.(3.14), c'est le produit de la fonction gaussienne caractérisant la distribution de vitesse Maxwellienne des atomes métastables (en rouge) et la fonction lorentzienne caractérisant le taux de transition optique de $Y_i - Z_j$ (en noir).

3.2.2 Taux de transitions 2^3S_1 - 2^3P pour une pompe monochromatique

Pour une transition optique de pompe entre un sous-niveau K_i de l'état 2^3S_1 et le sous-niveau L_j de l'état 2^3P de l'hélium, le taux de transition optique $\tilde{\gamma}_{ij}$ s'écrit compte tenu des propriétés de l'opérateur de transition dipolaire électrique [25]. Pour un faisceau laser monochromatique de pompe, de fréquence $\omega/2\pi$, de vecteur de polarisation e_λ et d'intensité I_{las} uniforme (faisceau suffisamment diaphragmé) à l'intérieur de la cellule (exprimée en W/m^2), le taux de transition optique d'un atome métastable immobile est donné par l'éq.(8) de réf.[42] :

$$\tilde{\gamma}_{ij} = \frac{4\pi\alpha f}{m_e\omega\Gamma'} I_{las} \frac{(\Gamma'/2)^2}{(\Gamma'/2)^2 + (\omega - \omega_{ij})^2} \tilde{T}_{ij}(e_\lambda). \quad (3.16)$$

où α est la constante de structure fine, $f = 0.5391$ la force d'oscillateur de la transition 2^3S_1 - 2^3P [5], m_e la masse électronique et Γ' le taux d'amortissement de la cohérence optique. Le taux de transition est proportionnel à l'intensité lumineuse du pompage optique. De plus, ω_{ij} et \tilde{T}_{ij} désignent respectivement la fréquence angulaire et l'élément matriciel de la transition atomique entre K_i - L_j .

La saturation optique de la transition de pompe est obtenue en comparant $\tilde{\gamma}_{ij}$ au taux γ de la décroissance radiative du niveau 2^3P , tel que $\tilde{\gamma}_{ij} = \gamma$. Pour les plus fortes pressions, Γ' est égal à :

$$\Gamma' = \gamma/2\pi + \Gamma_{Las} + \Gamma_{coll} \quad (3.17)$$

avec $\gamma = 1.022 \times 10^7 s^{-1}$ [5], Γ_{Las} correspond à l'élargissement dû à la largeur du faisceau laser de pompe, généralement égale à 3 MHz et Γ_{coll} pour l'élargissement collisionnel proportionnel à la pression. Par exemple, l'intensité saturante dans une cellule de 0.13 mbar d' 4He est égale à 3.71 mW/cm² pour une pompe réglée sur la raie D_0 et égale à 2.47 mW/cm² lorsque la pompe est réglée sur la raie D_1 .

Pour un atome en mouvement, le taux de transition dépend également de la projection v_z de la vitesse de l'atome le long de l'axe de propagation de la lumière, en raison du décalage par effet Doppler. Pour chaque vitesse, un décalage de $\omega_{ij}v_z/c$ est introduit sur les fréquences angulaires de la transition atomique. Le taux de transition des atomes métastables ayant vitesse v_z , est ainsi donné par l'éq.(2.6) de la réf.[33] :

$$\tilde{\gamma}_{ij}(v_z) = \frac{4\pi\alpha f}{m_e\omega\Gamma'} I_{las} \frac{(\Gamma'/2)^2}{(\Gamma'/2)^2 + (\omega - \omega_{ij} - \omega_{ij}v_z/c)^2} \tilde{T}_{ij}(e_\lambda). \quad (3.18)$$

Avec un laser pompe de bande étroite accordé près d'une résonance atomique, seuls les atomes ayant des projections de vitesse proches de zéro sont excités. Ainsi pour $\omega = \omega_{ij}$, $\tilde{\gamma}_{ij}(v_z)$ s'écrit :

$$\tilde{\gamma}_{ij}(v_z) = \tilde{\gamma}_p(0) \frac{1}{1 + \left(\frac{v_z}{v_{\frac{1}{2}}}\right)^2} \quad (3.19)$$

avec le taux de transition des atomes métastables ayant une vitesse v_z nulle, noté $\tilde{\gamma}_p(0)$, est égal à :

$$\tilde{\gamma}_p(0) = \frac{4\pi\alpha f}{m_e\omega\Gamma'} I_{las} \tilde{T}_{ij} = 3.12 \times 10^{13} I_{las} \tilde{T}_{ij} \quad (3.20)$$

et $v_{\frac{1}{2}} = \frac{\Gamma'c}{2\omega_{ij}}$ la vitesse pour laquelle le décalage Doppler est égale à $\Gamma'/2$.

3.2.3 Largeur des raies d'absorption à 706.5 nm

La largeur des raies d'absorption de la sonde balayée résulte de la largeur de distribution de vitesse Δv_z du niveau sondé. Lorsque l'intensité de la pompe I_{las} est suffisamment faible, Δv_z résulte uniquement de la combinaison de la largeur de raie naturelle de la transition de 1083 nm, de son élargissement en pression et de la largeur éventuelle du laser de pompe. Si ce dernier est supposé avoir un profil lorentzien de largeur δ , toutes les contributions s'additionnent simplement pour donner la largeur à mi-hauteur FWHM du profil de vitesse pour $I_{\text{las}} = 0$.

$$\Delta v_z|_{I=0} = \lambda [\gamma + 2w + 2\pi\delta] / 2\pi. \quad (3.21)$$

Dans l'Eq.(3.21), la longueur d'onde λ de la pompe permet de convertir les fréquences en vitesse, γ est le taux de la décroissance radiative dans l'état 2^3P ($\gamma/2\pi = 1.626$ MHz (Tab 14, [58]) et w est le taux d'élargissement par collisions dépendant de la pression du gaz d'hélium ($w/\pi \simeq 12\text{-}18$ MHz/mbar, [36, 59]).

La forme de la raie à 706.5 nm est un profil lorentzien étroit qui résulte (par convolution) du profil de distribution de vitesses dans le niveau pompé 2^3P et de la largeur de raie de la transition sondée elle-même (parag.3.2). Sa largeur totale est donc la somme de deux termes, ici exprimée en unité de fréquence, telle que :

$$\Delta\nu = \Delta v_z / \lambda + \Gamma'_{706} / 2\pi. \quad (3.22)$$

La première partie met en évidence la largeur Δv_z de l'Eq.(3.23), convertie en unité de fréquence en utilisant la longueur d'onde λ de la sonde. La deuxième partie, $\Gamma'_{706}/2\pi$, combine les largeurs issues des durées de vie radiatives des états 2^3P et 3^3S (1.626 MHz et 4.425MHz [58, Table 14]), l'élargissement collisionnel de la transition 706.5 nm (33 MHz / mbar, [60]) et la largeur de raie instrumentale du laser sonde. Au total, la largeur attendue est la somme des contributions dues aux durées de vie radiatives (6.92 MHz), à l'élargissement collisionnel (52 à 61 MHz / mbar) et aux largeurs laser (typ. 7.5 MHz pour les lasers de pompe et de sonde), ce qui donne $\Delta\nu|_{I_P=0} = 22$ MHz pour 0.13 mbar, la cellule à plus basse pression utilisée dans nos mesures.

A une intensité de pompe suffisante, l'élargissement de puissance résultant de la saturation de la transition $2^3\text{S} - 2^3\text{P}$ et de la création de trous dans les profils de vitesse est bien documenté pour les systèmes simples à deux niveaux [61]. Des modèles de pompage optique dédiés sont nécessaires dans le cas de l'hélium pour établir un lien quantitatif entre l'intensité de la pompe et l'élargissement des profils de vitesse dans les états 2^3S et 2^3P . De tels modèles impliquent généralement un traitement des collisions et de la relaxation [33, 25, 42] pour évaluer les profils de vitesse. Notons seulement que l'élargissement en pression de la distribution de vitesse devrait conserver son expression générique en fonction de l'intensité de la pompe I_{Las} :

$$\Delta v_z = \sqrt{1 + I_P / I_{\text{sat}}} \Delta v_z|_{I_P=0}, \quad (3.23)$$

où I_{sat} est une intensité de saturation effective dépendant de divers paramètres du modèle de pompage optique.

3.3 Redistribution collisionnelle dans l'état 2^3P de l'hélium dans la littérature

Les changements de niveaux dans un état excité ou d'excitation entre un état excité et l'état fondamental suite aux collisions entre atomes sont des processus importants à étudier afin

de déterminer les populations atomiques, en régime stationnaire. Ces processus de transfert collisionnel présentent un intérêt considérable dans l'analyse des limitations du pompage optique dans l'état 2^3S ainsi que l'accumulation de la polarisation nucléaire obtenue dans l'état fondamental de 1^3He . Dans cette partie, nous rappelons les modèles disponibles, les sections efficaces mesurées et calculées dans la littérature pour les collisions entre l'état excité 2^3P et l'état fondamental 1^1S .

3.3.1 Étude de redistribution collisionnelle présenté par *Schearer*

Une première étude de transfert par collisions de niveau dans l'état 2^3P a été réalisée par *Schearer* [37]. Par les collisions avec l'état fondamental, la section efficace de transfert d'atomes du niveau 2^3P_0 peuplé, aux niveaux 2^3P_1 et 2^3P_2 a été mesurée avec une technique conventionnelle d'excitation résonante sur la transition $2^3S - 2^3P$ par la détection de la fluorescence. Signalons que la transition D_i dans cet article se rapporte aux transitions dans 1^3He , contrairement à nos notations. Expérimentalement, des cellules d' 1^3He pur, de pressions entre 0.066 et 13.33 mbar, sont faiblement excitées pour obtenir une densité d'atomes dans les niveaux métastables 2^3S_1 (entre 10^{10} et $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$). Une lampe à base d' 1^4He permet de peupler le niveau 2^3P_0 de 1^3He . La fluorescence a été détectée à l'aide d'un spectromètre de haute résolution, fournissant une bonne séparation entre, d'une part les lignes de la transition $2^3P_0 - 2^3S(D_0)$ et d'autre part les lignes des transitions $2^3P_{1,2} - 2^3S(D_{12})$. Puisque les composantes D_1 et D_2 ne sont pas complètement résolues, D_3 désigne la somme de ces deux composantes. Un transfert collisionnel d'un niveau à un autre ne peut se produire que si la collision, entre l'atome de l'état 2^3P et l'atome de l'état fondamental, se produit avant la désexcitation radiative de l'atome d'état P . Par conséquent, les valeurs des populations relatives des niveaux de l'état 2^3P dépendent de la densité des atomes de l'état fondamental, notée N .

Les équations d'évolution des populations des niveaux 2^3P_j sont ainsi écrites comme [37, Eq.1(a) à 2] :

Pour le niveau 2^3P_0 peuplé (pompage sur D_0) :

$$\frac{dn_0}{dt} = I \sigma_A n_m - \frac{n_0}{\tau} - (\sigma_{01} + \sigma_{02}) N v n_0 + (n_1 \sigma_{10} + n_2 \sigma_{20}) N v \quad (3.24)$$

L'intensité du rayonnement incident est exprimée par I avec σ_A la section efficace d'absorption et n_m est la densité d'atomes métastables. Pour le niveau 2^3P_1 et 2^3P_2 :

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{n_1}{\tau} - (\sigma_{10} + \sigma_{12}) N v n_1 + (n_0 \sigma_{01} + n_2 \sigma_{21}) N v \quad (3.25)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -\frac{n_2}{\tau} - (\sigma_{20} + \sigma_{21}) N v n_2 + (n_0 \sigma_{02} + n_1 \sigma_{12}) N v \quad (3.26)$$

avec n_0 , n_1 et n_2 les densités d'atomes excités des différents niveaux de l'état 2^3P . Les sections efficaces σ_{ab} sont définies pour chaque changement de niveau, induit par une collision de transfert d'un niveau a à un autre niveau b , τ est le temps de décroissance radiative, N est la densité d'atomes de l'état fondamental et v est la vitesse relative moyenne des atomes qui subissent des collisions.

Le premier terme de l'Eq.(3.24) décrit le taux de peuplement du niveau 2^3P_0 par la pompe. Le deuxième terme se réfère au taux de perte dû à la décroissance radiative dans l'état 2^3P . Les deux termes suivants représentent les taux d'arrivée et de départ dans le niveau 2^3P_0 , suite aux collisions de transfert. On retrouve la même chose pour les termes dans les

équations (3.25) et (3.26). Notons que dans ce modèle, les collisions de changement de vitesse n'ont pas d'effet puisque toutes les vitesses sont également peuplées par le pompage optique. Seules les populations totales dans chaque niveau de l'état 2^3P sont évaluées.

En régime stationnaire, le rapport des densités de populations peut être écrit comme :

$$\frac{n_0}{n_1 + n_2} = \frac{\left[(Nv\tau)^2 (\sigma_{10}\sigma_{20} + \sigma_{10}\sigma_{21} + \sigma_{12}\sigma_{20}) + Nv\tau(\sigma_{20} + \sigma_{21} + \sigma_{10} + \sigma_{12}) + 1 \right]}{\left[(Nv\tau)^2 (\sigma_{01}\sigma_{12} + \sigma_{21}\sigma_{02} + \sigma_{10}\sigma_{02} + \sigma_{02}\sigma_{12} + \sigma_{01}\sigma_{20} + \sigma_{01}\sigma_{21}) + (Nv\tau)(\sigma_{01} + \sigma_{02}) \right]} \quad (3.27)$$

Cette équation est utilisée pour déterminer la section efficace du transfert collisionnel du niveau 2^3P_0 vers les niveaux 2^3P_1 et 2^3P_2 à partir des données expérimentales.

Résultats de [37]

Le rapport des deux composantes D_0 et D_3 a été mesuré à partir de l'aire engendrée sous les courbes des spectres expérimentaux sous les niveaux 2^3P_J . Cela a été fait pour éviter les effets de piégeage par résonance de la lumière diffusée qui entraîneraient des taux de décroissance radiative effectifs différents pour les différents niveaux d'état excité. Le rapport d'aire de D_0/D_3 est ensuite tracé en fonction de l'inverse de la pression du gaz (Fig.3.2), comme approximation de l'Eq.(3.27).

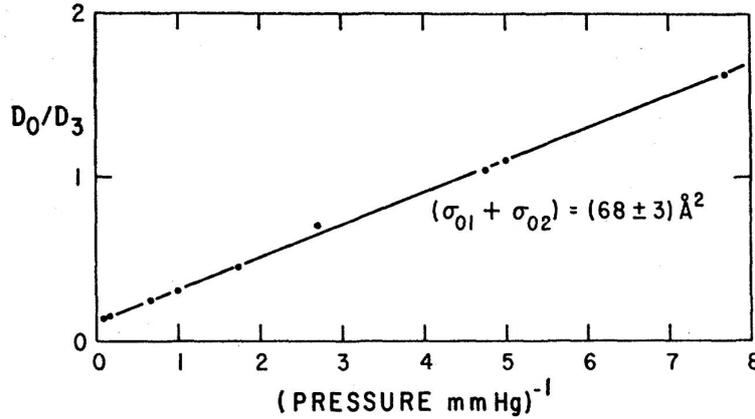


FIGURE 3.2 – Figure de [37, Fig.4] représentant le rapport d'intensité de D_0/D_3 tracé en fonction de l'inverse de la pression.

La section efficace de transfert d'atomes du niveau 2^3P_0 aux niveaux 2^3P_1 et 2^3P_2 est déduite de l'inverse de la pente a de la courbe :

$$\sigma_{01} + \sigma_{02} = (68 \pm 3) \text{Å}^2 \quad \text{à } 300 \text{ K.} \quad (3.28)$$

Cette valeur de section efficace (Eq.3.28) a été également vérifiée par *Zhao et al* dans [57]. Des mesures de spectroscopie laser à 1083 nm sont effectuées à l'aide d'une source laser (Ti :saphir) monomode réglée sur la transition $2^3S - 2^3P_J$. En balayant sa fréquence d'émission, l'absorption a été enregistrée. Avec une incertitude de 25%, la section efficace de transfert mesurée à 300 K est égale à $87 \pm 22 \text{Å}^2$ [57, Tab.I], en accord avec la valeur mesurée précédemment par Schearer [37].

3.3.2 Calcul de la section efficace de collisions $1^1\text{S} - 2^3\text{P}$ par *Vrinceanu et al*

Des calculs détaillés de l'élargissement collisionnel de la transition $2^3\text{S} - 2^3\text{P}$, proportionnel à la pression, et de la section efficace de collision entre les états 1^1S et 2^3S , 2^3P sont présentés dans [36]. Les courbes d'énergie potentielle moléculaire, déterminées selon l'approximation de Born-Oppenheimer et corrélées aux états atomiques 1^1S_0 , 2^3S_1 et 2^3P_J , sont premièrement obtenues à l'aide de la méthode de liaison de valence. Elles sont ensuite combinées avec des termes d'interaction de van der Waals, calculés semi-empiriquement entre ces états. Le but est d'étudier les collisions élastiques (niveau J est conservé) et inélastiques (changeantes de niveaux J), en particulier, pour déterminer les sections efficaces de collisions correspondantes. Comme indiqué dans [36, Fig.6] reproduite à la figure (3.3), seules les collisions élastiques peuvent se produire dans l'état 2^3S et sont représentées par σ_{11}^α (Fig.3.3a). Pour l'état 2^3P_J ($J = 0, 1$ et 2), les deux types de collisions peuvent se produire, décrites par les sections efficaces σ_{JJ}^β (Fig.3.3a) pour les collisions élastiques et $\sigma_{JJ'}^\beta$ pour les collisions de changement de J (Fig.3.3b). Nous y voyons que les sections efficaces des collisions qui modifient le niveau de la structure fine des atomes, dans l'état 2^3P_J , sont 4 à 5 fois plus petites que celles des collisions élastiques. En revanche, dans ce même article, il y a contradiction entre la légende de la figure 6 de l'article et le texte concernant le facteur 2 entre σ_{12} et σ_{02} . Après échanges par mail avec le groupe, il est confirmé que la bonne relation est $\sigma_{12} = 2\sigma_{02}$, conformément à l'énoncé du texte. L'erreur dans la légende sur la figure 6 de [36] est corrigée sur la figure 3.3b où la relation correcte est mentionnée. La relation inverse est malgré tout testée dans certains de nos modèles dans le chapitre 6 et pour faire la comparaison à nos résultats expérimentaux. Finalement, la section efficace de la collision de transfert de $J = 1$ vers $J = 0$ est nulle parce que l'un des coefficients de Clebsch-Gordan (C_{1010}^{10}) dans [36, Eq.13] disparaît. Enfin, les taux d'élargissement collisionnel et de décalage en fréquence en fonction de la pression (en MHz/Torr) pour les lignes de transition de l'état (2^3P_J), perturbées par les collisions, sont calculés dans une plage de température de 200 à 400 K [36, Tab.4]. Ces valeurs ont été aussi discutées dans [59].

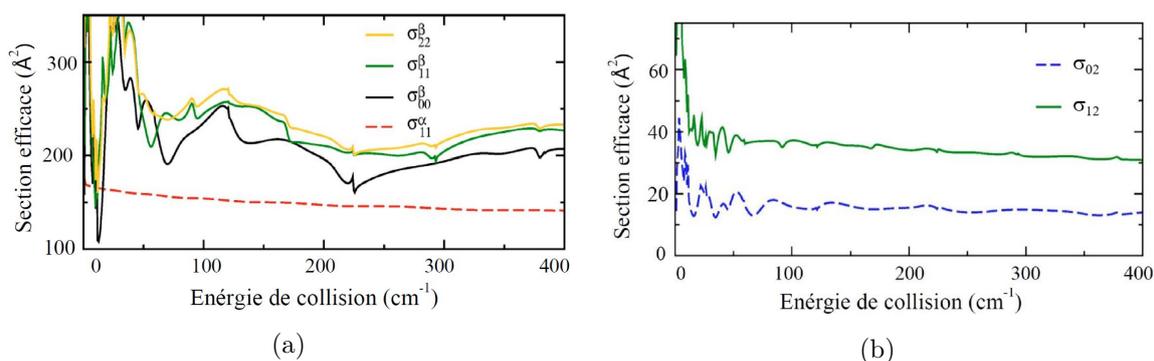


FIGURE 3.3 – Figures extraites de [36, Fig.6] représentant les sections efficaces calculées pour les collisions entre les atomes de l'état fondamental et les états excités 2^3S et 2^3P en fonction de l'énergie de collisions. En (a) les sections efficaces de collisions élastiques avec σ_{11}^α correspondent à l'état 2^3S et les σ_{JJ}^β pour l'état 2^3P . En (b) les sections efficaces de changement de niveau J dans l'état 2^3P (légende de la figure corrigée).

Ce calcul théorique des courbes d'énergie potentielle a été poursuivi par le même groupe dans [49] pour étudier de manière spécifique les propriétés collisionnelles du système $1^1\text{S} - 2^3\text{P}$. En particulier, les équations de sections efficaces de transfert d'excitation et de la diffusion sont

écrites et d'autre part les sections efficaces totales de collisions élastiques sont calculées sur une large gamme d'énergies. La section efficace de transfert d'atomes du niveau 2^3P_0 aux niveaux 2^3P_1 et 2^3P_2 a été théoriquement calculée et est égale à 75 \AA^2 [49].

3.4 Modèles simples de redistribution collisionnelle

Dans cette section, nous présentons les modèles de redistribution collisionnel que nous avons écrit allant d'un modèle où nous considérons un taux unique de transfert à un modèle avec plusieurs taux de transfert par collisions. Dans ces deux modèles, nous négligeons les effets de changement de vitesse de type faibles et fortes induits par les collisions. Seules les populations totales des sous-niveaux de l'état 2^3P sont évaluées. Cette approche globale est cohérente avec celle utilisée dans [37] (parag.3.3.1) dans laquelle une combinaison des sous-populations de chaque niveau J est évaluée.

3.4.1 Modèle avec un taux unique de transfert par collisions

Dans ce modèle simplifié, nous notons un taux de collision unique $\gamma\gamma_{\text{mix}}$ en fonction du taux de la désexcitation radiative γ . Il est supposé être le même, pour tout transfert d'un sous-niveau Z_j à un autre sous-niveau $Z_{j'}$, avec γ_{mix} le taux de collisions commun réduit. Pour ce modèle particulièrement simple, l'équation d'évolution des populations z_j des sous-niveaux non pompés comprend les contributions des collisions et de l'émission spontanée, telle que :

$$\frac{dz_j}{dt} = -z_j - 8\gamma_{\text{mix}}z_j + \gamma_{\text{mix}} \sum_{j' \neq j} z_{j'} = -z_j + \gamma_{\text{mix}} \sum_{j' \neq j} (z_{j'} - z_j). \quad (3.29)$$

Les équations complètes d'évolution des populations des différents sous-niveaux ainsi que celles des sous-niveaux pompés doivent comprendre en outre une ou plusieurs contributions du pompage optique, caractérisant le peuplement des sous-niveaux de l'état 2^3P . Ainsi, en régime stationnaire, la solution de ces équations consiste à résoudre un système de 9 équations linéaires couplées, dans le cas de 1^4He .

Comme les collisions ne font que transférer les atomes d'un sous niveau à un autre dans le même état 2^3P , le nombre total d'atomes dans cet état n'est pas affecté malgré les collisions.

Pompage sur la raie D_0

Lorsque le laser de pompe est accordé sur la raie D_0 , le transfert des atomes aux sous-niveaux non pompés Z_1 à Z_8 est assuré à partir du transfert d'atomes du sous-niveau Z_9 directement peuplé, quelque soit la polarisation de la pompe. Puisque le taux γ_{mix} de collisions est unique, les sous-niveaux Z_1 à Z_8 sont donc équi-peuplés, alors $z_1 = \dots = z_5 = \dots = z_8$.

En régime stationnaire, la solution de l'Eq.(3.29) pour un pompage sur D_0 donne :

$$0 = -z_1 + \gamma_{\text{mix}} (z_9 - z_1) \Rightarrow \frac{z_1}{z_9} = \frac{\gamma_{\text{mix}}}{1 + \gamma_{\text{mix}}}. \quad (3.30)$$

L'équation (3.30) est ensuite utilisée pour calculer les rapports d'aires totales sous les courbes des spectres d'absorption (A_0 , A_1 et A_2) pour une sonde de polarisation arbitraire, en se basant par exemple sur les expressions du tableau (5.6). Lorsque les populations des différents sous-niveaux Z_j sont égales, l'aire correspondante à chaque niveau J est déduite à travers l'équation (3.30) et les facteurs de dégénérescence $g_J = 2J + 1$, grâce aux règles de somme sur les coefficients de ${}^*T_{jk}$.

En fonction de l'aire A_0 sous la courbe du niveau $J = 0$ pompé, les rapports d'aires obtenus sont :

$$\begin{aligned} A_2/A_0 &= 5\gamma_{\text{mix}}/(1 + \gamma_{\text{mix}}), \\ A_1/A_0 &= 3\gamma_{\text{mix}}/(1 + \gamma_{\text{mix}}), \\ (A_2 + A_1)/A_0 &= 8\gamma_{\text{mix}}/(1 + \gamma_{\text{mix}}) \end{aligned} \quad (3.31)$$

où le taux γ_{mix} réduit est proportionnel à la pression du gaz d'hélium.

Dans la limite basse pression ($\gamma_{\text{mix}} \ll 1$), les rapports d'aires donnent directement accès aux valeurs des taux de collisions réduits. Nous pouvons ainsi déduire un rapport d'aire R , tel que :

$$R = \frac{5A_0}{A_2} = \frac{3A_0}{A_1} = \frac{8A_0}{A_2 + A_1} = 1 + \frac{1}{\gamma_{\text{mix}}} \quad (3.32)$$

Plus généralement, chaque rapport d'aire $R - 1$ dans l'équation (3.32) est une fonction linéaire, proportionnelle à $1/\gamma_{\text{mix}}$, et donc inversement proportionnelle à la pression p du gaz.

Ces rapports d'aires pondérés seront utiles pour tracer, dans le chapitre 6, les valeurs expérimentales de $R - 1$ pour différentes pressions de cellules en fonction de $1/p$ (Fig.6.12), puis les comparer aux valeurs de [37].

Pompage accordé sur la raie D_1

Pour un pompage accordé sur D_1 , les équations d'évolution des populations dépendent de la polarisation de la pompe choisie. Pour un pompage en polarisation isotrope, où les composantes de polarisation de la lumière ont des poids égaux ($I_\pi = I_{\sigma/2}$), les trois sous-niveaux du niveau $J = 1$ sont également peuplés ($z_6 = z_7 = z_8$). Puisque les populations des sous-niveaux non pompés sont considérées égales ($z_1 = \dots = z_5 = z_9$), les aires sous les courbes sont alors indépendantes de la polarisation de la sonde. En régime stationnaire, la solution de l'Eq.(3.29) pour un pompage sur D_1 donne :

$$0 = -z_1 + \gamma_{\text{mix}} [(z_6 - z_1) + (z_7 - z_1) + (z_8 - z_1)], \Rightarrow \frac{z_1}{z_6} = \frac{3\gamma_{\text{mix}}}{1 + 3\gamma_{\text{mix}}} \quad (3.33)$$

Par conséquent, les rapports d'aires pour les collisions transférant les atomes du niveau $J = 1$ au niveau $J' = 0$ et 2, déterminés à partir des facteurs de dégénérescence convenables, sont :

$$R = \frac{(2J' + 1) A_J}{(2J + 1) A_{J'}} = 1 + \frac{f_R}{\gamma_{\text{mix}}}, \quad (3.34)$$

$$\text{avec } R = \frac{5A_1}{3A_2} = \frac{A_1}{3A_0}. \quad (3.35)$$

et, en particulier, $f_R = 1/3$ pour un faisceau de pompe ayant une polarisation isotrope (Eq.3.33).

Cette polarisation de pompe a été uniquement employée pour des mesures dans les cellules d' ^4He à basse pression pour améliorer le peuplement de l'état 2^3P , donc l'amplitude des spectres d'absorption à 706.5 nm.

Pour un pompage sur D_1 de polarisation π , les sous-niveaux Z_6 et Z_8 sont également peuplés, avec la transition $Y_2 - Z_7$ interdite. Similaire à l'équation (3.30), l'équation d'évolution des

7 populations restantes ($z_1 = \dots = z_5 = z_7 = z_9$) est :

$$0 = -z_1 + \gamma_{\text{mix}} [(z_6 - z_1) + (z_8 - z_1)], \Rightarrow \frac{z_1}{z_6} = \frac{2\gamma_{\text{mix}}}{1 + 2\gamma_{\text{mix}}} \quad (3.36)$$

et donc f_R est égal à $1/2$. Pour une sonde polarisée σ , l'aire A_1 correspondant au niveau P_1 est proportionnelle à $(z_6 + z_8)/2$, alors $f_R = 1/4$.

Pour un pompage sur D_1 de polarisation σ et sans recourir à un modèle de pompage optique, aucune prédiction précise ne peut être considérée pour les populations des sous-niveaux pompés. Dans le cas simple d'un pompage fort par rapport à la relaxation de l'état 2^3S , les sous-niveaux Y_1 et Y_3 forment un système optique fermé, sans perte induite au sous-niveau Y_2 . Alors que, chaque cycle optique de Y_2 à Z_6 ou à Z_8 a une probabilité de 50% de quitter Y_2 par une décroissance spontanée polarisée π vers Y_1 et Y_3 . Dans ce cas, le pompage optique crée un alignement complet entre les 3 sous-niveaux de l'état 2^3S . En régime stationnaire, l'équation d'évolution des populations des sous-niveaux non pompés s'écrit alors :

$$0 = -z_1 + \gamma_{\text{mix}} (z_7 - z_1), \Rightarrow \frac{z_1}{z_7} = \frac{\gamma_{\text{mix}}}{1 + \gamma_{\text{mix}}}. \quad (3.37)$$

Dans la limite d'un alignement total, les relations quantitatives entre les rapports d'aires (Eq.3.34) peuvent être déterminées en fonction des polarisations de la sonde, en utilisant les expressions du tableau (5.6).

Les valeurs attendues du coefficient $R - 1$ représentant les différentes combinaisons de polarisation de pompe et de sonde seront tracées dans les Fig. (6.13) en fonction de f_R/p .

Pompage accordé sur la raie D_2

Pour un pompage accordé sur la raie D_2 , puisque les populations des sous-niveaux non pompés sont considérées égales, les aires sous les courbes de ces sous-niveaux sont ainsi indépendantes de la polarisation de la sonde. Leurs rapports pour les collisions transférant les atomes du niveau $J = 2$ au niveau $J' = 1$ et 0 sont :

$$R = \frac{(2J' + 1) A_J}{(2J + 1) A_{J'}} = 1 + \frac{f_R}{\gamma_{\text{mix}}}, \quad (3.38)$$

$$\text{avec } R = \frac{3A_2}{5A_1} = \frac{A_2}{5A_0}. \quad (3.39)$$

Similaire au cas d'une pompe accordée sur D_1 de polarisation σ , l'effet du pompage par la raie D_2 est considéré dans la limite d'un alignement total dans l'état 2^3S . Le pompage de polarisation π vide plus efficacement les sous-niveaux Y_1 et Y_3 que Y_2 , d'où un pompage fort remplit principalement le sous-niveau Z_3 . Dans cette limite, une équation similaire à l'équation (3.30) est obtenue en remplaçant z_9 par z_3 , telle que :

$$0 = -z_1 + \gamma_{\text{mix}} (z_3 - z_1), \Rightarrow \frac{z_1}{z_3} = \frac{\gamma_{\text{mix}}}{1 + \gamma_{\text{mix}}}. \quad (3.40)$$

Des relations quantitatives entre les aires sous les courbes données par l'Eq.(3.34) sont déterminées en fonction des polarisations de la sonde et en utilisant les expressions du tableau (5.6), avec $f_R = 2/5$ pour les sondes polarisées π et $f_R = 1/10$ pour les sondes polarisées σ .

Inversement, le pompage sur D_2 de polarisation σ , réducteur de la population du sous-niveau Y_2 , permet significativement de peupler seuls les sous-niveaux Z_1 , Z_3 , et Z_5 avec le taux de transition optique vers Z_3 est 3 fois inférieur à ceux vers Z_1 et Z_5 (d'après les $*T_{jk}$). Pour

une transition optique saturée, ces 3 sous-niveaux sont néanmoins peuplés de manière égale, ainsi l'équation régnant l'évolution des populations en régime stationnaire est :

$$0 = -z_2 + \gamma_{\text{mix}} (z_1 - z_2) + \gamma_{\text{mix}} (z_3 - z_2) + \gamma_{\text{mix}} (z_5 - z_2)$$

$$\Rightarrow \frac{z_2}{z_1} = \frac{3\gamma_{\text{mix}}}{1 + 3\gamma_{\text{mix}}}. \quad (3.41)$$

avec $f_R = 2/15$ pour les sondes polarisées π et $f_R = 7/30$ pour les sondes polarisées σ en utilisant les expressions du tableau (5.6). Pour le pompage accordé sur D_2 , les valeurs de $R - 1$ sont tracées en fonction de f_R/p dans la fig.(6.14) dans la limite d'un pompage fort et de l'alignement complet dans l'état 2^3S .

La liste de toutes les valeurs de f_R pour les différentes combinaisons de polarisation pompe-sonde selon les raies est donnée dans le tableau (3.2). La pompe de polarisation isotrope est un cas particulier effectué expérimentalement afin de peupler les sous-niveaux efficacement, avec des taux de transitions selon les polarisations π , σ^+ et σ^- . Cette polarisation permet de maximiser les signaux d'absorption et évite la création de l'alignement sur les sous-niveaux dans l'état 2^3S .

Raie de pompe	D ₀	D ₁			D ₂	
Polarisation de pompe	Quelconque	π	σ	isotrope	π	σ
Sonde π	1	1/2	≈ 0	1/3	$\approx 2/5$	$\approx 2/15$
Sonde σ	1	1/4	$\approx 1/2$	1/3	$\approx 1/10$	$\approx 7/30$

TABLEAU 3.2 – Valeurs des coefficients de pente f_R pour les différentes combinaisons de polarisation pompe-sonde. Les valeurs suivies d'un signe \approx sont calculées dans la limite de l'alignement complet dans l'état 2^3S , supposé pour un pompage fort.

Suite aux hypothèses discutées dans ce premier modèle, la liste des populations des sous-niveaux directement pompés pour les raies D_0 , D_1 et D_2 dans l' ^4He , dans la limite de forte intensité de pompe est donnée dans le tableau (3.3). Ces prédictions sont admises dans tous les modèles qui suivent.

	D ₀	D ₁	D ₂
Pompage π	z_9	$z_6 = z_8$	z_3
Pompage σ	z_9	z_7	z_1, z_3 et z_5
Pompage isotrope $I_\pi = I_\sigma/2$	z_9	z_6, z_7 et z_8	aucune prédiction

TABLEAU 3.3 – Tableau des populations des sous-niveaux directement pompés dans l' ^4He dans une limite de forte intensité pour différentes raies de pompage.

3.4.2 Modèle avec plusieurs taux de transfert par collisions

Dans ce modèle, nous ne considérons aussi que les populations totales des sous-niveaux de l'état 2^3P , en négligeant tout changement ou distribution de vitesse, comme dans le premier modèle. Les taux de collisions qui correspondent aux processus inverses de changement de sous-niveaux sont considérés identiques. Ceci est associé au fait qu'à température ambiante, les différences d'énergie ΔE_P entre les sous-niveaux de l'état 2^3P , sont bien inférieures à l'énergie cinétique thermique, en champ magnétique faible avec $\Delta E_P = 32$ GHz au plus,

soit 1.53 K au plus par rapport à 300 K. En notant $\hat{\gamma}_{jj'}$ le taux réduit de collisions pour un transfert d'atome du sous-niveau Z_j au sous-niveau $Z_{j'}$, cela signifie que $\hat{\gamma}_{jj'} = \hat{\gamma}_{j'j}$. En gardant cette notation, les équations d'évolution de populations pour les 9 sous-niveaux de l' ^4He s'écrivent :

$$-z_1 + \hat{\gamma}_{12}(z_2 - z_1) + \hat{\gamma}_{13}(z_3 - z_1) + \dots + \hat{\gamma}_{19}(z_9 - z_1) = \partial_t z_1|_{\text{OP}} \quad (3.42)$$

$$\hat{\gamma}_{12}(z_1 - z_2) - z_2 + \hat{\gamma}_{23}(z_3 - z_2) + \dots + \hat{\gamma}_{29}(z_9 - z_2) = \partial_t z_2|_{\text{OP}} \quad (3.43)$$

...

$$\hat{\gamma}_{19}(z_1 - z_9) + \hat{\gamma}_{29}(z_2 - z_9) + \hat{\gamma}_{39}(z_3 - z_9) + \dots - z_9 = \partial_t z_9|_{\text{OP}} . \quad (3.44)$$

Cet ensemble de 9 équations, dans lesquelles la partie droite contient les contributions induites par le pompage optique, sont la généralisation de l'Eq.(3.29). Les différents termes de la partie gauche des équations peuvent être regroupés d'une manière différente :

$$-z_1 \left[1 + \sum_{j \neq 1} \hat{\gamma}_{1j} \right] + \sum_{j \neq 1} \hat{\gamma}_{1j} z_j = \partial_t z_1|_{\text{OP}} \quad (3.45)$$

$$-z_2 \left[1 + \sum_{j \neq 2} \hat{\gamma}_{2j} \right] + \sum_{j \neq 2} \hat{\gamma}_{2j} z_j = \partial_t z_2|_{\text{OP}} \quad (3.46)$$

...

$$-z_9 \left[1 + \sum_{j \neq 9} \hat{\gamma}_{9j} \right] + \sum_{j \neq 9} \hat{\gamma}_{9j} z_j = \partial_t z_9|_{\text{OP}} . \quad (3.47)$$

Nous considérons, en premier, le cas simple du pompage sur D_0 où Z_9 est le seul sous-niveau peuplé. La population z_9 forme le seul paramètre d'entrée dans les autres équations, avec seule l'Eq.(3.47) a un terme moteur induit par le pompage optique. En additionnant les 8 premières équations, la plupart des termes s'annulent entre eux, laissant complètement :

$$\sum_{j=1}^8 z_j (1 + \hat{\gamma}_{j9}) = z_9 \sum_{j=1}^8 \hat{\gamma}_{j9} . \quad (3.48)$$

L'Eq.(3.48), impliquant des moyennes pondérées des populations, ne peut être simplifiée que si les taux de collisions ont des valeurs communes. En essayant de remonter aux équations d'évolution des populations totales écrites dans [37] nous additionnons les cinq premières équations, puis les trois suivantes. Ainsi nous obtenons les deux équations suivantes :

$$\sum_{j=1}^5 z_j \left[1 + \sum_{j'=6}^8 \hat{\gamma}_{jj'} + \hat{\gamma}_{j9} \right] - \sum_{j'=6}^8 z_{j'} \sum_{j=1}^5 \hat{\gamma}_{jj'} = z_9 \sum_{j=1}^5 \hat{\gamma}_{j9} \quad (3.49)$$

$$- \sum_{j'=1}^5 z_k \sum_{j=6}^8 \hat{\gamma}_{jj'} + \sum_{j=6}^8 z_j \left[1 + \sum_{j'=1}^5 \hat{\gamma}_{jj'} + \hat{\gamma}_{j9} \right] = z_9 \sum_{j=6}^8 \hat{\gamma}_{j9} \quad (3.50)$$

Dans ce qui suit, des hypothèses sont considérées afin de simplifier les équations d'évolution de populations.

Les taux de transfert par collisions $\gamma_{JJ'}$ entre les niveaux J

Nous supposons dans ce modèle que les taux de collisions ne dépendent que de l'état initial J et de l'état final J' de l'atome. Pour un transfert d'un niveau J à un autre J' ou inversement,

nous notons les trois taux de transfert réduits suivant, proportionnels à la pression, avec $\gamma_{JJ'} = \gamma_{J'J}$:

$$\gamma_{01} = \hat{\gamma}_{69} = \hat{\gamma}_{79} = \hat{\gamma}_{89}, \text{ pour le transfert de } J = 0 \text{ à } J' = 1 \quad (3.51)$$

$$\gamma_{02} = \hat{\gamma}_{19} = \dots = \hat{\gamma}_{59}, \text{ pour le transfert de } J = 0 \text{ à } J' = 2 \quad (3.52)$$

$$\gamma_{12} = \hat{\gamma}_{16} = \dots = \hat{\gamma}_{58}, \text{ pour le transfert de } J = 1 \text{ à } J' = 2 \quad (3.53)$$

Les taux de transfert par collisions γ_{JJ} entre les sous-niveaux d'un même niveau J

D'après le tableau (3.3), le peuplement des sous-niveaux Z_j dans la limite de forte intensité du faisceau de pompe dépend de sa polarisation, en particulier pour la pompe accordée sur la raie D_1 ou D_2 . Par exemple, pour une pompe sur D_1 de polarisation σ , seul le sous-niveau Z_7 est peuplé. Les sous-niveaux Z_6 et Z_8 sont ainsi peuplés par des transferts de populations de Z_7 (donc du même niveau J) suite à des collisions, ou par double collisions transférant des atomes d'un niveau $J \neq 1$ à Z_6 et Z_8 . Nous notons les deux taux de transfert par collisions γ_{JJ} entre les sous-niveaux m_J d'un même niveau J, avec $\hat{\gamma}_{jj'} = \hat{\gamma}_{j'j}$

$$\gamma_{11} = \hat{\gamma}_{67} = \hat{\gamma}_{68} = \hat{\gamma}_{78}, \text{ pour le transfert entre } m_J \text{ dans } J = 1 \quad (3.54)$$

$$\gamma_{22} = \hat{\gamma}_{12} = \hat{\gamma}_{13} = \dots = \hat{\gamma}_{15}, \text{ pour le transfert entre } m_J \text{ dans } J = 2 \quad (3.55)$$

Cas du pompage sur D_0

Quelque soit la polarisation du faisceau de pompe, seul le sous-niveau Z_9 est directement peuplé. Ainsi, le calcul présenté ici est valable pour n'importe quelle polarisation de pompe réglée sur la raie D_0 . Les populations des sous-niveaux non pompés ne dépendent que de la valeur J de chaque niveau. En supposant que $z_1 = \dots = z_5$ et $z_6 = z_7 = z_8$, l'ensemble des équations (3.42) à (3.44) peut alors être simplifié de la façon suivante :

$$\begin{aligned} -z_1 + 3\gamma_{12}(z_6 - z_1) + \gamma_{02}(z_9 - z_1) &= 0 \\ \Rightarrow (1 + 3\gamma_{12} + \gamma_{02})z_1 - 3\gamma_{12}z_6 &= \gamma_{02}z_9 \end{aligned} \quad (3.56)$$

$$\begin{aligned} 5\gamma_{12}(z_1 - z_6) - z_6 + \gamma_{01}(z_9 - z_6) &= 0 \\ \Rightarrow -5\gamma_{12}z_1 + (1 + 5\gamma_{12} + \gamma_{01})z_6 &= \gamma_{01}z_9. \end{aligned} \quad (3.57)$$

Ces équations représentent les équations d'évolution des populations suite à des transferts collisionnels entre les niveaux J de l'état 2^3P pour le sous-niveau Z_1 du niveau $J = 2$ (Eq.3.56) et pour le sous-niveau Z_6 du niveau $J = 1$ (Eq. 3.57), avec la partie de droite des équations comportant un terme source z_9 correspondant au pompage directement appliqué.

En inversant la matrice \mathbf{M} (2×2), avec des coefficients tirés des équations (Eqs. 3.56 et 3.57) liant z_1 et z_6 à z_9 , nous écrivons :

$$\begin{bmatrix} z_1 \\ z_6 \end{bmatrix} = z_9 \mathbf{M}^{-1} \begin{bmatrix} \gamma_{02} \\ \gamma_{01} \end{bmatrix} \quad (3.58)$$

$$\text{avec } \mathbf{M}^{-1} = \frac{1}{ad - bc} \begin{bmatrix} d & -b \\ -c & a \end{bmatrix} \text{ pour } \mathbf{M} = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}, \quad (3.59)$$

Ainsi, nous déterminons analytiquement les rapports de populations suivants :

$$\frac{z_1}{z_9} = \frac{\gamma_{02} (1 + 5\gamma_{12} + \gamma_{01}) + 3\gamma_{01}\gamma_{12}}{(1 + 3\gamma_{12} + \gamma_{02}) (1 + 5\gamma_{12} + \gamma_{01}) - 15\gamma_{12}^2} \quad (3.60)$$

$$\frac{z_6}{z_9} = \frac{5\gamma_{02}\gamma_{12} + \gamma_{01} (1 + 3\gamma_{12} + \gamma_{02})}{(1 + 3\gamma_{12} + \gamma_{02}) (1 + 5\gamma_{12} + \gamma_{01}) - 15\gamma_{12}^2}. \quad (3.61)$$

En multipliant les numérateurs et les dénominateurs par τ_{02}^2 dans les équations (3.60) et (3.61), nous obtenons par un changement de variables, permettant de distinguer les variables dépendantes et indépendantes de la pression, telles que :

$$\frac{z_1}{z_9} = \frac{\tau_{02} + (5k_{12} + k_{01} + 3k_{12}k_{01})}{\tau_{02}^2 + \tau_{02} (1 + k_{01} + 8k_{12}) + (5k_{12} + k_{01} + 3k_{12}k_{01})} \quad (3.62)$$

$$\frac{z_6}{z_9} = \frac{\tau_{02}k_{01} + (5k_{12} + k_{01} + 3k_{12}k_{01})}{\tau_{02}^2 + \tau_{02} (1 + k_{01} + 8k_{12}) + (5k_{12} + k_{01} + 3k_{12}k_{01})}, \quad (3.63)$$

Où :

$$\tau_{02} = 1/\gamma_{02}, \quad k_{01} = \gamma_{01}/\gamma_{02}, \quad \text{et } k_{12} = \gamma_{12}/\gamma_{02} \quad (3.64)$$

avec τ_{02} est le temps de collision réduit entre les sous-niveaux de $J = 0$ et $J' = 2$, inversement proportionnel à la pression, k_{01} et k_{02} les rapports des taux de collisions, indépendants de la pression.

En particulier, le rapport des populations non pompées donne :

$$\frac{z_6}{z_1} = \frac{\tau_{02}k_{01} + (5k_{12} + k_{01} + 3k_{12}k_{01})}{\tau_{02} + (5k_{12} + k_{01} + 3k_{12}k_{01})} \quad (3.65)$$

avec $\frac{z_6}{z_1} \approx k_{01}$ à basse pression et $\frac{z_6}{z_1} \approx 1$ à une pression élevée.

Plus précisément, tous les rapports de populations valent 1 dans la limite haute pression pour $\tau_{02} = 0$, en particulier le rapport $(5z_1 + 3z_6)/8z_9$. Cela signifie que le rapport inversé, associé aux aires sous les courbes spectrales, vérifie la relation :

$$R = \frac{8A_0}{(A_1 + A_2)} = 1 + \tau_{02} K(\tau_{02}; k_{01}, k_{12}) \quad (3.66)$$

$$\text{avec } K(\tau_{02}; k_{01}, k_{12}) = \frac{8\tau_{02} + (3 + 5k_{01} + 64k_{12})}{\tau_{02} (5 + 3k_{01}) + 8(5k_{12} + k_{01} + 3k_{12}k_{01})}. \quad (3.67)$$

La figure (3.4a) affiche la variation du coefficient K réduit en fonction de τ_{02} (Eq.3.67) pour les différentes valeurs sélectionnées de k_{01} et de k_{12} , avec $K(0, k_{01}, k_{02})$ qui est la limite haute pression pour $\tau_{02} = 0$. Par exemple, pour $k_{12} = 2$ et $k_{01} = 0$, $K(0, 0, 2)$ est égal à 1.6375. Comme prévu, en considérant les taux de collisions égaux ($k_{01} = k_{12} = 1$), le coefficient $K(\tau_{02}, 1, 1)$ est constant, égal à 1 et $R - 1 = \tau_{02} = 1/\gamma_{02}$, comme dans l'équation (3.32). Sinon, pour k_{12} allant de 0.5 à 2 avec $k_{01} = 0$ ou 0.5, K reste presque constant entre 0.92 et 1, d'où $R - 1$ est aussi approximativement proportionnel à $1/\gamma_{02}$.

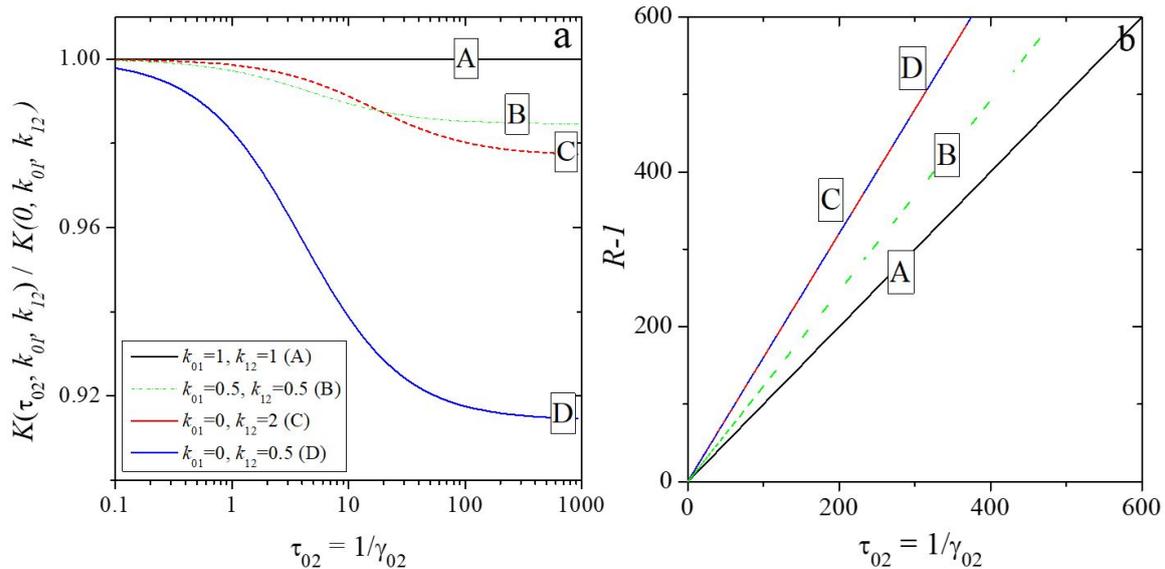


FIGURE 3.4 – a) Variation du coefficient de pente réduit $K = K(\tau_{02}; k_{01}, k_{12}) / K(0; k_{01}, k_{12})$ (Eq.3.67) pour un pompage sur D_0 , avec différentes valeurs de taux de collision. $K(0, k_{01}, k_{12})$ est la limite haute pression pour $\tau_{02} = 0$; en noir (A), pour $k_{01} = 1$ et $k_{12} = 1$; en vert (B) pour $k_{01} = 0.5, k_{12} = 0.5$; en rouge (C) pour $k_{01} = 0, k_{12} = 2$; en bleu (D) pour $k_{01} = 0, k_{12} = 0.5$. b) Variation du coefficient de rapport d'aires $R - 1$ pour un pompage accordé sur D_0 (Eq.3.66) avec les différentes valeurs du coefficient de pente réduit K . Les mêmes annotations et couleurs de la figure (3.4a) sont utilisées dans cette figure.

Pour un pompage accordé sur la raie D_0 , la figure (3.4a) affiche la variation du rapport d'aires $R - 1$ pour différentes valeurs de $K(\tau_{02}; k_{01}, k_{12})$, en fonction de τ_{02} . Les mêmes annotations de la fig.(3.4b) sont admises pour chaque rapport d'aires correspondant à un $K(\tau_{02}; k_{01}, k_{12})$ donné. Comme prévu, pour $\tau_{02} = 0$ dans la limite haute pression, le rapport d'aire (3.66) est égal à 1.

Les rapports de populations peuvent aussi être déterminés par des inversions de matrice numériques, en particulier pour les raies de pompe sur D_1 et D_2 de polarisation σ ou π , où la résolution des matrices (3×3) correspondantes sera plutôt complexe. Sinon, dans le cas des matrices simples de dimensions (2×2) , en particulier pour une pompe réglée sur D_0 et sur D_1 de polarisation isotrope, ce calcul numérique est un outil de vérification des calculs analytiques de la matrice inversée (Eqs. 3.62, 3.63 et 3.65). L'inversion de ces matrices numériquement est effectuée par des scripts exécutables sous le logiciel Origin, en faisant un choix raisonnable sur les valeurs des rapports de taux de collisions (exemple, Eq.3.64). Dans la figure (3.5a, b et c), nous présentons trois exemples de compilation de rapport de populations z_a/z_b pour des rapports de taux de collision égaux $k_{01} = k_{12} = 1$, ou différents pour $k_{01} = 0, k_{12} = 2$ et $k_{01} = 0, k_{12} = 0.5$ (d'après [36]). Ces rapports z_a/z_b tracés correspondent d'une part à un rapport de populations du sous-niveau non pompé Z_6 (en rouge) ou Z_1 (en noir) sur la population du sous-niveau Z_9 directement peuplé par le pompage optique ou le rapport des deux populations non pompées (z_6/z_1 , en vert).

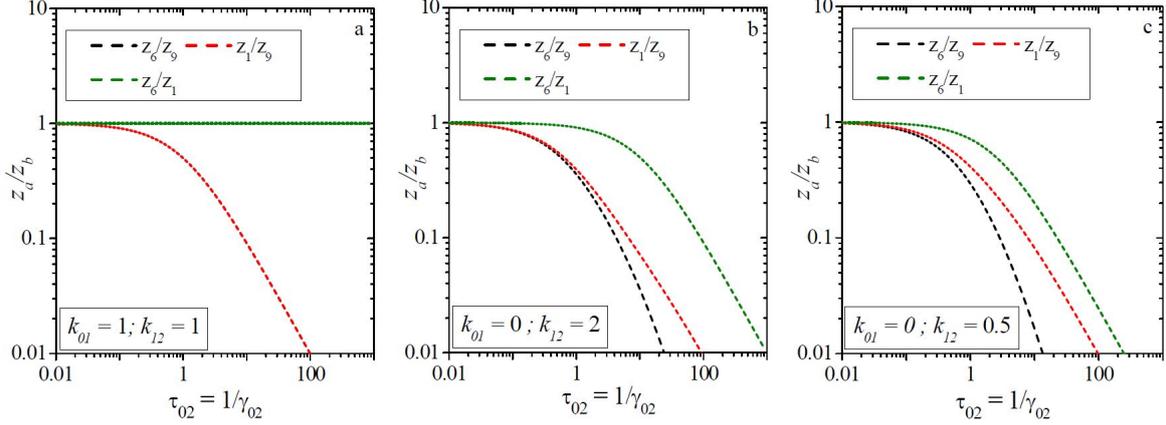


FIGURE 3.5 – Variation des rapports de populations z_a/z_b en fonction du temps de collision réduit τ_{02} entre le niveau $J = 0$ et $J' = 2$ pour $k_{01} = k_{12} = 1$ (a), pour $k_{01} = 0$ et $k_{12} = 2$ (b) et pour $k_{01} = 0$ et $k_{12} = 0.5$ (c) pour un pompage sur D_0 . Les rapports de populations tracés sont : z_6/z_9 en rouge, z_1/z_9 en noir et z_6/z_1 en vert.

Dans ces trois figures (3.5a, b et c), à une pression élevée telle que $\tau_{02} = 0$, tous les rapports de populations sont égaux à 1, comme prévu. Dans la fig.(3.5a), pour des rapports de taux de collisions égaux, les populations z_6 et z_1 sont toujours égales quelque soit la valeur de τ_{02} , vérifié dans l'Eq.(3.65) en substituant k_{01} et k_{12} par 1. A ces considérations, le modèle de trois taux de collision est simplifié à un modèle à un seul taux de collision, discuté dans le paragraphe (3.4.1). Dans les figures (3.5b et c), à une basse pression ($\tau_{02} \gg 1$), les rapports des populations tendent vers 0. Ces compilations seront discutées et comparées aux résultats expérimentaux dans la section (6.2.3).

Dans la suite, les mêmes hypothèses initialisées dans le premier modèle, dans la limite d'une intensité de pompe saturante, sont appliquées pour les cas des différentes polarisations de pompe sur D_1 et D_2 (tableau 3.3).

Cas du pompage D_1

Polarisation linéaire isotrope, $\mathbf{I}_\pi = \mathbf{I}_{\sigma/2}$

Pour un pompage sur D_1 de polarisation isotrope, les 3 sous-niveaux Z_6 , Z_7 et Z_8 , sont équipés (avec $z_6 = z_7 = z_8$). Ceci rend l'ensemble des équations (3.42) à (3.44) similaire au cas du pompage sur D_0 , en changeant juste les populations impliquées, telles que :

$$\begin{aligned} -z_1 + 3\gamma_{12}(z_6 - z_1) + \gamma_{02}(z_9 - z_1) &= 0 \\ \Rightarrow (1 + 3\gamma_{12} + \gamma_{02})z_1 - \gamma_{02}z_9 &= 3\gamma_{12}z_6 \end{aligned} \quad (3.68)$$

$$\begin{aligned} 5\gamma_{02}(z_1 - z_9) + 3\gamma_{01}(z_6 - z_9) - z_9 &= 0 \\ \Rightarrow -5\gamma_{02}z_1 + (1 + 5\gamma_{02} + 3\gamma_{01})z_9 &= 3\gamma_{01}z_6 \end{aligned} \quad (3.69)$$

en considérant que les populations non-pompées dans le niveau $J = 2$ sont égales ($z_1 = \dots = z_5$).

L'Eq. (3.68) et (3.69) représentent respectivement les équations d'évolution des populations du sous-niveau Z_1 du niveau $J = 2$ et du sous-niveau Z_9 pour $J = 0$, avec la partie de

droite des équations incluant un terme moteur z_6 correspondant au pompage optique direct. Comme dans le cas du pompage sur D_0 , à l'aide d'une matrice \mathbf{M} (2×2) nous déterminons, après un changement de variables, les rapports de populations suivants :

$$\frac{z_1}{z_6} = \frac{3\tau_{12} + (15/k_{12} + 9k'_{01} + 3k'_{01}/k_{12})}{\tau_{12}^2 + \tau_{12}(3 + 3k'_{01} + 6/k_{12}) + (15/k_{12} + 9k'_{01} + 3k'_{01}/k_{12})} \quad (3.70)$$

$$\frac{z_9}{z_6} = \frac{3\tau_{12}k'_{01} + (15/k_{12} + 9k'_{01} + 3k'_{01}/k_{12})}{\tau_{12}^2 + \tau_{12}(3 + 3k'_{01} + 6/k_{12}) + (15/k_{12} + 9k'_{01} + 3k'_{01}/k_{12})} \quad (3.71)$$

Avec :

$$\tau_{12} = 1/\gamma_{12}, \quad k'_{01} = \gamma_{01}/\gamma_{12}, \quad \text{et } 1/k_{12} = \gamma_{02}/\gamma_{12} \quad (3.72)$$

pour le temps de collision réduit entre les sous-niveaux de $J = 1$ et $J' = 2$, inversement proportionnel à la pression, k'_{01} et $1/k_{12}$ les rapports des taux de collision, indépendants de la pression.

En particulier, le rapport des populations non pompées donne :

$$\frac{z_9}{z_1} = \frac{3\tau_{12}k'_{01} + (15/k_{12} + 9k'_{01} + 3k'_{01}/k_{12})}{3\tau_{12} + (15/k_{12} + 9k'_{01} + 3k'_{01}/k_{12})} \quad (3.73)$$

avec $\frac{z_9}{z_1} \approx 3k'_{01}$ à basse pression et $\frac{z_9}{z_1} \approx 1$ à une pression élevée.

Plus précisément, tous les rapports de populations valent 1 dans la limite haute pression pour $\tau_{12} = 0$, en particulier le rapport z_1/z_6 ou le rapport z_9/z_6 . Cela signifie que le rapport inversé, associé aux aires sous les courbes spectrales, vérifie le rapport suivant :

$$R = \frac{A_1}{3A_0} = 1 + \tau_{12} K(\tau_{12}; k'_{01}, 1/k_{12}) \quad (3.74)$$

$$\text{avec } K(\tau_{12}; k'_{01}, 1/k_{12}) = \frac{\tau_{12} + 3 + 6/k_{12}}{3\tau_{12}k'_{01} + (15/k_{12} + 9k'_{01} + 3k'_{01}/k_{12})}. \quad (3.75)$$

La figure (3.6a) affiche la variation du coefficient $K(\tau_{12}; k'_{01}, 1/k_{12})$ en fonction de τ_{12} (Eq.3.75) pour les différentes valeurs sélectionnées de k'_{01} et de $1/k_{12}$. Pour un pompage sur D_1 de polarisation isotrope, la figure (3.6b) affiche la variation du rapport d'aires $R - 1$ pour différentes valeurs de $K(\tau_{12}; k'_{01}, 1/k_{12})$, en fonction de τ_{12} . Les mêmes annotations de la fig.(3.6a) sont admises pour chaque rapport d'aires correspondant à un $K(\tau_{02}; k_{01}, k_{12})$ donné. Comme prévu, pour $\tau_{12} = 0$ dans la limite haute pression, le rapport d'aire (3.74) est égal à 1.

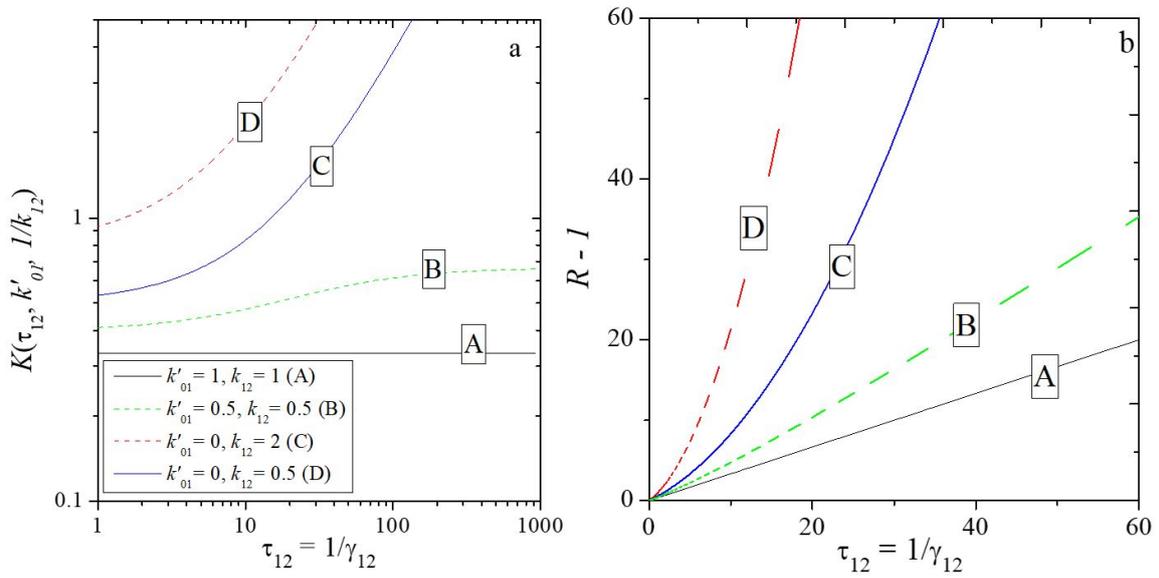


FIGURE 3.6 – a) Variation du coefficient de pente $K(\tau_{12}; k'_{01}, 1/k_{12})$ (Eq.3.75) pour un pompage sur D_1 , avec différentes valeurs de taux de collision. En noir (a), pour $k_{01} = 1$ et $k_{12} = 1$; en vert (b) pour $k_{01} = 0.5, k_{12} = 0.5$; en rouge (c) pour $k_{01} = 0, k_{12} = 2$; en bleu (d) pour $k_{01} = 0, k_{12} = 0.5$. b) Variation du coefficient de rapport d'aires $R-1$ pour un pompage D_1 (Eq.3.66) avec les différentes valeurs du coefficient de pente $K(\tau_{12}; k'_{01}, 1/k_{12})$. Les mêmes annotations et couleurs de la figure (3.6a) sont utilisées dans cette figure.

Comme dans le cas précédent du pompage sur D_0 , les rapports de populations déterminés par une inversion numérique de la matrice sont représentés sur la figure (3.7) pour un pompage sur D_1 de polarisation isotrope. Les trois cas présentés conviennent à des rapports de taux de collisions considérés égaux tels que $k'_{01} = k_{12} = 1$ (fig3.7a) ou différents, en particulier pour $k'_{01} = 0$ et $k_{12} = 2$ (fig3.7b) ou pour $k'_{01} = 0$ et $k_{12} = 0.5$ (fig3.7c). A des pressions élevées, pour $\tau_{12} = 0$, tous les rapports de populations tendent vers 1, quelque soit la valeur du taux de collisions. Dans la fig. (3.7a), pour $k'_{01} = 1$ indiquant la similitude de tout transfert de $J = 1$ vers $J = 2$ ou 0, les populations des sous-niveaux Z_1 et Z_9 non pompés sont toujours égales. Dans ces considérations, le modèle de trois taux de collision est simplifié à un modèle à un seul taux de collision, discuté dans le paragraphe (3.4.1). Dans la fig. (3.7b et c), le comportement des trois rapports de populations est représenté pour $k'_{01} = 0$ et $k_{12} = 2$ ou pour $k'_{01} = 0$ et $k_{12} = 0.5$.

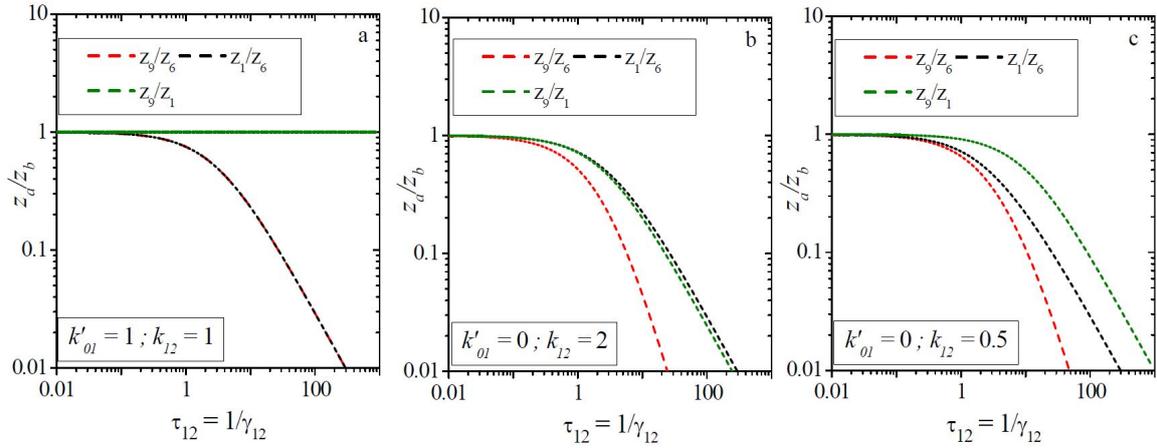


FIGURE 3.7 – Variation des rapports de populations z_a/z_b en fonction du temps de collisions réduit τ_{12} entre le niveau $J = 1$ et $J' = 2$ pour un pompage sur D_1 de polarisation isotrope. Les valeurs considérées de rapport de taux de collisions sont $k'_{01} = k_{12} = 1$ dans (a), $k'_{01} = 0$, $k_{12} = 2$ dans (b) et $k'_{01} = 0$, $k_{12} = 0.5$ dans (c). Les rapports de populations tracés sont z_9/z_6 en rouge, z_1/z_6 en noir et z_9/z_1 en vert.

Polarisation linéaire π

Pour un pompage sur D_1 de polarisation π , seuls les 2 sous-niveaux Z_6 et Z_8 sont équi-peuplés puisque la transition $Y_2 - Z_7$ est interdite. Les équations sont simplifiées en considérant que les populations des sous-niveaux Z_j non peuplés du niveau $J = 2$ sont égales ($z_1 = \dots = z_5$), et les populations des sous-niveaux peuplés dans le niveau $J = 1$ égales ($z_6 = z_8$), d'où :

$$\begin{aligned} -z_1 + 2\gamma_{12}(z_6 - z_1) + \gamma_{12}(z_7 - z_1) + \gamma_{02}(z_9 - z_1) &= 0 \\ \Rightarrow (1 + 3\gamma_{12} + \gamma_{02})z_1 - \gamma_{12}z_7 - \gamma_{02}z_9 &= 2\gamma_{12}z_6 \end{aligned} \quad (3.76)$$

$$\begin{aligned} 5\gamma_{12}(z_1 - z_7) + 2\gamma_{11}(z_6 - z_7) - z_7 + \gamma_{01}(z_9 - z_7) &= 0 \\ \Rightarrow -5\gamma_{12}z_1 + (1 + 5\gamma_{12} + 2\gamma_{11} + \gamma_{01})z_7 - \gamma_{01}z_9 &= 2\gamma_{11}z_6 \end{aligned} \quad (3.77)$$

$$\begin{aligned} 5\gamma_{02}(z_1 - z_9) + 2\gamma_{01}(z_6 - z_9) + \gamma_{01}(z_7 - z_9) - z_9 &= 0 \\ \Rightarrow -5\gamma_{02}z_1 - \gamma_{01}z_7 + (1 + 5\gamma_{02} + 3\gamma_{01})z_9 &= 2\gamma_{01}z_6 \end{aligned} \quad (3.78)$$

Ces équations représentent les équations d'évolution des populations suite à des transferts collisionnels entre les niveaux J de l'état 2^3P : l'Eq. (3.76) pour le sous-niveau Z_1 du niveau $J = 2$, l'Eq.(3.77) pour le sous-niveau Z_7 pour $J = 1$ et l'Eq.(3.78) pour le sous-niveau Z_9 pour $J = 0$. La partie de droite des équations inclut un terme moteur z_6 correspondant au pompage optique direct. La matrice \mathbf{M} (3×3) s'écrit avec des coefficients tirés de l'ensemble des équations liant z_1 , z_7 et z_9 à z_6 (Eqs. 3.76, 3.77 et 3.78) :

$$\mathbf{M} = \gamma_{12} \begin{bmatrix} \tau_{12} + 3 + 1/k_{12} & -1 & -1/k_{12} \\ -5 & \tau_{12} + 5 + 2k_{11} + k'_{01} & -k'_{01} \\ -5/k_{12} & -k'_{01} & \tau_{12} + 5/k_{12} + 3k'_{01} \end{bmatrix}$$

Avec :

$$\tau_{12} = 1/\gamma_{12}, \quad k_{11} = \gamma_{11}/\gamma_{12}, \quad k'_{01} = \gamma_{01}/\gamma_{12} \quad \text{et} \quad k_{12} = \gamma_{12}/\gamma_{02} \quad (3.79)$$

où τ_{12} le temps de collision réduit entre les sous-niveaux de $J = 1$ et $J' = 2$, et k les rapports des taux de collision.

Les équations sont résolues par une inversion numérique de la matrice. Nous considérons quatre exemples avec les rapports de taux de collisions différents. Dans la figure (3.8a), nous considérons $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{11} = 0.5$, dans la figure (3.8b), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{11} = 2$, dans la figure (3.8c), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{11} = 0.5$ et dans la figure (3.8d), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{11} = 2$.

A des pressions élevées, pour $\tau_{12} = 0$, tous les rapports de populations tendent vers 1, quelque soit la valeur du taux de collision.

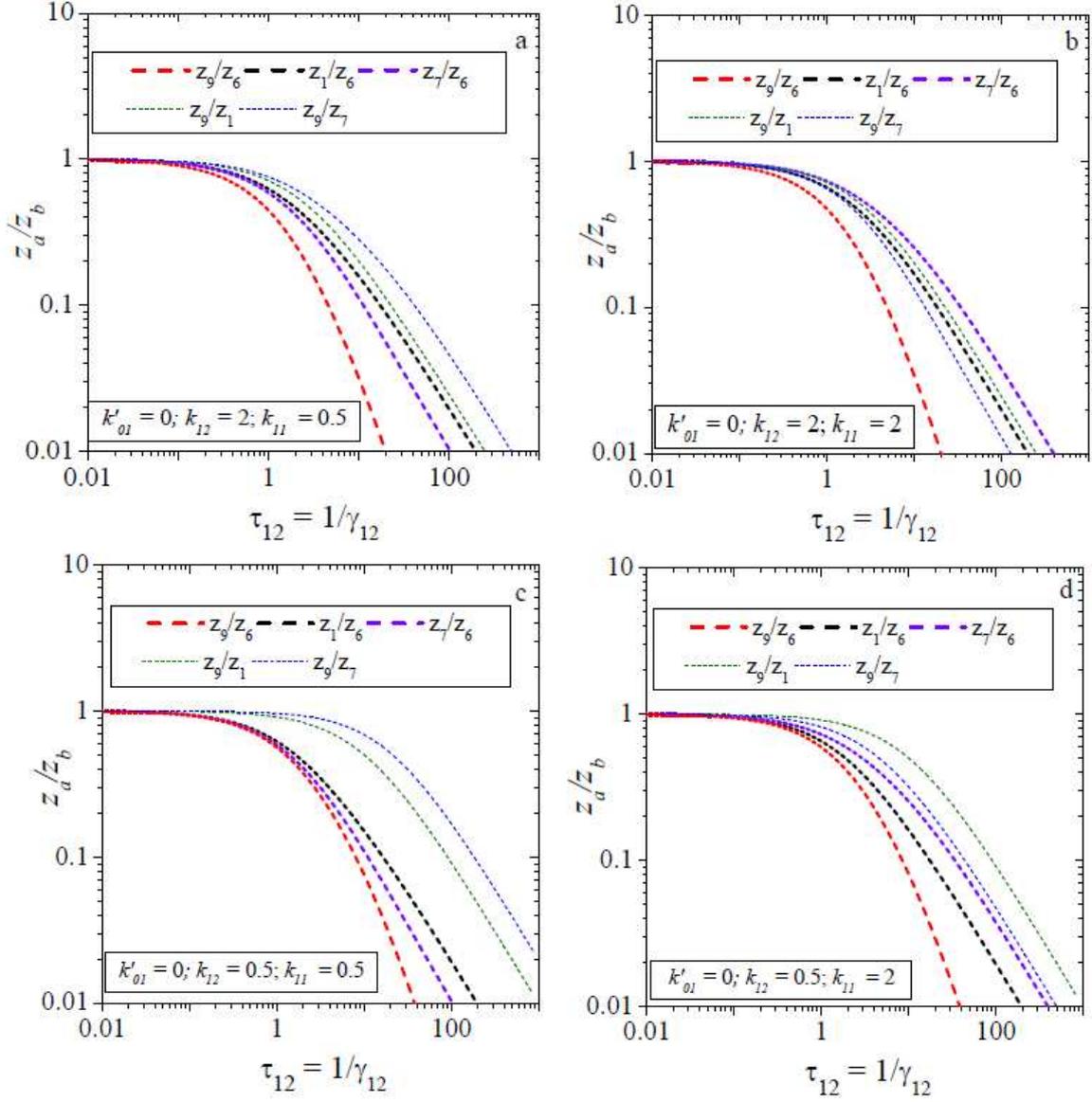


FIGURE 3.8 – Variation des rapports de populations z_a/z_b en fonction du temps de collision réduit τ_{12} pour un pompage sur D_1 de polarisation π . En (a), pour $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{11} = 0.5$, en (b) pour $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{11} = 2$, en (c) pour $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{11} = 0.5$ et en (d) $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{11} = 2$. Les rapports tracés sont z_9/z_6 en rouge, z_1/z_6 en noir et z_7/z_6 en violet. Pour les rapports des populations non pompées, z_9/z_1 est en vert (pointillés légers) et z_9/z_7 est en bleu (pointillés légers).

Polarisation linéaire σ

Selon le tableau (3.3), pour un pompage sur D_1 de polarisation σ , seul le sous-niveau Z_7 est peuplé, dans la limite de forte intensité de pompe. Les équations d'évolution des populations peuvent alors être simplifiées en considérant que les populations des sous-niveaux Z_j non peuplés du niveau $J = 2$ d'une part, et du niveau $J = 1$ d'autre part sont égales ($z_1 = \dots = z_5$ et $z_6 = z_8$), telles que :

$$\begin{aligned} -z_1 + \gamma_{12}(z_7 - z_1) + 2\gamma_{12}(z_6 - z_1) + \gamma_{02}(z_9 - z_1) &= 0 \\ \Rightarrow (1 + 3\gamma_{12} + \gamma_{02})z_1 - 2\gamma_{12}z_6 - \gamma_{02}z_9 &= \gamma_{12}z_7 \end{aligned} \quad (3.80)$$

$$\begin{aligned} 5\gamma_{12}(z_1 - z_6) + \gamma_{11}(z_7 - z_6) - z_6 + \gamma_{01}(z_9 - z_6) &= 0 \\ \Rightarrow -5\gamma_{12}z_1 + (1 + 5\gamma_{12} + \gamma_{11} + \gamma_{01})z_6 - \gamma_{01}z_9 &= \gamma_{11}z_7 \end{aligned} \quad (3.81)$$

$$\begin{aligned} 5\gamma_{02}(z_1 - z_9) + \gamma_{01}(z_7 - z_9) + 2\gamma_{01}(z_6 - z_9) - z_9 &= 0 \\ \Rightarrow -5\gamma_{02}z_1 - 2\gamma_{01}z_6 + (1 + 5\gamma_{02} + 3\gamma_{01})z_9 &= \gamma_{01}z_7 \end{aligned} \quad (3.82)$$

Ces équations représentent les équations d'évolution des populations suite à des transferts collisionnels entre les niveaux J de l'état 2^3P : l'Eq. (3.76) pour le sous-niveau Z_1 du niveau $J = 2$, l'Eq.(3.81) pour le sous-niveau Z_6 ou Z_8 avec $z_6 = z_8$ pour $J = 1$ et l'Eq.(3.82) pour le sous-niveau Z_9 pour $J = 0$. La partie de droite des équations inclut un terme moteur z_7 correspondant au pompage optique direct. La matrice \mathbf{M} (3×3) s'écrit avec des coefficients tirés de l'ensemble des équations liant z_1 , z_6 et z_9 à z_7 (Eqs. 3.80, 3.81 et 3.82), telle que :

$$\mathbf{M} = \gamma_{12} \begin{bmatrix} \tau_{12} + 3 + 1/k_{12} & -2 & -1/k_{12} \\ -5 & \tau_{12} + 5 + k_{11} + k'_{01} & -k'_{01} \\ -5/k_{12} & -2k'_{01} & \tau_{12} + 5/k_{12} + 3k'_{01} \end{bmatrix}$$

avec les mêmes paramètres que ceux utilisés dans l'Eq.3.79.

Les équations sont résolues par une inversion numérique de la matrice. Nous considérons quatre exemples avec les rapports de taux de collision différents : dans la figure (3.9a), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{11} = 0.5$, dans la figure (3.9b), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{11} = 2$, dans la figure (3.9c), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{11} = 0.5$ et dans la figure (3.9d), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{11} = 2$. A des pressions élevées, pour $\tau_{12} = 0$, tous les rapports de populations tendent vers 1, quelque soit la valeur du taux de collision. Dans la fig. (3.9), le comportement des rapports de populations est représenté pour ces différents taux de collisions.

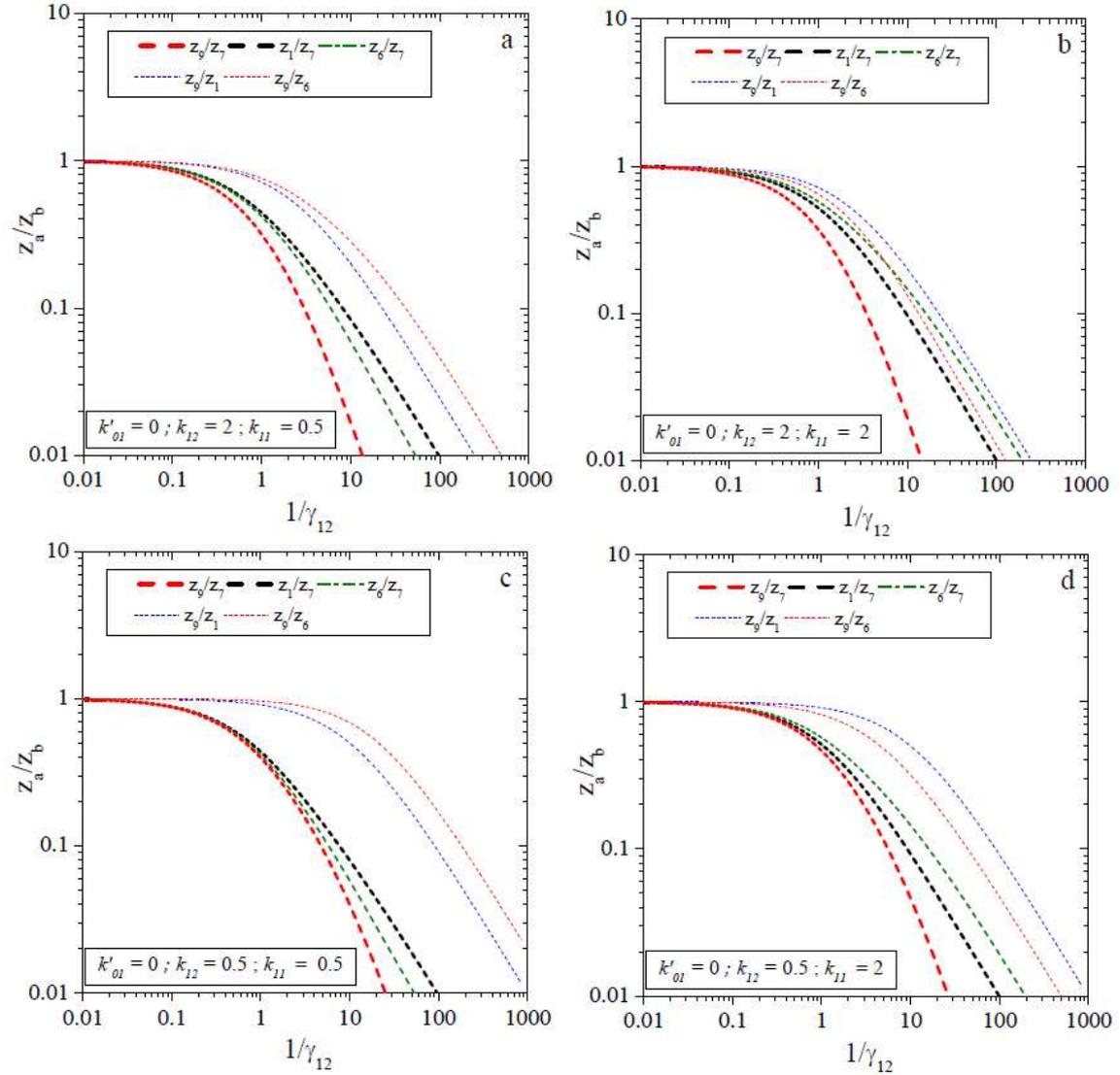


FIGURE 3.9 – Variation des rapports de populations z_a/z_b en fonction du temps de collision réduit τ_{12} pour un pompage sur D_1 de polarisation σ . En (a), pour $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{11} = 0.5$, en (b) $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{11} = 2$, en (c) pour $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{11} = 0.5$ et en (d) $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{11} = 2$. Les rapports tracés sont z_9/z_7 en rouge, z_1/z_7 en noir et z_8/z_7 en vert. Pour les rapports des populations non pompées, z_9/z_1 est en bleu (pointillés légers) et z_9/z_6 est en rouge (pointillé léger).

Pompage accordé sur la raie D_2

Polarisation linéaire π

Pour un pompage intense sur D_2 de polarisation π , seul le sous-niveau Z_3 est peuplé. En considérant que les populations des sous-niveaux Z_j non peuplés du niveau $J = 2$ sont égales sauf z_3 ($z_1 = \dots = z_5 \neq z_3$) et les populations des sous-niveaux Z_j non peuplés du niveau $J = 1$ sont égales ($z_6 = z_7 = z_8$), les équations d'évolution des populations sont simplifiées à :

$$\begin{aligned} -z_1 + \gamma_{22}(z_3 - z_1) + 3\gamma_{12}(z_6 - z_1) + \gamma_{02}(z_9 - z_1) &= 0 \\ \Rightarrow (1 + \gamma_{22} + 3\gamma_{12} + \gamma_{02})z_1 - 3\gamma_{12}z_6 - \gamma_{02}z_9 &= \gamma_{22}z_3. \end{aligned} \quad (3.83)$$

$$\begin{aligned} 4\gamma_{12}(z_1 - z_6) + \gamma_{12}(z_3 - z_6) - z_6 + \gamma_{01}(z_9 - z_6) &= 0 \\ \Rightarrow -4\gamma_{12}z_1 + (1 + 5\gamma_{12} + 3\gamma_{01})z_6 - \gamma_{01}z_9 &= \gamma_{12}z_3 \end{aligned} \quad (3.84)$$

$$\begin{aligned} 4\gamma_{02}(z_1 - z_9) + \gamma_{02}(z_3 - z_9) + 3\gamma_{01}(z_6 - z_9) - z_9 &= 0 \\ \Rightarrow -4\gamma_{02}z_1 - 3\gamma_{01}z_6 + (1 + 5\gamma_{02} + 3\gamma_{01})z_9 &= \gamma_{02}z_3 \end{aligned} \quad (3.85)$$

Ces équations représentent les équations d'évolution des populations suite à des transferts collisionnels entre les niveaux J : l'Eq. (3.83) pour le sous-niveau Z_1 du niveau $J = 2$, l'Eq.(3.84) pour le sous-niveau Z_6 pour $J = 1$ et l'Eq.(3.85) pour le sous-niveau Z_9 pour $J = 0$, avec la partie de droite des équations inclut un terme moteur z_3 correspondant au pompage optique direct. La matrice \mathbf{M} (3×3) s'écrit avec des coefficients tirés de l'ensemble des équations liant z_1 , z_6 et z_9 à z_3 (Eqs. 3.83, 3.84 et 3.85), telle que :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \tau_{12} + k_{22} + 3 + 1/k_{12} & -3 & -1/k_{12} \\ -4 & \tau_{12} + 5 + 3k'_{01} & -k'_{01} \\ -4/k_{12} & -3k'_{01} & \tau_{12} + 5/k_{12} + 3k'_{01} \end{bmatrix}$$

Avec :

$$\tau_{12} = 1/\gamma_{12}, \quad k_{22} = \gamma_{22}/\gamma_{12}, \quad k'_{01} = \gamma_{01}/\gamma_{12} \quad \text{et} \quad k_{12} = \gamma_{12}/\gamma_{02} \quad (3.86)$$

où τ_{12} est le temps de collision réduit entre les sous-niveaux de $J = 1$ et $J' = 2$, et k les rapports des taux de collision.

Les équations sont résolues par une inversion numérique de la matrice. Nous considérons quatre exemples avec les rapports de taux de collision différents : dans la figure (3.10a), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{22} = 0.5$, dans la figure (3.10b), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{22} = 2$, dans la figure (3.10c), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{22} = 0.5$ et dans la figure (3.10d), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{22} = 2$.

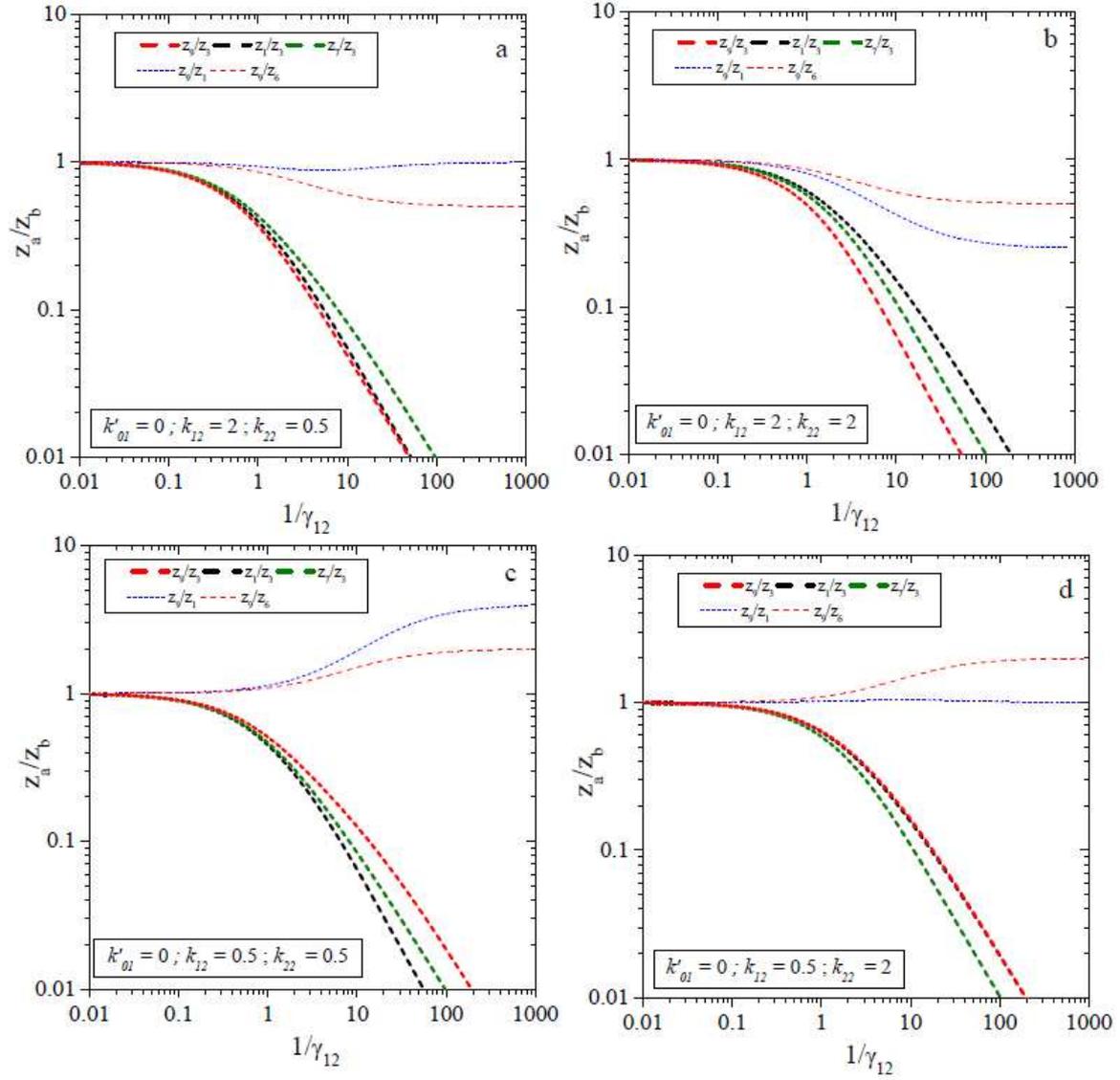


FIGURE 3.10 – Variation des rapports de populations z_a/z_b en fonction du temps de collision réduit τ_{12} pour un pompage D_2 de polarisation π . Les valeurs considérées de rapport de taux de collisions sont $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{22} = 0.5$ en (a), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{22} = 2$ en (b), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{22} = 0.5$ en (c), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{22} = 2$ en (d). Les rapports de populations tracés sont z_9/z_3 en rouge, z_1/z_3 en noir et z_7/z_3 en vert. Pour les rapports des populations non pompées, z_9/z_1 est en bleu (pointillés légers) et z_9/z_6 est en rouge (pointillé léger).

A des pressions élevées, pour $\tau_{12} = 0$, tous les rapports de populations tendent vers 1, quelque soit la valeur du taux de collision. Dans la fig. (3.9), le comportement des rapports de populations est représenté pour ces différents taux de collisions.

Polarisation linéaire σ

Pour un pompage sur D_2 de polarisation σ , les sous-niveaux Z_1 , Z_3 et Z_5 sont considérés également peuplés pour une transition optique saturée. Les équations sont simplifiées en considérant que les populations des sous-niveaux Z_j non peuplés du niveau $J = 2$ sont égales ($z_2 = z_4$), et les populations des sous-niveaux non peuplés dans le niveau $J = 1$ égales ($z_6 = z_7 = z_8$), telles que :

$$\begin{aligned} -z_2 + 3\gamma_{22}(z_1 - z_2) + 3\gamma_{12}(z_6 - z_2) + \gamma_{02}(z_9 - z_2) &= 0 \\ \Rightarrow (1 + 3\gamma_{22} + 3\gamma_{12} + \gamma_{02})z_2 - 3\gamma_{12}z_6 - \gamma_{02}z_9 &= 3\gamma_{22}z_1. \end{aligned} \quad (3.87)$$

$$\begin{aligned} 3\gamma_{12}(z_1 - z_6) + 2\gamma_{12}(z_2 - z_6) - z_6 + \gamma_{01}(z_9 - z_6) &= 0 \\ \Rightarrow -2\gamma_{12}z_2 + (1 + 5\gamma_{12} + 3\gamma_{01})z_6 - \gamma_{01}z_9 &= 3\gamma_{12}z_1 \end{aligned} \quad (3.88)$$

$$\begin{aligned} 3\gamma_{02}(z_1 - z_9) + 2\gamma_{02}(z_3 - z_9) + 3\gamma_{01}(z_6 - z_9) - z_9 &= 0 \\ \Rightarrow -2\gamma_{02}z_2 - 3\gamma_{01}z_6 + (1 + 5\gamma_{02} + 3\gamma_{01})z_9 &= 3\gamma_{02}z_1 \end{aligned} \quad (3.89)$$

Ces équations représentent les équations d'évolution des populations suite à des transferts collisionnels entre les niveaux J : l'Eq. (3.85) pour le sous-niveau Z_2 du niveau $J = 2$, l'Eq.(3.84) pour le sous-niveau Z_6 pour $J = 1$ et l'Eq.(3.85) pour le sous-niveau Z_9 pour $J = 0$, avec la partie de droite des équations inclut un terme moteur z_3 correspondant au pompage optique direct.

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \tau_{12} + 3k_{22} + 3 + 1/k_{12} & -3 & -1/k_{12} \\ -2 & \tau_{12} + 5 + 3k'_{01} & -k'_{01} \\ -2/k_{12} & -3k'_{01} & \tau_{12} + 5/k_{12} + 3k'_{01} \end{bmatrix}$$

avec les mêmes paramètres que ceux utilisés dans l'Eq.(3.86).

Les équations sont résolues par une inversion numérique de la matrice. Dans la figure (3.11a), nous considérons $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{22} = 0.5$, dans la figure (3.11b), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{22} = 2$ et dans la figure (3.11d), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{22} = 2$.

A des pressions élevées, pour $\tau_{12} = 0$, tous les rapports de populations tendent vers 1, quelque soit la valeur du taux de collision. Dans la fig. (3.11), le comportement des rapports de populations est représenté pour ces différents taux de collisions.

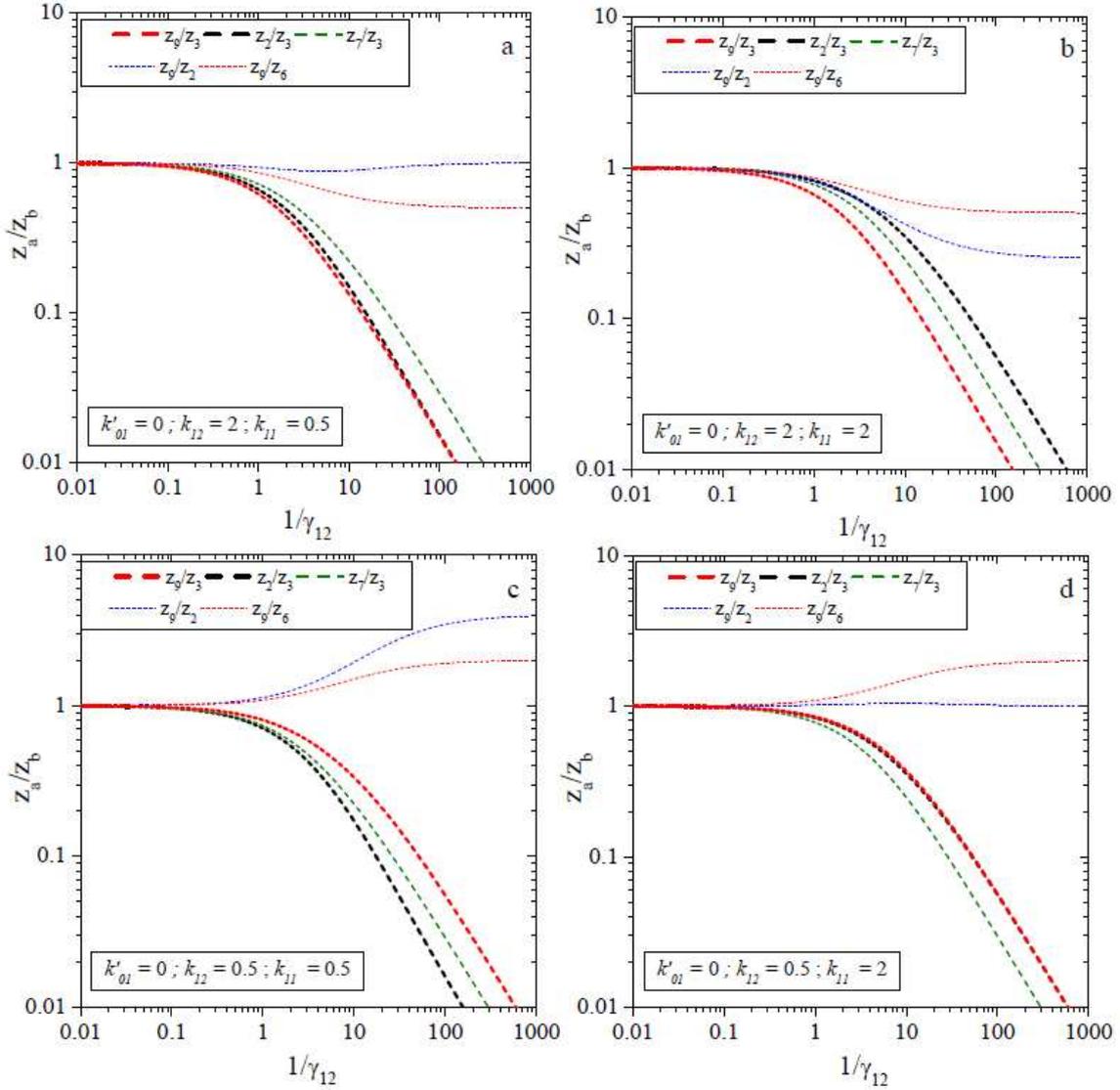


FIGURE 3.11 – Variation des rapports de populations z_a/z_b en fonction du temps de collision réduit τ_{12} pour un pompage D_2 de polarisation σ . Les valeurs considérées de rapport de taux de collisions sont $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{22} = 0.5$ en (a), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 2$ et $k_{22} = 2$ en (b), $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{22} = 0.5$ en (c) et $k'_{01} = 0$, $k'_{12} = 0.5$ et $k_{22} = 2$ en (d). Les rapports de populations tracés sont z_9/z_3 en rouge, z_2/z_3 en noir et z_7/z_3 en vert. Pour les rapports des populations non pompées, z_9/z_2 est en bleu (pointillés légers) et z_9/z_6 est en rouge (pointillé léger).

3.5 Modèles de redistribution collisionnelle avancé : cas du VSOP

Dans cette section, le modèle de redistribution collisionnelle présenté est basé sur des observations expérimentales, reposant sur la forme des spectres d'absorption à 706.5 nm obtenus dans des cellules d'hélium pur (Fig.3.12) ou de mélange isotopique (Fig.3.13 et 3.14). Les collisions impliquant des changements de phase de la fonction d'onde atomique conduisent à un élargissement collisionnel proportionnel à la pression, bien connu et déjà étudié dans le cas de l'³He à 1083 nm [42] et de l'⁴He à 706.5 nm [60]. Lorsque les collisions de changement de vitesse se produisent, les pics d'absorption présentent un profil lorentzien caractérisant le changement ou pas du niveau J , surmontant à un piédestal large, de profil gaussien caractérisant le changement significatif de la vitesse. Les méthodes de réduction de données, le calcul de l'absorbance, ainsi les équations d'ajustement seront ensuite détaillés dans le chapitre 5.

Dans l'⁴He, les effets possibles dûs aux collisions sont classés selon les différents types suivants :

- Le sous-niveau et le niveau (m_J, J) initiaux d'un atome sont conservés mais un changement de sa vitesse, supposé être fort, a lieu. La distribution $\phi_P(v_z)$ de la vitesse de l'atome tend alors vers une distribution de Boltzmann, avec un taux γ_c réduit égal à $\gamma_c = \Gamma_c/\gamma$.
- Le niveau J d'un atome est conservé mais son sous-niveau m_J change. La vitesse de l'atome est susceptible de changer dans le cas des collisions fortes avec un taux $\gamma_{JJ'S}$. Sinon, elle reste la même dans le cas des collisions faibles avec un taux de collision réduit $\gamma_{JJ'W}$.
- Le niveau et le sous-niveau de l'atome changent. Sa vitesse est susceptible de changer dans le cas des collisions fortes avec un taux $\gamma_{JJ'S}$, ou inéchangeable dans le cas des collisions faibles avec un taux de collision réduit $\gamma_{JJ'W}$.

Un exemple de spectres d'absorption à 706.5 nm dans une cellule d'⁴He pur de pression égale à 1.06 mbar suite à un pompage sur D_0 est présenté dans la fig.(3.12). Les changements de niveaux (vers $J = 1$ et $J = 2$) ainsi que les changements de vitesse (les piédestals sous les spectres) sont mis en évidence, plus visibles sur les spectres de ^{*}D₁₂ (Fig.3.12b).

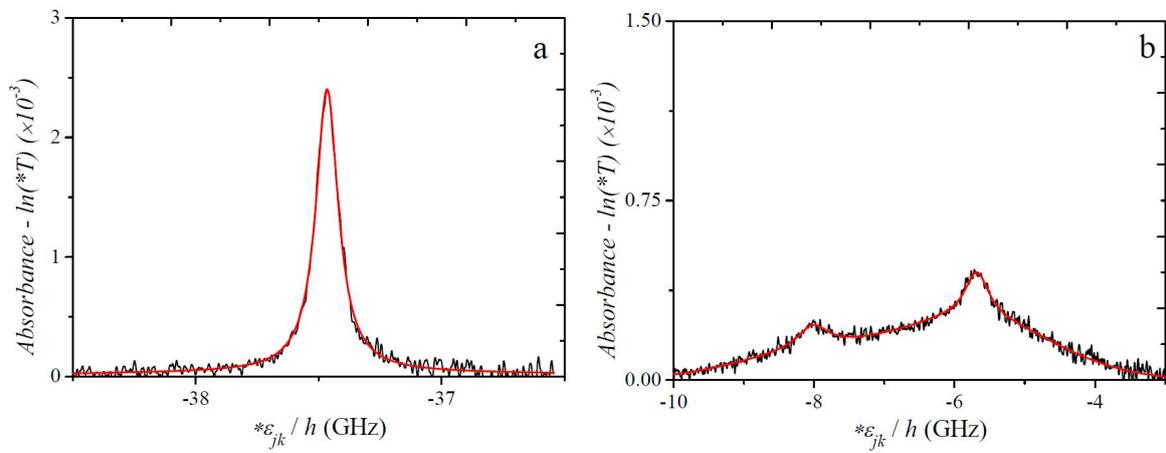


FIGURE 3.12 – Spectres d’absorption à 706.5 nm dans une cellule d’⁴He pur de pression (1.06 mbar) suite à un pompage sur la transition $2^3S - 2^3P_0$ de l’⁴He. En (a) correspond le spectre d’absorption de *D_0 du niveau pompé et en (b) correspondent les spectres d’absorption de $^*D_{12}$ des niveaux non pompés 2^3P_1 et 2^3P_2 . En rouge les ajustements composés d’une combinaison de profil lorentzien et d’un profil gaussien, détaillés dans le chapitre 5 (parag.5.2.1).

Dans les mélanges isotopiques : nous observons, en plus, des collisions d'échange d'excitation entre isotopes, décrites symboliquement par :

1. ${}^3\text{He}^* + {}^4\text{He} \Rightarrow {}^3\text{He} + {}^4\text{He}^*$
2. ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}^* \Rightarrow {}^3\text{He}^* + {}^4\text{He}$

Dans le processus 1 où l'astérisque indique qu'il s'agit d'un atome excité dans l'état 2^3P , un atome d' ${}^3\text{He}^*$ excité transfère son excitation vers un atome d' ${}^4\text{He}$ se trouvant dans son état fondamental. Cet atome, ainsi excité (${}^4\text{He}^*$), est facilement observé en balayant la fréquence de la sonde sur tout le spectre atomique de la transition $2^3\text{P} - 3^3\text{S}$. De même pour le processus 2, qui fait intervenir un atome d' ${}^4\text{He}^*$ excité et un atome d' ${}^3\text{He}$ dans son état fondamental. Un premier exemple d'échange d'excitation est présenté dans la fig.(3.13). Dans une cellule de mélange isotopique de pression égale à 1.6 mbar d' ${}^4\text{He}$ + 0.53 mbar d' ${}^3\text{He}$, les raies C₃ et C₄ de l' ${}^3\text{He}$ sont pompées. En balayant la fréquence de la sonde, des atomes sont détectés dans les niveaux 2^3P_1 et 2^3P_2 des deux isotopes, non résolus, représentant les atomes dans les niveaux pompés, les atomes qui ont changé leur niveau / vitesse et les atomes excités suite au transfert d'excitation ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$. Dans le spectre en (b) de ${}^*\text{D}_0$, ${}^*\text{C}_8$ et ${}^*\text{C}_9$ représentant les niveaux 2^3P_0 de l' ${}^4\text{He}$ et de l' ${}^3\text{He}$, nous observons clairement d'une part le transfert entre niveaux dans un même isotope et le transfert d'excitation de l' ${}^3\text{He}^*$ à l' ${}^4\text{He}$. Un deuxième exemple d'échange d'excitation dans une cellule de mélange isotopique de pression égale à 3.2 mbar d' ${}^4\text{He}$ + 1.06 mbar d' ${}^3\text{He}$ est présenté sur la figure (3.14). Le faisceau de pompe est accordé sur la transition C₈ de l' ${}^3\text{He}$. Les spectres d'absorption de ${}^*\text{C}_1 - {}^*\text{C}_7$ et ${}^*\text{D}_1 - {}^*\text{D}_2$ d'une part et de ${}^*\text{C}_8 - {}^*\text{C}_9$ et ${}^*\text{D}_0$ montrent clairement le transfert d'excitation entre les isotopes de l'hélium et le transfert entre les niveaux J dans un même isotope.

Selon nos observations expérimentales du transfert d'excitation, les formes des pics d'absorption dans l'isotope non pompé montrent des profils gaussiens indiquant le changement fort de la vitesse des atomes lorsque ces collisions se produisent entre les isotopes.

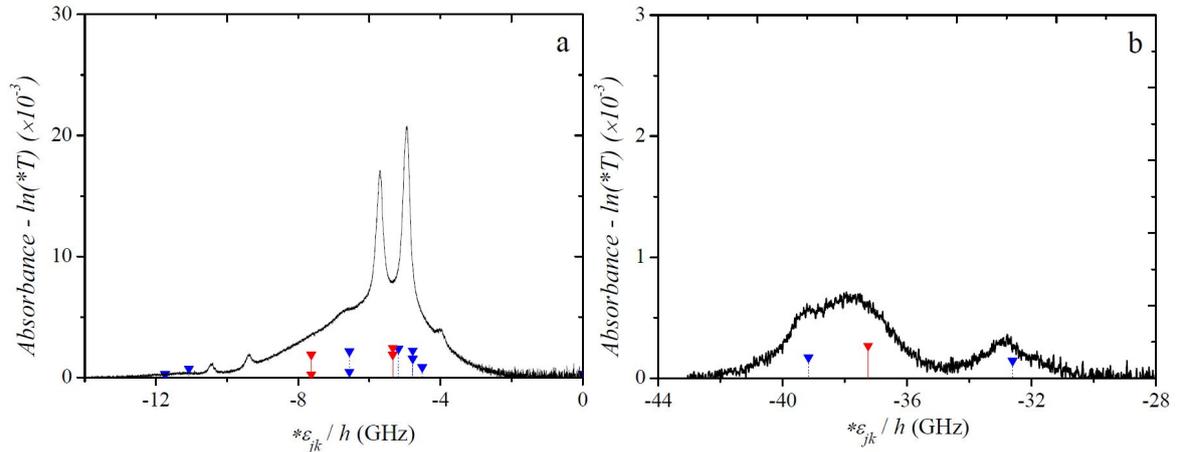


FIGURE 3.13 – Spectres d'absorption à 706.5 nm dans une cellule de mélange isotopique de pression égale à 1.6 mbar d' ${}^4\text{He}$ + 0.53 mbar d' ${}^3\text{He}$ suite à un pompage sur la raie C₃₄ de l' ${}^3\text{He}$. En (a) le spectre d'absorption de ${}^*\text{C}_{17} + {}^*\text{D}_{12}$, non résolus représentant les atomes dans les niveaux pompés et les atomes excités par le transfert d'excitation ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$. En (b) les spectres d'absorption de ${}^*\text{D}_0$, ${}^*\text{C}_{89}$ représentant les niveaux 2^3P_0 de l' ${}^4\text{He}$ et de l' ${}^3\text{He}$. Les lignes en rouge et en bleu sous les courbes représentent les positions spectrales de l' ${}^3\text{He}$ et l' ${}^4\text{He}$ calculées (voir parag. 2.1)

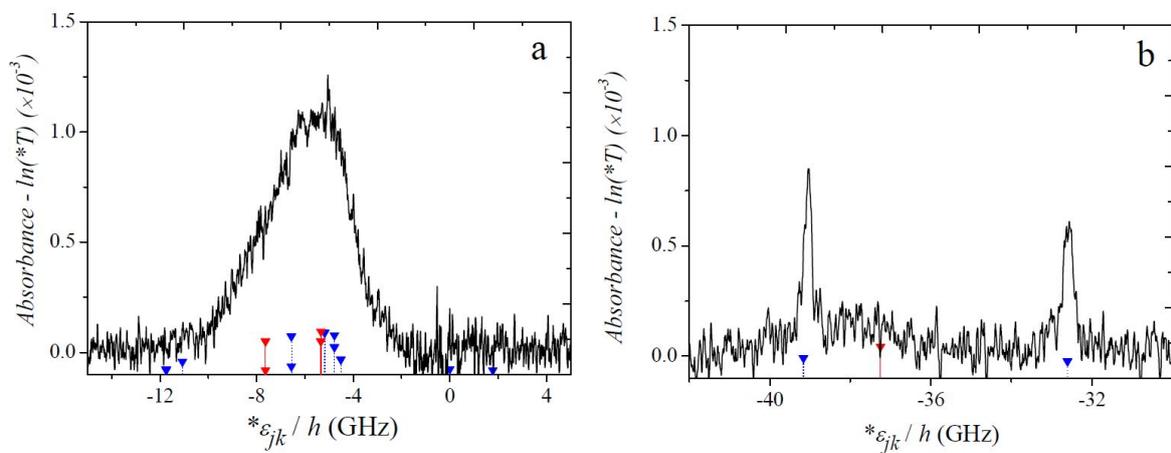


FIGURE 3.14 – Spectres d’absorption à 706.5 nm dans une cellule de mélange isotopique de pression égale à 3.2 mbar d’ ^4He + 1.06 mbar d’ ^3He suite à un pompage sur la transition C_8 de l’ ^3He . En (a) le spectre d’absorption de $^*C_{1-7} + ^*D_{12}$, non résolu représentant les atomes dans les niveaux non pompés et les atomes excités par le transfert d’excitation $^3\text{He} - ^4\text{He}$. En (b) les spectres d’absorption de $^*D_0, ^*C_{89}$ représentant les niveaux 2^3P_0 de l’ ^4He et de l’ ^3He . Les lignes en rouge et en bleu sous les courbes représentent les positions spectrales de l’ ^3He et l’ ^4He calculées (voir parag. 2.1)

Pour les spectres d'absorption enregistrés, constitués empiriquement de sommes de raies étroites et larges, il est pratique d'écrire le produit $l_j \phi_P(v_z)$ (Eq.3.10) comme :

$$l_j \phi_P(v_z) = l_{jL} \phi_L(v_z) + l_{jG} \phi_G(v_z) \quad (3.90)$$

où L correspond à la partie lorentzienne et G à la partie gaussienne du spectre, avec des distributions de vitesse normalisées ϕ_L et ϕ_G .

Dans ce modèle, contrairement aux modèles présentés ci-dessus, les collisions de changement de vitesse interviennent dans les équations d'évolution des populations. Par simplicité, nous considérons que le taux de collisions est indépendant du sous-niveau m_J de l'atome. Toujours, les mêmes hypothèses considérées dans le premier et le deuxième modèle dans la limite d'une intensité de pompe saturante sont appliquées pour les cas des différentes polarisations de pompe sur D_1 et D_2 (tableau 3.3). Pour les taux totaux de transfert par collisions, les mêmes notations utilisées dans le deuxième modèle sont utilisées avec :

$$\gamma_{01} = \gamma_{01W} + \gamma_{01S}, \text{ pour le transfert de } J = 0 \text{ à } J' = 1 \text{ et inversement} \quad (3.91)$$

$$\gamma_{02} = \gamma_{02W} + \gamma_{02S}, \text{ pour le transfert de } J = 0 \text{ à } J' = 2 \text{ et inversement} \quad (3.92)$$

$$\gamma_{12} = \gamma_{12W} + \gamma_{12S}, \text{ pour le transfert de } J = 1 \text{ à } J' = 2 \text{ et inversement} \quad (3.93)$$

$$\gamma_{11} = \gamma_{11W} + \gamma_{11S}, \text{ pour le transfert entre } m_J \text{ pour } J = 1 \quad (3.94)$$

$$\gamma_{22} = \gamma_{22W} + \gamma_{22S}, \text{ pour le transfert entre } m_J \text{ du } J = 2 \quad (3.95)$$

3.5.1 Modèle prenant en compte la sélectivité en vitesse

Cas simple : Pompage D_0 dans l' ^4He

Considérons d'abord le cas simple du pompage sur D_0 , qui fournit sélectivement un terme source pour la composante étroite de la population z_{9L} , quelle que soit la polarisation du faisceau de pompe. Toutes les autres composantes de population sont uniquement entraînées par des collisions de changement de sous-niveaux ou de vitesse et par la décroissance radiative des atomes. En régime stationnaire, il reste 5 populations indépendantes, liées à z_{9L} par 5 équations similaires à l'Eq.(3.56) et (3.57), en considérant z_{1L} ($z_{1L} = z_{2L} = \dots = z_{5L}$), z_{6L} ($z_{6L} = z_{7L} = z_{8L}$), z_{1G} ($z_{1G} = z_{2G} = \dots = z_{5G}$), z_{6G} ($z_{6G} = z_{7G} = z_{8G}$), et z_{9G} , telles que :

$$-(1 + \gamma_c + 4\gamma_{22S} + 3\gamma_{12S} + \gamma_{02S}) z_{1L} + 3\gamma_{12W} (z_{6L} - z_{1L}) + \gamma_{02W} (z_{9L} - z_{1L}) = 0 \quad (3.96)$$

$$5\gamma_{12W} (z_{1L} - z_{6L}) - (1 + 5\gamma_{12S} + \gamma_c + 2\gamma_{11S} + \gamma_{01S}) z_{6L} + \gamma_{01W} (z_{9L} - z_{6L}) = 0 \quad (3.97)$$

$$-z_{1G} + 3\gamma_{12} (z_{6G} - z_{1G}) + \gamma_{02} (z_{9G} - z_{1G}) + (\gamma_c + 4\gamma_{22S}) z_{1L} + 3\gamma_{12S} z_{6L} + \gamma_{02S} z_{9L} = 0 \quad (3.98)$$

$$5\gamma_{12} (z_{1G} - z_{6G}) - z_{6G} + \gamma_{01} (z_{9G} - z_{6G}) + 5\gamma_{12S} z_{1L} + (\gamma_c + 2\gamma_{11S}) z_{6L} + \gamma_{01S} z_{9L} = 0 \quad (3.99)$$

$$5\gamma_{02} (z_{1G} - z_{9G}) + 3\gamma_{01} (z_{6G} - z_{9G}) - z_{9G} + 5\gamma_{02S} z_{1L} + 3\gamma_{01S} z_{6L} + \gamma_c z_{9L} = 0. \quad (3.100)$$

En régime stationnaire, l'équation (3.96) représente l'évolution de la composante étroite de la population lorentzienne z_{1L} dans le niveau $J = 2$. Le premier terme prend en compte les pertes nettes dues à la désexcitation radiative, aux collisions pures de variation de vitesse et aux fortes collisions induisant des changements de sous-niveaux m_J ou de niveaux J . Le deuxième et troisième terme correspondent aux collisions faibles résultant respectivement d'un transfert d'atomes du niveau $J = 2$ aux niveaux $J = 1$ et $J = 0$, en préservant la

vitesse des atomes. L'équation (3.97) est également écrite pour la composante de population lorentzienne z_{6L} dans le niveau $J = 1$. Aucune équation n'est écrite pour la composante de population lorentzienne z_{9L} du niveau $J = 0$, basée sur le pompage optique et prise comme paramètre d'entrée. Les 3 équations suivantes (3.98) à (3.100) représentent les conditions en régime stationnaire pour les composantes de populations thermiques gaussiennes. Le premier terme de l'équation (3.98) représente la perte par désexcitation radiative de la population z_{1G} , les 2 termes suivants représentent la somme des collisions faibles et fortes de changement de niveaux J entre les composantes de la population thermique (avec des taux totaux donnés par les équations 3.51 à 3.53). La dernière partie décrit l'entrée des atomes dans les parties étroites (supplémentaires) des distributions de vitesse. Ces équations peuvent être simplifiées pour avoir la matrice de couplage (5×5) entre les populations :

$$(1 + \gamma_c + 4\gamma_{22S} + 3\gamma_{12} + \gamma_{02}) z_{1L} - 3\gamma_{12W} z_{6L} = \gamma_{02W} z_{9L} \quad (3.101)$$

$$-5\gamma_{12W} z_{1L} + (1 + 5\gamma_{12} + \gamma_c + 2\gamma_{11S} + \gamma_{01}) z_{6L} = \gamma_{01W} z_{9L} \quad (3.102)$$

$$(1 + 3\gamma_{12} + \gamma_{02}) z_{1G} - 3\gamma_{12} z_{6G} - \gamma_{02} z_{9G} - (\gamma_c + 4\gamma_{22S}) z_{1L} - 3\gamma_{12S} z_{6L} = \gamma_{02S} z_{9L} \quad (3.103)$$

$$-5\gamma_{12} z_{1G} + (1 + 5\gamma_{12} + \gamma_{01}) z_{6G} - \gamma_{01} z_{9G} - 5\gamma_{12S} z_{1L} - (\gamma_c + 2\gamma_{11S}) z_{6L} = \gamma_{01S} z_{9L} \quad (3.104)$$

$$-5\gamma_{02} z_{1G} - 3\gamma_{01} z_{6G} + (1 + 5\gamma_{02} + 3\gamma_{01}) z_{9G} - 5\gamma_{02S} z_{1L} - 3\gamma_{01S} z_{6L} = \gamma_c z_{9L}. \quad (3.105)$$

En ajoutant respectivement les équations (3.101) et (3.103), (3.102) et (3.104), nous obtenons les équations (3.56) et (3.57). Comme prévu, la population totale dans chaque sous-niveau m_J correspond à la somme de sa composante de population étroite et large, ce qui réduit le modèle à celui du paragraphe (3.4.2). Sinon, lorsque toutes les composantes de populations sont séparément considérées, les équations (3.101) et (3.102) peuvent être résolues indépendamment en inversant une matrice (2×2). Ceci permet de lier les rapports d'aires des composantes lorentziennes étroites A_{0L}/A_{JL} aux combinaisons impliquées du taux de collision. Les solutions de z_{1L} et z_{6L} peuvent alors être substituées dans les équations (3.103) - (3.105). Les populations gaussiennes z_{jG} , ainsi que les aires des composantes gaussiennes A_{jG} peuvent à leur tour calculées en inversant une matrice (3×3).

Pompage D_1

Polarisation linéaire isotrope

Le pompage sur D_1 de polarisation linéaire isotrope fournit un terme moteur pour la composante étroite de la population lorentzienne z_{6L} dans le niveau $J = 1$, avec $z_{6L} = z_{7L} = z_{8L}$. Toutes les autres composantes de population sont uniquement entraînées par des collisions de changement de sous-niveaux et par la décroissance radiative des atomes. En régime stationnaire, il reste 5 populations indépendantes, liées à z_{6L} par 5 équations similaires à l'Eq.(3.68) et (3.69), en considérant z_{1L} ($z_{1L} = z_{2L} = \dots = z_{5L}$), z_{9L} , z_{1G} ($z_{1G} = z_{2G} = \dots = z_{5G}$), z_{6G} ($z_{6G} = z_{7G} = z_{8G}$), et z_{9G} , tels que :

$$-(1 + \gamma_c + 4\gamma_{22S} + 3\gamma_{12S} + \gamma_{02S}) z_{1L} + 3\gamma_{12W} (z_{6L} - z_{1L}) + \gamma_{02W} (z_{9L} - z_{1L}) = 0 \quad (3.106)$$

$$5\gamma_{02W} (z_{1L} - z_{9L}) + 3\gamma_{01W} (z_{6L} - z_{9L}) - (1 + \gamma_c + 5\gamma_{02S} + 3\gamma_{01S}) z_{9L} = 0 \quad (3.107)$$

$$-z_{1G} + 3\gamma_{12} (z_{6G} - z_{1G}) + \gamma_{02} (z_{9G} - z_{1G}) + (\gamma_c + 4\gamma_{22S}) z_{1L} + 3\gamma_{12S} z_{6L} + \gamma_{02S} z_{9L} = 0 \quad (3.108)$$

$$5\gamma_{02} (z_{1G} - z_{9G}) + 3\gamma_{01} (z_{6G} - z_{9G}) - z_{9G} + 5\gamma_{02S} z_{1L} + 3\gamma_{01S} z_{6L} + \gamma_c z_{9L} = 0 \quad (3.109)$$

$$5\gamma_{12}(z_{1G} - z_{6G}) - z_{6G} + \gamma_{01}(z_{9G} - z_{6G}) + 5\gamma_{12S}z_{1L} + (\gamma_c + 2\gamma_{11S})z_{6L} + \gamma_{01S}z_{9L} = 0 \quad (3.110)$$

En régime stationnaire, comme pour le pompage D_0 , l'équation (3.106) représente l'évolution de la composante étroite de la population lorentzienne z_{1L} dans le niveau $J = 2$. L'équation (3.107) est également écrite pour la composante de population lorentzienne z_{9L} dans le niveau $J = 0$. Aucune équation n'est écrite pour la composante de population lorentzienne z_{6L} du niveau $J = 1$, basée sur le pompage optique et prise comme paramètre d'entrée. Les 3 équations suivantes (3.108) à (3.110) sont les conditions en régime stationnaire pour les composantes de population thermique gaussienne. Ces équations peuvent être simplifiées pour avoir la matrice de couplage 5×5 entre les populations :

$$(1 + \gamma_c + 4\gamma_{22S} + 3\gamma_{12} + \gamma_{02})z_{1L} - \gamma_{02W}z_{9L} = 3\gamma_{12W}z_{6L} \quad (3.111)$$

$$-5\gamma_{02W}z_{1L} + (1 + \gamma_c + 5\gamma_{02} + 3\gamma_{01})z_{9L} = 3\gamma_{01W}z_{6L} \quad (3.112)$$

$$(1 + 3\gamma_{12} + \gamma_{02})z_{1G} - 3\gamma_{12}z_{6G} - \gamma_{02}z_{9G} - (\gamma_c + 4\gamma_{22S})z_{1L} - \gamma_{02S}z_{9L} = 3\gamma_{12S}z_{6L} \quad (3.113)$$

$$-5\gamma_{02}z_{1G} - 3\gamma_{01}z_{6G} + (1 + 5\gamma_{02} + 3\gamma_{01})z_{9G} - 5\gamma_{02S}z_{1L} - \gamma_c z_{9L} = 3\gamma_{01S}z_{6L} \quad (3.114)$$

$$-5\gamma_{12}z_{1G} + (1 + 5\gamma_{12} + \gamma_{01})z_{6G} - \gamma_{01}z_{9G} - 5\gamma_{12S}z_{1L} - \gamma_{01S}z_{9L} = (2\gamma_{11S} + \gamma_c)z_{6L} \quad (3.115)$$

En ajoutant respectivement les équations (3.111) et (3.113), (3.112) et (3.114), nous obtenons les équations (3.68) et (3.69). Lorsque toutes les composantes de populations sont séparément considérées, les équations (3.111) et (3.112) peuvent être résolues indépendamment en inversant une matrice (2×2). Les rapports d'aires des composantes lorentziennes étroites A_{1L}/A_{JL} sont ainsi liés aux combinaisons impliquées des taux de collision. Les solutions de z_{1L} et z_{9L} sont alors substituées dans les équations (3.113) à (3.115). Les populations gaussiennes z_{jG} ainsi que les aires des composantes gaussiennes A_{jG} sont à leur tour calculées en inversant une matrice (3×3).

Polarisation linéaire π

Le pompage sur D_1 de polarisation linéaire π fournit un terme moteur pour la composante étroite de la population lorentzienne z_{6L} dans le niveau $J = 1$, avec $z_{6L} = z_{8L}$. Toutes les autres composantes de population sont uniquement entraînées par des collisions de changement de sous-niveaux et par la décroissance radiative des atomes. En régime stationnaire, il reste 7 populations indépendantes, liées à z_{6L} par 7 équations similaires à l'Eq.(3.76) à (3.78) avec z_{1L} ($z_{1L} = z_{2L} = \dots = z_{5L}$), z_{7L} , z_{9L} , z_{1G} ($z_{1G} = z_{2G} = \dots = z_{5G}$), z_{6G} ($z_{6G} = z_{8G}$), z_{7G} et z_{9G} , telles que :

$$-(1 + \gamma_c + 4\gamma_{22S} + 3\gamma_{12S} + \gamma_{02S})z_{1L} + 2\gamma_{12W}(z_{6L} - z_{1L}) + \gamma_{12W}(z_{7L} - z_{1L}) + \gamma_{02W}(z_{9L} - z_{1L}) = 0 \quad (3.116)$$

$$5\gamma_{12W}(z_{1L} - z_{7L}) + 2\gamma_{11W}(z_{6L} - z_{7L}) - (1 + \gamma_c + 5\gamma_{12S} + 2\gamma_{11S} + \gamma_{01S})z_{7L} + \gamma_{01W}(z_{9L} - z_{7L}) = 0 \quad (3.117)$$

$$5\gamma_{02W}(z_{1L} - z_{9L}) + 2\gamma_{01W}(z_{6L} - z_{9L}) + \gamma_{01W}(z_{7L} - z_{9L}) - (1 + \gamma_c + 5\gamma_{02S} + 3\gamma_{01S})z_{9L} = 0 \quad (3.118)$$

$$\begin{aligned}
& -z_{1G} + 2\gamma_{12}(z_{6G} - z_{1G}) + \gamma_{12}(z_{7G} - z_{1G}) + \gamma_{02}(z_{9G} - z_{1G}) + (\gamma_c + 4\gamma_{22S})z_{1L} \\
& \quad + 2\gamma_{12S}z_{6L} + \gamma_{12S}z_{7L} + \gamma_{02S}z_{9L} = 0
\end{aligned} \tag{3.119}$$

$$\begin{aligned}
& 5\gamma_{12}(z_{1G} - z_{7G}) + 2\gamma_{11}(z_{6G} - z_{7G}) - z_{7G} + \gamma_{01}(z_{9G} - z_{7G}) + 5\gamma_{12S}z_{1L} \\
& \quad + 2\gamma_{11S}z_{6L} + (\gamma_c + 2\gamma_{11S})z_{7L} + \gamma_{01S}z_{9L} = 0
\end{aligned} \tag{3.120}$$

$$\begin{aligned}
& 5\gamma_{02}(z_{1G} - z_{9G}) + 2\gamma_{01}(z_{6G} - z_{9G}) + \gamma_{01}(z_{7G} - z_{9G}) - z_{9G} + 5\gamma_{02S}z_{1L} \\
& \quad + 2\gamma_{01S}z_{6L} + \gamma_{01S}z_{7L} + \gamma_c z_{9L} = 0
\end{aligned} \tag{3.121}$$

$$\begin{aligned}
& 5\gamma_{12}(z_{1G} - z_{6G}) - z_{6G} + \gamma_{11}(z_{7G} - z_{6G}) + \gamma_{01}(z_{9G} - z_{6G}) + 5\gamma_{12S}z_{1L} \\
& \quad + (\gamma_c + \gamma_{11S})z_{6L} + \gamma_{11S}z_{7L} + \gamma_{01S}z_{9L} = 0
\end{aligned} \tag{3.122}$$

En régime stationnaire, l'équation (3.116) représente l'évolution de la composante étroite de la population lorentzienne z_{1L} dans le niveau $J = 2$. L'équation (3.117) est également écrite pour la composante de population lorentzienne z_{7L} dans le niveau $J = 1$. L'équation (3.118) est écrite pour la composante de population lorentzienne z_{9L} dans le niveau $J = 0$. Aucune équation n'est écrite pour la composante de population lorentzienne z_{6L} du niveau $J = 1$, basée sur le pompage optique et prise comme paramètre d'entrée. Les 4 équations suivantes (3.119) à (3.122) sont les conditions en régime stationnaire pour les composantes de population thermique gaussienne. Ces équations peuvent être simplifiées pour avoir la matrice de couplage (7×7) entre les populations :

$$(1 + \gamma_c + 4\gamma_{22S} + 3\gamma_{12} + \gamma_{02})z_{1L} - \gamma_{12W}z_{7L} - \gamma_{02W}z_{9L} = 2\gamma_{12W}z_{6L} \tag{3.123}$$

$$-5\gamma_{12W}z_{1L} + (1 + \gamma_c + 5\gamma_{12} + 2\gamma_{11} + \gamma_{01})z_{7L} - \gamma_{01W}z_{9L} = 2\gamma_{11W}z_{6L} \tag{3.124}$$

$$-5\gamma_{02W}z_{1L} - \gamma_{01W}z_{7L} + (1 + \gamma_c + 5\gamma_{02} + 3\gamma_{01})z_{9L} = 2\gamma_{01W}z_{6L} \tag{3.125}$$

$$\begin{aligned}
& (1 + 3\gamma_{12} + \gamma_{02})z_{1G} - 2\gamma_{12}z_{6G} - \gamma_{12}z_{7G} - \gamma_{02}z_{9G} - (\gamma_c + 4\gamma_{22S})z_{1L} \\
& \quad - \gamma_{12S}z_{7L} - \gamma_{02S}z_{9L} = 2\gamma_{12S}z_{6L}
\end{aligned} \tag{3.126}$$

$$\begin{aligned}
& -5\gamma_{12}z_{1G} - 2\gamma_{11}z_{6G} + (5\gamma_{12} + 2\gamma_{11} + \gamma_{01} + 1)z_{7G} - \gamma_{01}z_{9G} - 5\gamma_{12S}z_{1L} \\
& \quad - (\gamma_c + 2\gamma_{11S})z_{7L} - \gamma_{01S}z_{9L} = 2\gamma_{11S}z_{6L}
\end{aligned} \tag{3.127}$$

$$\begin{aligned}
& -5\gamma_{02}z_{1G} - 2\gamma_{01}z_{6G} - \gamma_{01}z_{7G} + (1 + 5\gamma_{02S} + 3\gamma_{01S})z_{9G} - 5\gamma_{02S}z_{1L} \\
& \quad - \gamma_{01S}z_{7L} - \gamma_c z_{9L} = 2\gamma_{01S}z_{6L}
\end{aligned} \tag{3.128}$$

$$\begin{aligned}
& -5\gamma_{12}z_{1G} - (1 + 5\gamma_{12} + \gamma_{11} + \gamma_{01})z_{6G} - \gamma_{11}z_{7G} - \gamma_{01}z_{9G} - 5\gamma_{12S}z_{1L} + \\
& \quad - \gamma_{11S}z_{7L} - \gamma_{01S}z_{9L} = (\gamma_c + \gamma_{11S})z_{6L}
\end{aligned} \tag{3.129}$$

En considérant toutes les composantes de populations séparément, les équations (3.123), (3.124) et 3.125 peuvent être résolues indépendamment en inversant une matrice (3×3) pour lier les rapports d'aires des composantes lorentziennes étroites A_{1L}/A_{JL} aux combinaisons impliquées du taux de collision. Les solutions de z_{1L} , z_{7L} et z_{9L} peuvent alors être substituées

dans les équations (3.126) à (3.129). Les populations gaussiennes z_{jG} ainsi que les aires des composantes gaussiennes A_{jG} peuvent à leur tour être calculées en inversant une matrice (4×4).

Polarisation linéaire σ

Le pompage sur D_1 de polarisation linéaire σ à la limite d'un pompage fort fournit un terme moteur unique pour la composante étroite de la population lorentzienne z_{7L} dans le niveau $J = 1$. Toutes les autres composantes de population sont uniquement entraînées par des collisions de changement de sous-niveaux et par la décroissance radiative des atomes. En régime stationnaire, il reste 7 populations indépendantes, liées à z_{7L} par 7 équations similaires à l'Eq.(3.76) à (3.78) avec z_{1L} ($z_{1L} = z_{2L} = \dots = z_{5L}$), z_{6L} ($z_{6L} = z_{8L}$), z_{9L} , z_{1G} ($z_{1G} = z_{2G} = \dots = z_{5G}$), z_{6G} ($z_{6G} = z_{8G}$), z_{7G} et z_{9G} , tels que :

$$-(1 + \gamma_c + 4\gamma_{22S} + 3\gamma_{12S} + \gamma_{02S}) z_{1L} + \gamma_{12W} (z_{7L} - z_{1L}) + 2\gamma_{12W} (z_{6L} - z_{1L}) + \gamma_{02W} (z_{9L} - z_{1L}) = 0 \quad (3.130)$$

$$5\gamma_{12W} (z_{1L} - z_{6L}) + \gamma_{11W} (z_{7L} - z_{6L}) - (1 + \gamma_c + 5\gamma_{12S} + \gamma_{11S} + \gamma_{01S}) z_{6L} + \gamma_{01W} (z_{9L} - z_{6L}) = 0 \quad (3.131)$$

$$5\gamma_{02W} (z_{1L} - z_{9L}) + \gamma_{01W} (z_{7L} - z_{9L}) + 2\gamma_{01W} (z_{6L} - z_{9L}) - (1 + \gamma_c + 5\gamma_{02S} + 3\gamma_{01S}) z_{9L} = 0 \quad (3.132)$$

$$-z_{1G} + \gamma_{12} (z_{7G} - z_{1G}) + 2\gamma_{12} (z_{6G} - z_{1G}) + \gamma_{02} (z_{9G} - z_{1G}) + (\gamma_c + 4\gamma_{22S}) z_{1L} + 2\gamma_{12S} z_{6L} + \gamma_{12S} z_{7L} + \gamma_{02S} z_{9L} = 0 \quad (3.133)$$

$$5\gamma_{12} (z_{1G} - z_{6G}) - z_{6G} + \gamma_{11} (z_{7G} - z_{6G}) + \gamma_{01} (z_{9G} - z_{6G}) + 5\gamma_{12S} z_{1L} + (\gamma_c + \gamma_{11S}) z_{6L} + \gamma_{11S} z_{7L} + \gamma_{01S} z_{9L} = 0 \quad (3.134)$$

$$5\gamma_{02} (z_{1G} - z_{9G}) + \gamma_{01} (z_{7G} - z_{9G}) + 2\gamma_{01} (z_{6G} - z_{9G}) - z_{9G} + 5\gamma_{02S} z_{1L} + 2\gamma_{01S} z_{6L} + \gamma_{01S} z_{7L} + \gamma_c z_{9L} = 0 \quad (3.135)$$

$$5\gamma_{12} (z_{1G} - z_{7G}) + 2\gamma_{11} (z_{6G} - z_{7G}) - z_{7G} + \gamma_{01} (z_{9G} - z_{7G}) + 5\gamma_{12S} z_{1L} + 2\gamma_{11S} z_{6L} + (\gamma_c + \gamma_{11S}) z_{7L} + \gamma_{01S} z_{9L} = 0 \quad (3.136)$$

En régime stationnaire, l'équation (3.130) représente l'évolution de la composante étroite de la population lorentzienne z_{1L} dans le niveau $J = 2$. L'équation (3.131) est également écrite pour la composante de population lorentzienne z_{6L} dans le niveau $J = 1$. L'équation (3.132) est écrite pour la composante de population lorentzienne z_{9L} dans le niveau $J = 0$. Aucune équation n'est écrite pour la composante de population lorentzienne z_{7L} du niveau $J = 1$, induite par le pompage optique et prise comme paramètre d'entrée. Les 4 équations suivantes (3.133) à (3.136) sont les conditions en régime stationnaire pour les composantes de population thermique gaussienne. Ces équations peuvent être simplifiées pour avoir la matrice de couplage (7×7) entre les populations :

$$(1 + \gamma_c + 4\gamma_{22S} + 3\gamma_{12} + \gamma_{02}) z_{1L} - 2\gamma_{12W} z_{6L} - \gamma_{02W} z_{9L} = \gamma_{12W} z_{7L} \quad (3.137)$$

$$-5\gamma_{12W}z_{1L} + (1 + \gamma_c + 5\gamma_{12} + \gamma_{11} + \gamma_{01})z_{6L} - \gamma_{01W}z_{9L} = \gamma_{11W}z_{7L} \quad (3.138)$$

$$-5\gamma_{02W}z_{1L} - 2\gamma_{01W}z_{6L} + (1 + \gamma_c + 5\gamma_{02} + 3\gamma_{01})z_{9L} = \gamma_{01W}z_{7L} \quad (3.139)$$

$$(1 + 3\gamma_{12} + \gamma_{02})z_{1G} - 2\gamma_{12}z_{6G} - \gamma_{12}z_{7G} - \gamma_{02}z_{9G} - (\gamma_c + 4\gamma_{22S})z_{1L} \\ - 2\gamma_{12S}z_{6L} - \gamma_{02S}z_{9L} = \gamma_{12S}z_{7L} \quad (3.140)$$

$$-5\gamma_{12}z_{1G} - (1 + 5\gamma_{12} + \gamma_{11} + \gamma_{01})z_{6G} - \gamma_{11}z_{7G} - \gamma_{01}z_{9G} - 5\gamma_{12S}z_{1L} \\ - (\gamma_c + \gamma_{11S})z_{6L} - \gamma_{01S}z_{9L} = \gamma_{11S}z_{7L} \quad (3.141)$$

$$-5\gamma_{02}z_{1G} - 2\gamma_{01}z_{6G} - \gamma_{01}z_{7G} + (1 + 5\gamma_{02S} + 3\gamma_{01S})z_{9G} - 5\gamma_{02S}z_{1L} \\ - 2\gamma_{01S}z_{6L} - \gamma_c z_{9L} = \gamma_{01S}z_{7L} \quad (3.142)$$

$$-5\gamma_{12}z_{1G} - 2\gamma_{11}z_{6G} + (5\gamma_{12} + 2\gamma_{11} + \gamma_{01} + 1)z_{7G} - \gamma_{01}z_{9G} - 5\gamma_{12S}z_{1L} \\ - 2\gamma_{11S}z_{6L} - \gamma_{01S}z_{9L} = (\gamma_c + \gamma_{11S})z_{7L} \quad (3.143)$$

En considérant toutes les composantes de populations séparément, les équations (3.137), (3.138) et 3.139 peuvent être résolues indépendamment en inversant une matrice (3×3) pour lier les rapports d'aires des composantes lorentziennes étroites A_{1L}/A_{jL} aux combinaisons impliquées du taux de collision. Les solutions de z_{1L} , z_{7L} et z_{9L} peuvent alors être substituées dans les équations (3.140) à (3.143). Les populations gaussiennes z_{jG} ainsi que les aires des composantes gaussiennes A_{jG} peuvent à leur tour être calculées en inversant une matrice (4×4) .

3.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons en premier rappelé les équations d'évolution des populations dans les sous-niveaux magnétiques impliqués sous l'effet du pompage optique accordé sur une transition $2^3S - 2^3P$. Ces équations ont été résolues dans le cas simple d'un pompage accordé sur D_0 de polarisation π et une pression d' ^4He faible résultant un taux de transition optique et une émission induite négligeables. Dans la deuxième partie du chapitre, nous avons présenté deux modèles de redistribution collisionnelle dans l'état 2^3P suite aux collisions binaires avec les atomes de l'état fondamental. Ces deux modèles sont basés sur la quantification des populations totales dans chaque niveau J avec un taux de transfert unique pour un modèle et plusieurs taux de transfert pour l'autre. Finalement, nous présentons un modèle de redistribution collisionnelle plus avancé basé sur des observations expérimentales des spectres d'absorption à 706.5 nm. Ce modèle distingue de plus deux types de collisions, faibles et fortes. Lorsque les collisions de changement de vitesse se produisent, le piédestal sous les courbes correspond aux atomes qui ont fortement changé leur vitesse, alors que le pic lorentzien correspond aux atomes qui ont faiblement ou non changé leur vitesse. Les populations totales sont partagées en pseudo-populations, z_L et z_G . Nous avons écrit les équations d'évolution des populations pour les raies de pompage D_0 et D_1 de l' ^4He . Dans le chapitre 4, nous présentons le dispositif et le protocole expérimentaux mises en place permettant d'aboutir aux mesures d'absorption à 706.5 nm à l'aide d'une configuration de pompe à 1083 nm sélectif en vitesse et une sonde à 706.5 nm.

Chapitre 4

Dispositif et protocole expérimentaux

Nous présentons dans ce chapitre les détails du montage expérimental mis en place pour les mesures d'absorption à 706.5 nm par spectroscopie laser. Le principe des mesures est basé sur l'emploi d'un faisceau de pompe à 1083 nm peuplant l'état 2^3P et d'un faisceau de sonde à 706.5 nm, accordé sur la transition 2^3P - 3^3S_1 pour déterminer les populations des sous-niveaux de l'état 2^3P .

Dans un premier temps nous présentons les deux parties du montage optique : le système de double résonance optique et le réglage du laser de pompe par la méthode d'absorption saturée. Nous présentons ensuite les cellules scellées d'hélium-3, d'hélium-4 pures et des mélanges isotopiques, ainsi que le dispositif de décharge radiofréquence qui permet de peupler l'état métastable 2^3S_1 . Par la suite, nous décrivons le laser de pompe à 1083 nm, de fréquence bien asservie et d'intensité modulée par un hacheur de faisceau, ainsi que le laser de sonde de longueur d'onde égale à 706.5 nm qui est mesurée à l'aide d'un lambdamètre. Un système de polarimétrie est mis en place pour la détection de la sonde et des bobines fabriquées au laboratoire et fournissant un champ magnétique B de l'ordre des mT ont été installés.

La deuxième partie du chapitre est focalisée sur l'acquisition et l'enregistrement des données ainsi que l'optimisation du signal / bruit (S/B) suite aux tests expérimentaux effectués pour obtenir le signal d'absorption dans les meilleures conditions. Finalement nous présentons le protocole expérimental de mesure. Selon la configuration de double résonance optique souhaitée, un champ magnétique B est appliqué sur un de ces trois axes du champ et compensé suivant les deux autres. Selon une étude de l'effet des miroirs dichroïques, nous avons conclu que seules deux polarisations linéaires (horizontales ou verticales) conservent leurs orientations.

Le montage expérimental est illustré par les figures (4.1) et (4.2) et comporte deux parties : pompe 1083 nm - sonde 706.5 nm et absorption saturée à 1083 nm. Les deux faisceaux de pompe et de sonde superposés traversent la cellule d'hélium (a) placée dans un champ magnétique homogène, puis sont diaphragmés afin de sélectionner la fraction centrale des deux faisceaux à intensités uniformes et interagissant sur les mêmes atomes d'hélium.

Composants du montage expérimental

Abréviation	Référence	Composant
ADS1, ADS2	EGG-7265	Amplificateur à détection synchrone
ADS3, ADS4	EGG-7220	
ND0.5	Thorlabs ND05A	Filtre à densité neutre /3.5
ND3.0	Thorlabs ND30A	Filtre a densite neutre /1000
B.Acq.	DT 9816-S	Boîtier d'acquisition d'entrée
	DT 9813	Boîtier d'acquisition
Fi	Thorlabs - FES0800	Filtre passe-bas, $\lambda > 800$ nm
LS	Thorlabs - BSF10-A	Lame séparatrice pour un prélèvement de faisceau
M	Thorlabs - PF10-03-P01	Miroir métallique argenté protégé
M1	Thorlabs - BB1-E03	Miroir diélectrique à large bande, 750 - 1100 nm
MD1,MD2	Thorlabs - DMLP900	Miroir dichroïque transmet $\lambda > 900$ nm
Or1, Or2	Ordinateurs utilisés	Ordinateur utilisée pour l'enregistrement de la longueur d'onde à 706.5 nm et pour l'acquisition et l'enregistrement des données
PD1	Si PIN photodiodes, (BP104F)	Photodiode à 1083 nm (absorption saturée)
PD2	Centronic OSD50-4X	Photodiode à 1083 nm (pompe)
PD3	Si PIN photodiodes, (BPW34)	Photodiode à 706.5 nm (de polarisation horizontale selon le cube polariseur Cu' du polarimètre)
PD4	Si PIN photodiodes, (BPW34)	Photodiode à 706.5 nm (de polarisation verticale selon le cube polariseur Cu' du polarimètre)

TABLEAU 4.1 – Composants du montage expérimental utilisé

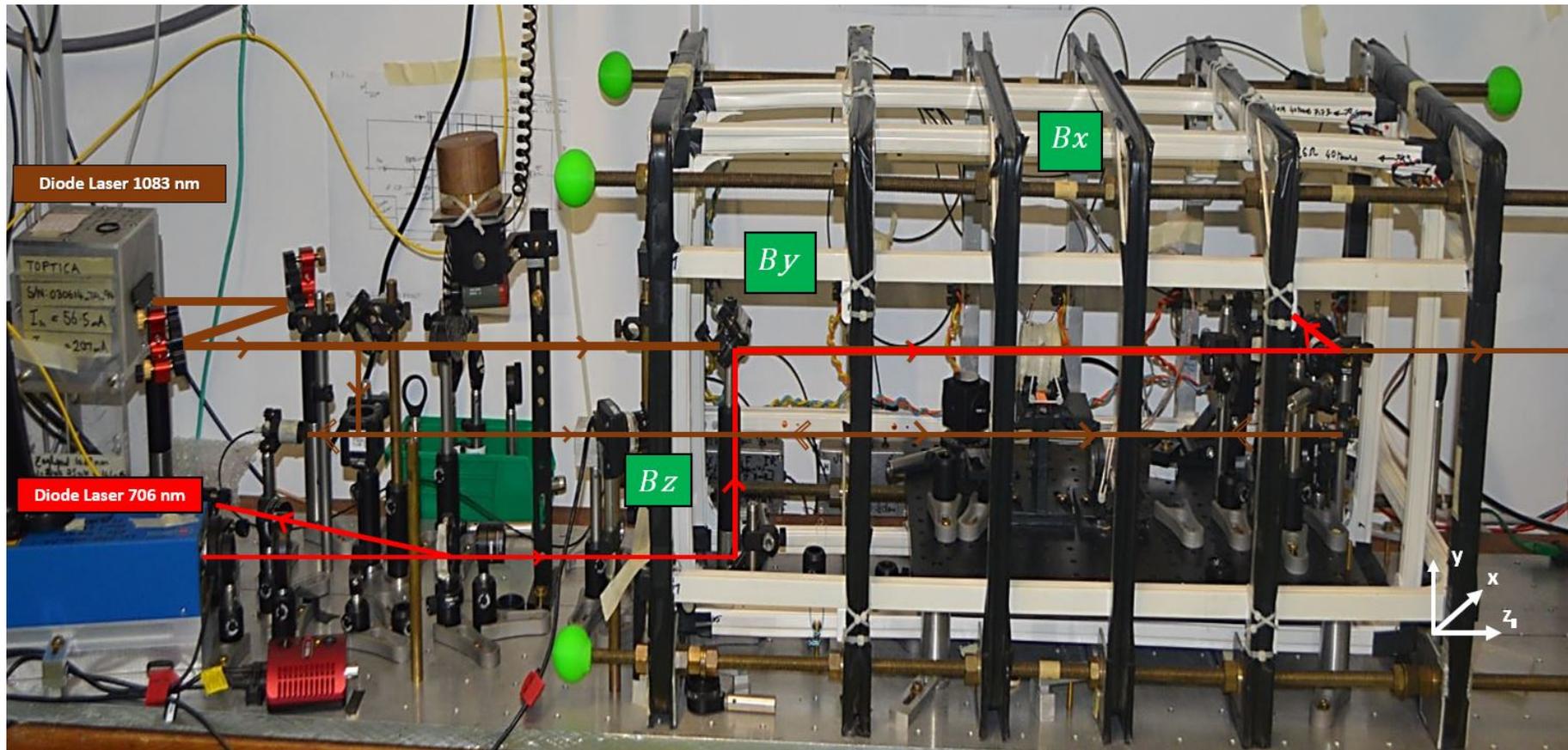


FIGURE 4.1 – Photo du côté du montage expérimental mis en place pour les mesures de double résonance optique ainsi que le réglage de la fréquence du laser de pompe par la technique d'absorption saturée. En marron le trajet du faisceau pompe ; En rouge le trajet du faisceau sonde ; En vert les bobines installées selon les trois directions du champ magnétique (B_x , B_y , B_z)

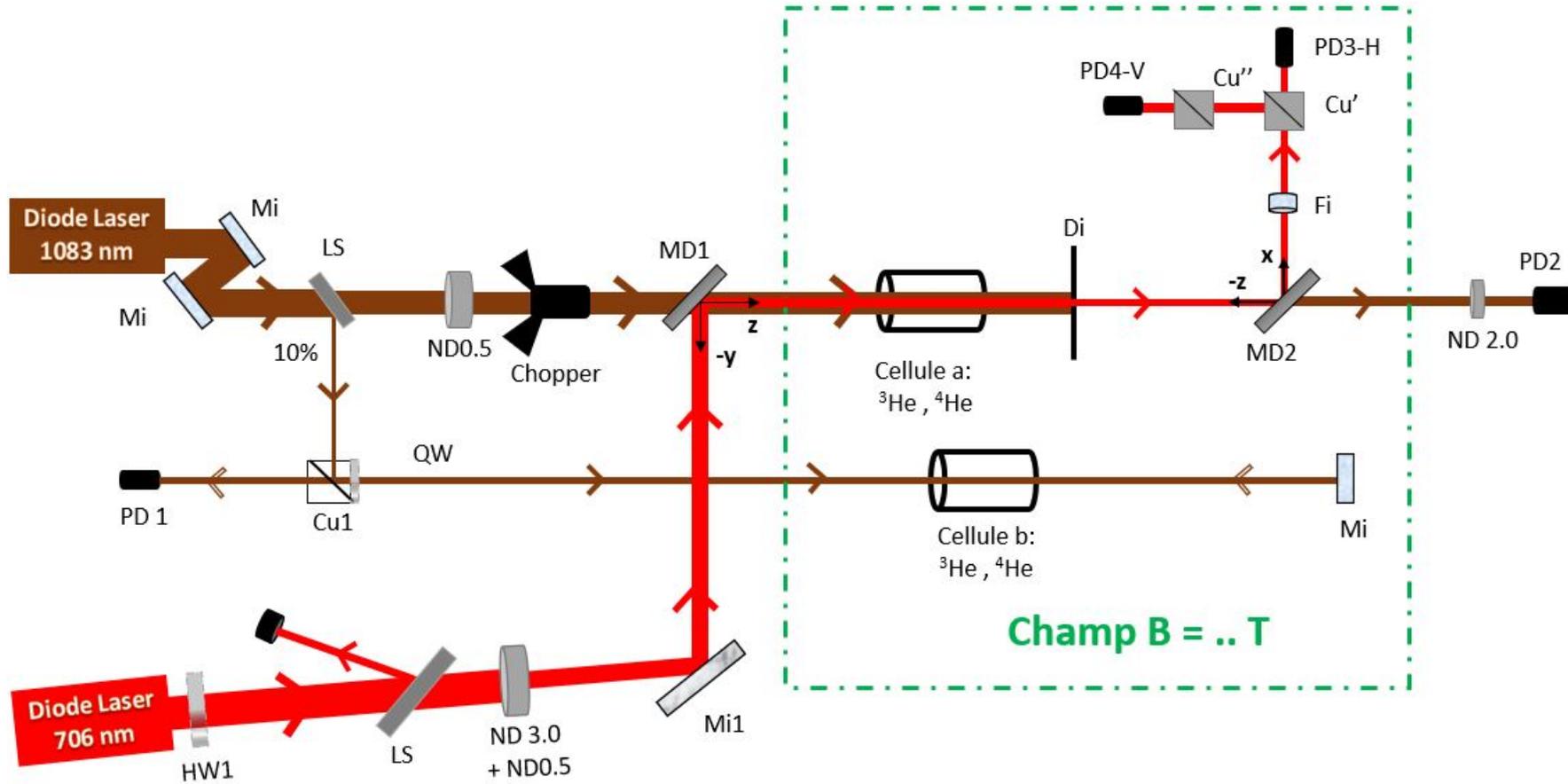


FIGURE 4.2 – Schéma symbolique du montage expérimental de double résonance optique et absorption saturée. Les laser de pompe et de sonde sont des diodes laser de longueur d'onde respectivement égale à 1083 nm (en marron) et 706.5 nm (en rouge). Cu1,Cu',Cu'' : cube polariseur ; $\lambda/2$ et $\lambda/4$: lames retardatrices ; Mi,Mi1 : miroirs ; Di : diaphragme ; LM : Lambdamètre ; Att : Atténuateur ; MD1,2 : Miroirs dichroïques ; LS : Lame séparatrice ; ADS : Amplificateur à détection synchrone ; B.Acq : Boitiers d'acquisition ; PD1 : Photodiode utilisée pour le montage d'absorption saturée ; PD2 : Photodiode de la pompe 1083 nm ; PD3,PD4 : Photodiodes à 706.5 nm de polarisation horizontale et verticale, Cellule a : cellule utilisée pour les mesures de double résonance optique de l'état 2^3P ; Cellule b : cellule utilisée pour les mesures d'absorption saturée

4.1 Description des cellules scellées d'hélium

Les gaz d' ^3He , d' ^4He ainsi que les mélanges isotopiques sont contenus dans des cellules scellées en Pyrex, cylindriques (figure 4.3), de longueur et de diamètre interne ($4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$, $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$, etc.) et de pressions différentes (tableau 4.2). Pour limiter les collisions avec des impuretés qui peuvent diminuer le temps de vie des atomes métastables, des précautions ont été prises lors du nettoyage et remplissage des cellules. La cellule est remplie d'hélium après plusieurs jours d'étuvage, sous vide poussé (de l'ordre de 10^{-8} mbar) dans un four de température à 700 K. Elle est ensuite soumise à des décharges micro-ondes (2.4 GHz, 100 W), puis vidée. Cette procédure est répétée plusieurs fois jusqu'à ce que seules les raies d'hélium sont détectées lors de la mesure de fluorescence du plasma. Les pressions nominales de remplissage des cellules de mesure utilisées dans nos analyses sont représentées dans le tableau (4.2). Des vérifications de pression sur quelques cellules d' ^4He ont été effectuées (Appendice E) puisque ces pressions peuvent changer avec le temps.

Cellules	Pression ^3He (mbar)	Pression ^4He (mbar)	L \times Dia. (cm \times cm)
1	-	0.13	12×3
2	-	1.06	5×5
3	-	1.33	4×4
4	0.26	0.26	5×5
5	0.13	0.4	5×5
6	0.26	0.8	5×5
7	0.53	1.6	5×5
8	1.06	0.53	5×5
9	0.4	3.87	5×5
10	1.06	3.2	5×5

TABLEAU 4.2 – Compositions et dimensions des cellules scellées d'hélium utilisées

Pour peupler l'état métastable 2^3S_1 de l'hélium, une décharge radiofréquence est effectuée à l'aide de deux électrodes en cuivre, enroulées sur les extrémités des cellules. Ces électrodes sont connectées à un transformateur de tension (fréquence de la décharge de l'ordre 2 MHz ou 27 MHz généralement pour les cellules à basse pression). Pour les cellules de faible pression, il suffit d'enrouler une paire d'électrodes aux extrémités de la cellule. Pour les plus fortes pressions, nous ajoutons une paire d'électrodes sur les fenêtres optiques de la cellule. Pour la cellule (b) utilisée dans la technique d'absorption saturée, l'intensité de décharge est modulée à une fréquence de l'ordre de 100 Hz, impliquant une variation périodique de la densité d'atomes n_m de l'état métastable 2^3S_1 .

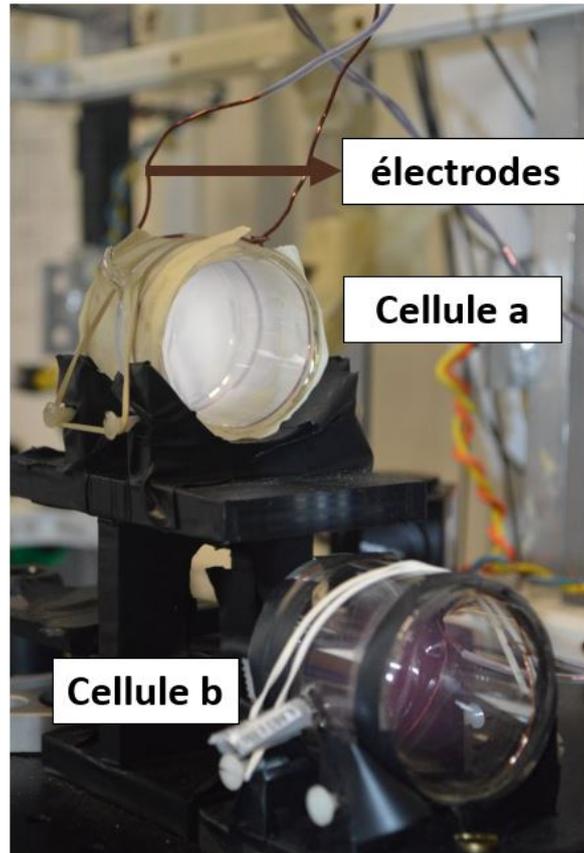


FIGURE 4.3 – Photo montrant les deux cellules d’hélium autour desquelles des électrodes sont enroulées. La cellule (a) remplie d’hélium pur ou de mélanges isotopiques correspond à la cellule utilisée lors des mesures d’absorption de double résonance optique. La cellule (b) souvent remplie d’un mélange isotopique avec une pression de l’ordre de 1.5 - 2 mbar est utilisée dans la technique d’absorption saturée.

L’intérêt de placer en (b) une cellule de mélange à quelques mbar permet de bien distinguer le trou d’absorption saturée (parag. 4.2.3) sur l’oscilloscope en balayant la fréquence du laser pompe manuellement. D’où la possibilité de régler la fréquence du laser pompe sur une transition atomique de ^3He ou de ^4He , sans changement de la cellule.

4.2 Description du laser pompe à 1083 nm

Le laser de pompe à 1083 nm permet de peupler l'état 2^3P à partir de l'état 2^3S_1 métastable. C'est une diode laser DBR monomode (fournisseur : Toptica) de largeur FWHM 2-3 MHz, de puissance maximale de l'ordre de 50 mW et de polarisation linéaire horizontale. Un contrôleur thermique Peltier intégré permet de balayer la fréquence du laser le long de la transition $2^3S_1 - 2^3P$.

A la sortie du collimateur, le faisceau de pompe élargi passe à travers une lame séparatrice : la fraction 10 % réfléchi du faisceau incident est utilisée lors de l'absorption saturée (parag.4.2.3) pour régler la fréquence du laser et la fraction 90% transmise permet d'effectuer la spectroscopie de double résonance optique de l'état 2^3P . Un hacheur placé après la lame séparatrice est utilisé pour moduler l'intensité de pompe, impliquant une variation périodique des populations de l'état 2^3P dans la cellule (a).

4.2.1 Modulation par un hacheur de faisceau

Afin de mieux détecter les signaux d'absorption de la sonde, un hacheur optique effectuant une modulation carrée, à une fréquence de l'ordre des kHz est mis en place. Il est composé d'un disque rotatif de métal, avec un nombre de fentes entraîné par un petit moteur électrique assurant sa rotation. Plusieurs fréquences de découpage du faisceau peuvent être atteintes. Cet appareil génère également un signal de sortie de référence (TTL), synchrone avec le découpage et utilisé comme signal d'entrée de référence pour nos deux amplificateurs à détection synchrone ADS3 et ADS4.



FIGURE 4.4 – Image du hacheur optique utilisé dans nos expériences : Nous utilisons les fentes extérieures pour la modulation du faisceau de pompe. Une masse métallique est placée au-dessus d'hacheur pour le stabiliser et limiter les vibrations parasites affectant les mesures.

4.2.2 Détermination de l'intensité de pompe absorbée

Les faisceaux de pompe et de sonde sont tous les deux diaphragmés après la cellule pour sélectionner des fractions des deux à intensités uniformes. Pour le faisceau de pompe, puisque l'intensité absorbée I_{abs} est égale au rapport entre la puissance absorbée $\mathcal{P}_{\text{in,abs}}$ et la surface du diaphragme S_{D} , nous effectuons l'ensemble de mesures suivantes.

Mesure de la puissance absorbée $\mathcal{P}_{\text{in,abs}}$

La mesure de la puissance absorbée $\mathcal{P}_{\text{in,abs}}$ dans la cellule est effectuée à l'aide d'un wattmètre (OPHIR PD300-IR), avec ou sans son atténuateur selon la gamme de la puissance transmise après le diaphragme. Elle est déduite de la différence entre la puissance totale \mathcal{P}_{off} du faisceau de pompe transmis pour une décharge éteinte et la puissance totale \mathcal{P}_{on} à résonance, pour une décharge allumée. De plus, nous multiplions par le facteur $(1-R_{\text{cell}})$ pour compenser la perte de puissance à cause des faces parallèles réfléchissantes de la cellule tels que :

$$\mathcal{P}_{\text{in,abs}} = (\mathcal{P}_{\text{off}} - \mathcal{P}_{\text{on}})/(1 - R_{\text{cell}}) \quad (4.1)$$

Afin d'éviter de mesurer ces puissances lors de chaque prise de données, une deuxième méthode peut aussi être appliquée. Elle consiste premièrement à mesurer la puissance totale \mathcal{P}_{off} transmise, pour une décharge éteinte à l'aide du wattmètre. Ensuite nous mesurons successivement la transmittance \mathcal{T} déterminée à partir du signal de puissance transmis, converti en tension par la photodiode (PD2), telle que :

$$\mathcal{T} = \frac{V_{\text{on}} - V_{0 \text{ on}}}{V_{\text{off}} - V_{0 \text{ off}}} \quad (4.2)$$

avec V_{on} et V_{off} respectivement les tensions pour une décharge allumée et une décharge éteinte et $V_{0 \text{ on}}$ et $V_{0 \text{ off}}$ les décalages en tension de la photodiode.

D'où, la puissance absorbée dans la cellule s'écrit sous la forme de :

$$\mathcal{P}_{\text{in,abs}} = \mathcal{P}_{\text{off}}(1 - \mathcal{T})/(1 - R_{\text{cell}}) \quad (4.3)$$

Facteur de réfraction R_{cell}

Le faisceau de pompe transmis à travers la cellule subit deux réflexions par rapport au faisceau incident. Chacune fait diminuer l'intensité lumineuse par $(1-R)$. Pour un faisceau de pompe non atténué, la puissance totale \mathcal{P}_i mesurée à l'entrée de la cellule est de l'ordre de 21 mW. La puissance totale \mathcal{P}_T mesurée à la sortie de la cellule est de l'ordre de 17 mW. A partir de ces 2 mesures, nous pouvons déterminer le facteur de réflexion R_{cell} tels que $\mathcal{P}_T/\mathcal{P}_i = (1 - R_{\text{cell}})^2$ (R_{cell} souvent de l'ordre de 0.1).

Pour un courant d'alimentation I_c de la diode laser de pompe égale à 120 mA, \mathcal{P}_{off} est de l'ordre de 1 mW pour une pompe diaphragmée et non atténuée (0.3 mW pour une pompe atténuée par un ND 0.5). Pour $I_c = 180$ mA, \mathcal{P}_{off} est de l'ordre de 1.8 mW, mesurée aussi après le diaphragme en présence de la cellule éteinte.

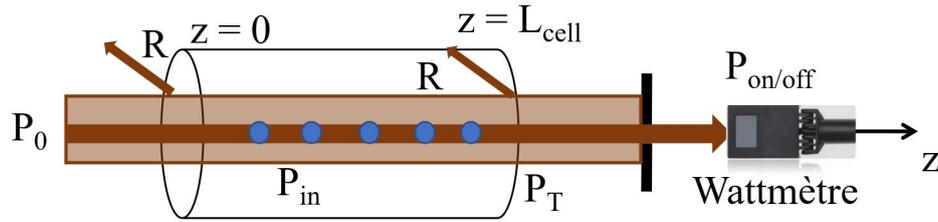
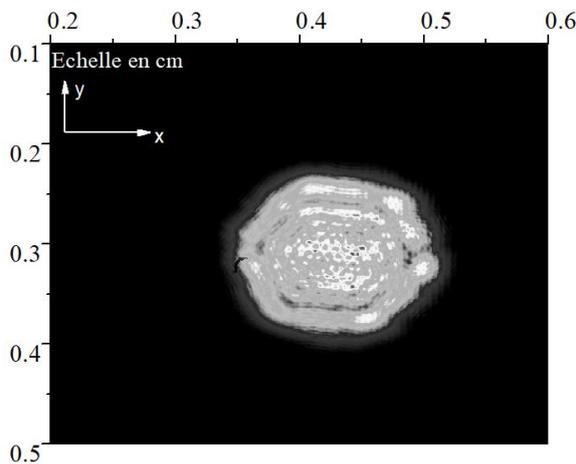


FIGURE 4.5 – Les différentes mesures de puissance à l'aide d'un wattmètre. Il est placé après le diaphragme pour mesurer la puissance des faisceaux diaphragmés. En traversant la cellule, le faisceau de pompe subit deux réflexions.

Mesure de la surface du diaphragme

Nous avons appliqué deux méthodes pour déterminer la surface du diaphragme de forme hexagonale. La première méthode consiste à prendre une image après le diaphragme, en plan transverse, du faisceau de pompe par un analyseur de faisceau ("beam profiler"). Suite à l'analyse de cette image (figure 4.6a), nous constatons que le faisceau transmis a subi une diffraction de Fresnel en champ proche. La détermination de la surface du diaphragme, à partir de cette image du faisceau, n'est donc pas totalement fiable et nécessite une correction complexe [62]. Une deuxième méthode plus précise consiste à prendre une image directe du diaphragme à l'aide d'une caméra CMOS (Thorlabs : DCC1545M de résolution 1.3 Megapixels) indépendamment des faisceaux laser. En analysant l'image prise et par conversion pixel / mm, nous déterminons le diamètre du cercle inscrit dans l'hexagone tels que $2r = 1.63$ mm, avec r le rayon du cercle. La surface totale S_D du diaphragme est ainsi : $S_D = 2\sqrt{3}r^2 = 2.3$ mm².



(a)



(b)

FIGURE 4.6 – a) Image du faisceau de pompe diaphragmé prise par un analyseur de faisceau. Ce faisceau subit une diffraction en champ proche d'où la difficulté de déterminer la surface du diaphragme. b) Image directe du diaphragme à l'aide d'une caméra CMOS indépendamment des faisceaux laser permettant de déterminer la surface du diaphragme.

4.2.3 Réglage de la fréquence du laser de pompe

Dans notre montage expérimental, une deuxième cellule (b) est mise en place indépendamment sous la première cellule (a) de mesure, pour régler la fréquence du laser de pompe au centre de la fréquence de la raie souhaitée grâce à la technique d'absorption saturée. Cette technique consiste à superposer deux faisceaux contrapropageants et de même fréquence, dans une cellule remplie d'un gaz. A résonance, ces 2 faisceaux interagissent sur les atomes dont la composante de vitesse, selon l'axe de propagation des lasers, est nulle. Puisque le faisceau de pompe est d'intensité suffisamment saturante, le faisceau de sonde est moins absorbé. Un atténuateur est aussi placé sur le trajet de retour du faisceau laser (faisceau de sonde). Un trou caractérisant l'absorption saturée apparaît sur le spectre d'absorption et servira de référence pour le réglage de fréquence du laser de pompe.

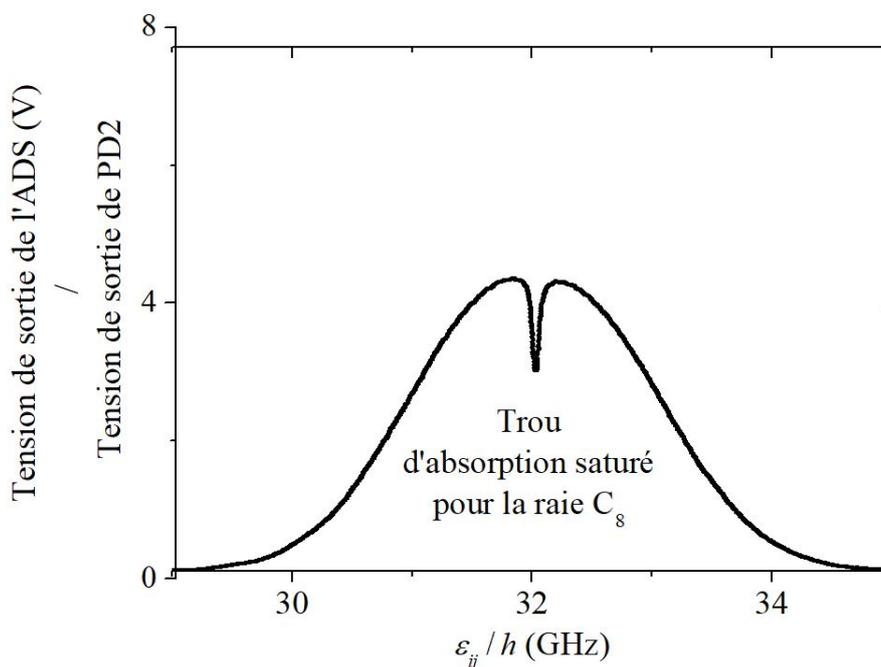


FIGURE 4.7 – Signal caractéristique de l'absorption saturée pour un balayage sur la raie C₈. Sur le profil gaussien du spectre atomique s'ajoute un trou correspondant à l'absorption saturée, qui détermine précisément la position de la résonance atomique.

Pour ce réglage de fréquence, nous avons deux méthodes :

- Détection visuelle du trou d'absorption saturée : il s'agit premièrement de moduler l'intensité de la décharge de la cellule (b) d'absorption saturée. Le faisceau de sonde à 1083 nm détecté par la photodiode (PD1) et proportionnel à l'absorption du faisceau de pompe est observé sur un oscilloscope. Au voisinage du maximum d'absorption, nous visualisons, sur l'oscilloscope, le trou d'absorption saturée, référence du réglage.
- Asservissement du laser 1083 nm en modulant sa fréquence : Pour asservir le laser, nous avons construit un signal d'erreur, qui est une grandeur calculée en temps réel dont le signe change de part et d'autre de la fréquence de pompe. Ce signal est réalisé par la détection synchrone en dérivant le signal d'absorption saturée [63] (figure 4.8). Au cas où on s'éloigne de la résonance, l'intérêt de disposer un signal de ce type est de faire revenir la fréquence du laser vers la fréquence de résonance souhaitée. D'après la figure (4.8) ci dessous, si la fréquence du laser est trop élevée par rapport à la résonance,

le résultat du signal d'erreur est négatif; si la fréquence est trop basse, le résultat est positif. Cependant, la fréquence de résonance souhaitée est au maximum du trou d'absorption saturée.

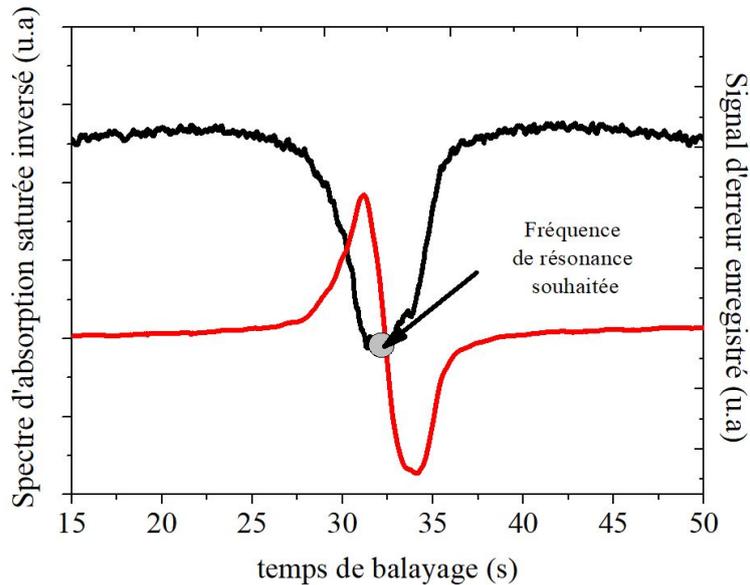


FIGURE 4.8 – Graphique représentant le signal d'erreur construit à partir du signal d'absorption saturée (figure 4.7) : En noir, le spectre d'absorption saturée, pour un laser de pompe réglé sur la raie C_8 . En rouge le signal d'erreur généré. La fréquence de résonance souhaitée est au maximum du trou d'absorption saturée.

Pour le signal d'erreur, l'amplitude de la décharge n'a pas besoin d'être modulée. Les raies sont repérées par le réglage (reproductible à courant fixé de la diode) de la température de la diode, comparé aux valeurs repérées lors d'un balayage du spectre complet. Le laser étant stable, le trou d'absorption saturée au voisinage de la fréquence centrale est facilement détectée à l'aide d'un oscilloscope. Nous utilisons généralement la première méthode de réglage manuelle de la fréquence du laser de pompe, en la contrôlant régulièrement pour rester au centre de la raie.

4.3 Description du laser 706.5 nm de sonde

Le laser à 706.5 nm permet de sonder les populations de l'état 2^3P à travers la transition $2^3P-3^3S_1$. La diode utilisée (Toptica DL100) est une diode laser monomode à cavité externe avec une bande passante étroite de l'ordre de 1 MHz et une puissance maximale de 26,3 mW. Pour éviter tout effet de pompage à 706.5 nm, le faisceau sonde est atténué par deux atténuateurs (ND 3.0 + ND 0.5). Sa puissance est mesurée à l'aide du même wattmètre utilisé pour le faisceau de pompe mais en changeant la gamme de détection de la longueur d'onde. Elle est de l'ordre de $5 \mu\text{W}$, mesurée après le diaphragme. Les paramètres du laser (sa température, la position du piézo et son courant) peuvent être balayés par des rampes de tension. Le comportement spectral du laser est caractérisé par trois structures de modes différentes (figure 4.9a). Les modes internes de la diode peuvent être contrôlés par son courant d'alimentation ou sa température. La cavité externe (figure 4.9b)(6) est constituée d'un réseau qui réfléchit vers la diode laser le premier ordre de diffraction.

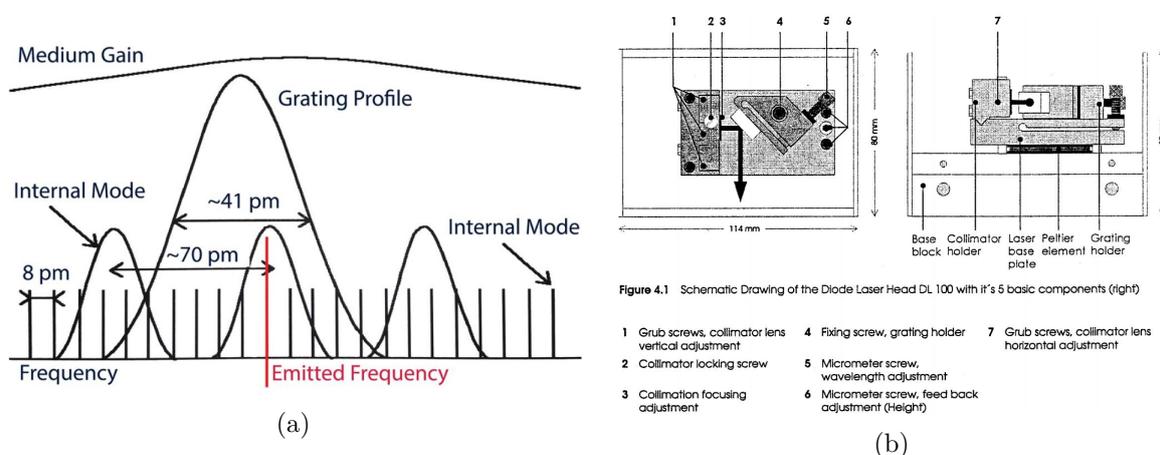


FIGURE 4.9 – Figures tirées de la documentation du laser de sonde DL 100 (Toptica) : a) Structures des différents modes de la diode laser donnée par Toptica. Le laser émet la fréquence avec le gain maximum. b) Schéma de la diode laser.

Une cale piézoélectrique montée sur la cavité externe est connectée au support du réseau; elle permet de modifier sa position afin de sélectionner la longueur d'onde. Cette variation implique un décalage de modes externes. La combinaison de ces 3 structures permet au laser d'émettre à la fréquence souhaitée, avec un gain maximal.

En balayant linéairement la position de la cale piézo à l'aide d'une rampe en tension (figure 4.10a) ou en balayant la température manuellement (figure 4.10b), nous observons les modes de structure du laser sonde. Comme le montrent ces deux figures, la longueur d'onde présente de nombreux sauts. Le laser change de manière continue sa fréquence jusqu'à ce que le gain soit le plus grand pour le mode interne, avant d'émettre la nouvelle fréquence. Le décalage moyen entre les modes internes est calculé tels que $\Delta_{piezo} = 7.75 \text{ pm} \pm 0.25 \text{ pm}$ et le décalage pour passer d'un mode à un autre est $\Delta_{\lambda} = 70.5 \text{ pm} \pm 0.5 \text{ pm}$.

En appliquant deux rampes de tension différentes, nous pouvons indépendamment contrôler la variation du courant de contrôle du laser et de la position piézo. Ainsi, nous pouvons déplacer simultanément les modes internes et externes dans le profil pour éviter les petits sauts de fréquence, observés ci-dessus, dans la figure (4.10). A cause du saut de mode $\Delta_{\lambda} = 70 \text{ pm}$, nous ne pouvons pas en général obtenir, en une seule mesure parfaite, l'absorption sur tout le spectre de $1^3\text{He} (^*C_1 - ^*C_9)$ ($^*C_{19} = 65 \text{ pm}$) ni pour $1^4\text{He} (^*D_0 - ^*D_2)$. Les spectres

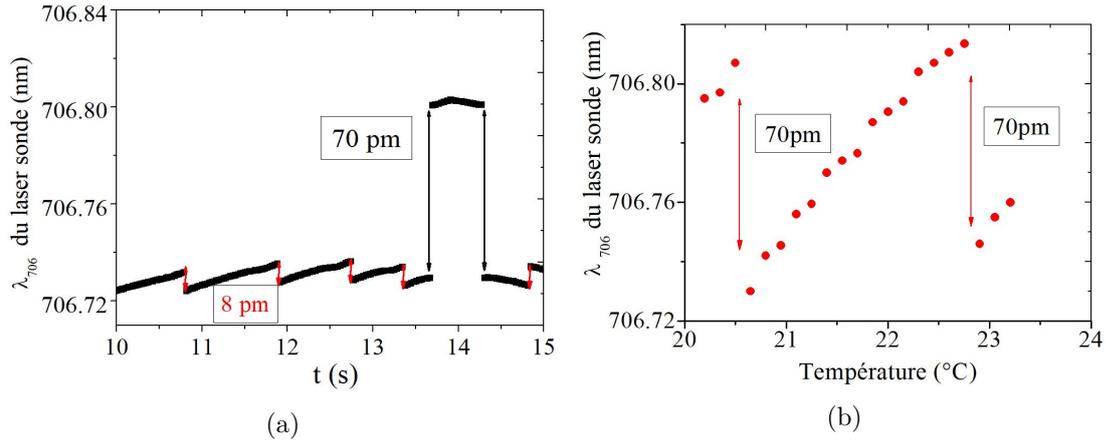


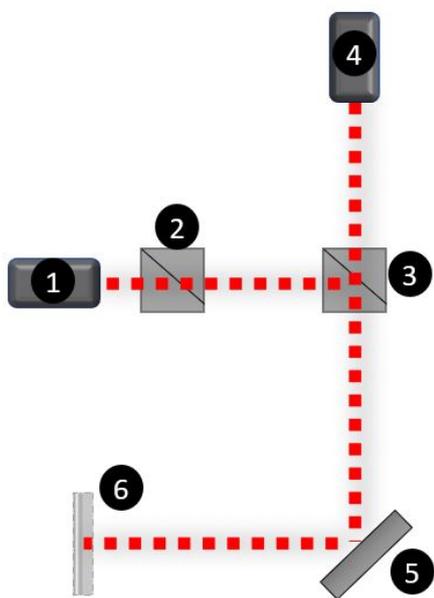
FIGURE 4.10 – a) Variation de la longueur d’onde λ du laser sonde en fonction du temps en balayant la position de la cale piézo par une rampe de tension pour un courant du laser fixé à 43.4 mA. b) Variation de la longueur d’onde λ du laser sonde en fonction de sa température pour un courant du laser fixé à 43.4 mA.

d’absorption sur toutes les transitions sont ainsi obtenus en deux plages de température propre à la diode laser de sonde et réglées manuellement : un réglage température pour effectuer le balayage autour de $^*C_{89}$ (*D_0), et un autre pour le balayage autour de $^*C_{17}$ ($^*D_{12}$).

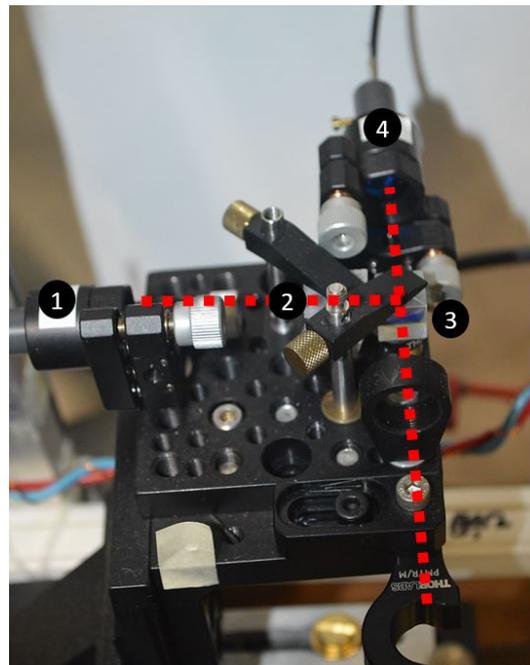
La longueur d’onde du laser sonde est surveillée de façon continue et peut être enregistrée à l’aide d’un lambdamètre (HighFinesse / Angstrom). Un assemblage d’atténuateurs et d’une lentille convergente reliée à une fibre permet de collecter le faisceau de sonde réfléchi de la lame séparatrice. Ce lambdamètre est connecté au PC via une interface USB et la longueur d’onde est enregistrée, à chaque acquisition, à l’aide du logiciel fourni.

4.4 Description du polarimètre optique à 706.5 nm

Pour les mesures de spectroscopie de double résonance optique, le faisceau de sonde polarisé, traversant la cellule d’hélium, est détecté à travers un système de polarimétrie. Cet analyseur, illustré dans la figure (fig. 4.11), est formé d’un cube séparateur de polarisation [26],[64]. Ces composantes sont séparées sur deux photodiodes de type Si PIN (BPW34) : un faisceau transmis collecté par la photodiode PD3 (fig.4.2) d’axe parallèle à la direction de propagation du faisceau sonde et ayant une polarisation horizontale. Un autre faisceau réfléchi de polarisation verticale est collecté par la deuxième photodiode PD4 à 90° (fig.4.2). Celle-ci est précédée d’un deuxième cube séparateur pour bien purifier la polarisation du faisceau réfléchi. Notons que les photocourants ont été convenablement convertis en tensions par les deux photodiodes. Grâce à la lame $\lambda/2$ placée à la sortie du laser sonde, la direction de la polarisation du faisceau sonde est bien contrôlée (parfaitement horizontale ou verticale). La puissance totale transmise du laser 706.5 nm est ainsi distribuée selon ou bien la direction de polarisation horizontale (PD3) du faisceau, ou verticale (à PD4).



(a)



(b)

FIGURE 4.11 – En rouge la propagation du faisceau 706nm

a) Schéma du polarimètre utilisé pour la détection du faisceau sonde : 1) Photodiode de direction verticale PD4 ; 2,3) Cubes séparateurs de polarisation ; 4) Photodiode de direction horizontale PD3 ; 5) Miroir dichroïque MD2 ; 6) lame $\lambda/2$ sur un support rotative ; b) Schéma du polarimètre utilisé.

4.5 Description des bobines du champ magnétique

Suivant la direction du champ magnétique appliqué, nous définissons les transitions optiques de pompe et sonde possibles. Ce champ, selon ces 3 directions B_x , B_y et B_z est créé par des bobines fabriquées au laboratoire et reliées à des alimentations courant (figure 4.1) avec les bobines en blanc pour les directions x et y , les bobines en noir pour la direction z . Pour B_z , le champ est généré par un ensemble de 6 bobines carrées, d'axe horizontal et de longueur moyenne de 40 cm. Leurs positions sont de ± 5.88 cm, ± 19.1 cm, ± 37.8 cm et leurs nombres de tours sont respectivement égaux à 85, 100 et 224. Pour le champ B_x et B_y , nous avons respectivement deux bobines de 40 tours pour chaque champ et de dimensions de 76.5 cm \times 34.5 cm (B_x) et 71.5 cm \times 34.5 cm (B_y).

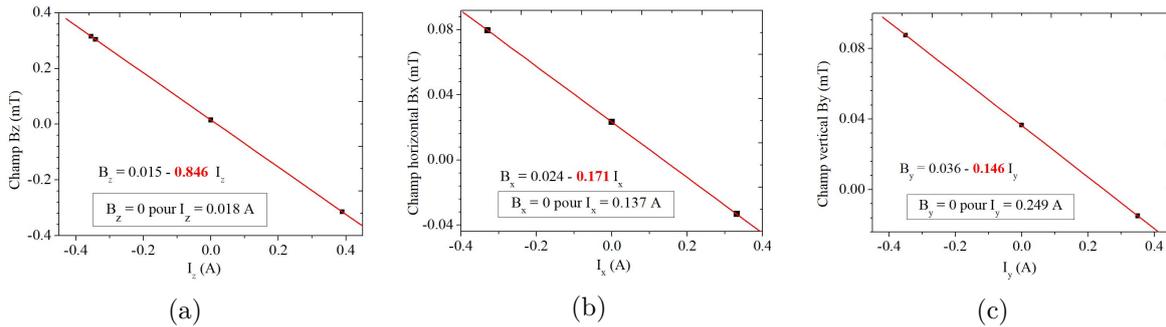


FIGURE 4.12 – Variation du champ magnétique selon ses 3 directions x , y et z en fonction du courant électrique branché dans chaque ensemble de bobines. Le champ terrestre à compenser selon les 3 directions est : champ B_z le long de l'axe optique (figure 4.12a) = 0.015 mT ; champ horizontal B_x (figure 4.12b) = 0.024 mT ; champ vertical B_y (figure 4.12c) = 0.0365 mT. Les valeurs du courant électrique assurant la compensation du champ magnétique sont : I_z (figure 4.12a) = 0.018 A ; I_x (figure 4.12b) = 0.137 A ; I_y (figure 4.12c) = 0.249 A ; En rouge les facteurs de conversion mT / A pour les 3 directions du champ.

Les variations relatives calculées du champ principal B_z suivant la direction z dans plusieurs plans sont affichées sur la figure (4.13). Avec un fil de 0.8 mm de diamètre, la résistance totale est de 27 Ω et des champs jusqu'à 4 mT ($B_z = 0.85$ mT / A) sont obtenus sans refroidissement forcé. D'autre part, les composantes de champ transversal (B_x et B_y) générées par des paires de bobines rectangulaires ont été enroulées sur des chemins de câbles en PVC (20×20 mm²) assemblés à l'aide de cornières d'angle en plastique. Leur largeur extérieure s'adapte juste à l'intérieur des bobines selon la direction z auxquelles elles sont attachées. Leurs longueurs extérieures étaient similaires à la longueur de l'ensemble de bobines B_z . Ainsi les bobines B_x s'insèrent à l'intérieur des bobines B_y (voir figure 4.1). Les cartes de champ calculées sélectionnées sont illustrées aux figures (4.14a) et (4.14b). Donc, pour une polarisation souhaitée, le champ est suivant une direction déterminée et compensé suivant les deux autres. L'uniformité du champ est suffisante sur le volume exploré par le faisceau sonde pour donner un élargissement Zeeman négligeable.

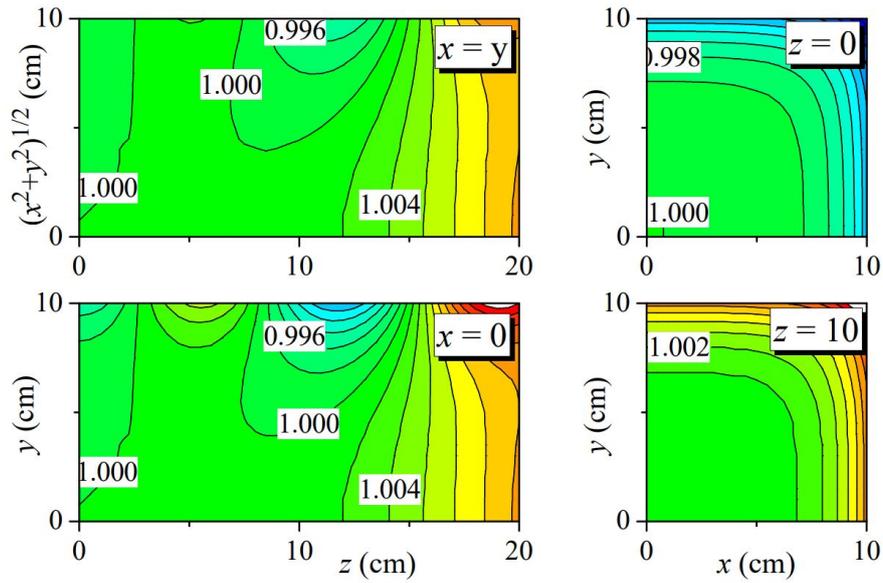


FIGURE 4.13 – Cartes de champ calculées pour l'ensemble des six bobines carrées. Les cartes de $B_z(r) / B_z(0)$ sont affichées dans un quadrant de plans diagonaux et verticaux comprenant l'axe z (avec des contours tous les 0.2%), des plans verticaux au centre de la bobine et à 10 cm (avec des contours tous les 0.1%).

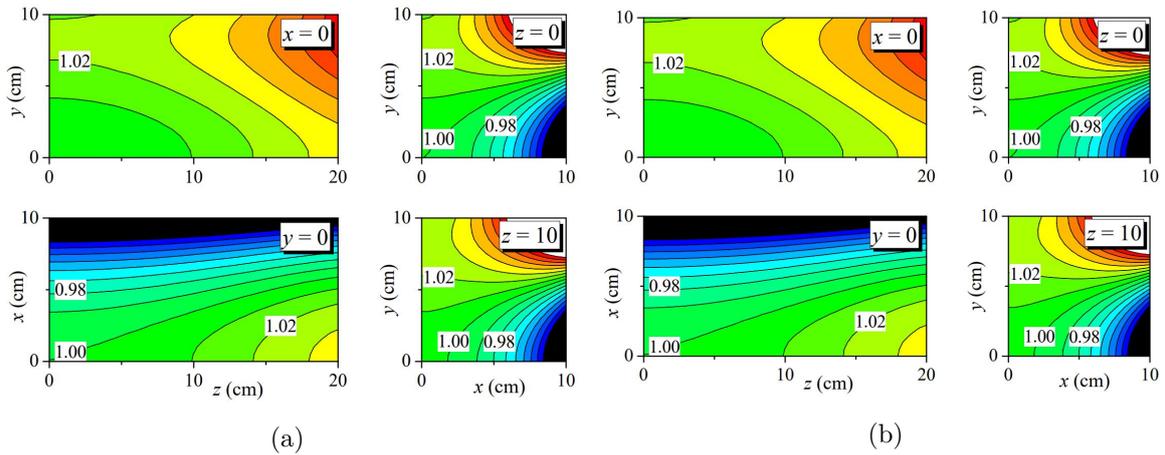


FIGURE 4.14 – Cartes de champ calculées pour la paire de bobines B_x (a) et B_y (b), avec une longueur extérieure de 73.5 cm et une séparation moyenne de 17 cm pour B_x et une longueur extérieure de 78.5 cm et une séparation moyenne de 24 cm pour B_y . Les cartes $B_x(r) / B_x(0)$ (a) et $B_y(r) / B_y(0)$ (b) sont affichées dans un quadrant de plans horizontaux et verticaux comprenant l'axe z , des plans verticaux au centre de la bobine et à 10 cm de distance (contours tous les 1% dans tous les tracés).

4.6 Acquisition des données

Généralement, une photodiode est un type de détecteur de lumière, utilisé pour convertir la puissance transmise en courant. Une résistance est utilisée pour transformer le courant de photodiode en tension, convenablement amplifiée. Cet ensemble de détection (photodiode + résistance) peut être optimisé en ajoutant des filtres optiques, des lentilles intégrées et des amplificateurs opérationnels. Les différentes photodiodes présentes dans notre montage expérimental sont : PD1 pour l'enregistrement du signal de tension de l'absorption saturée de la cellule (b), PD2 pour le signal d'absorption de la pompe de la cellule (a) et PD3,4 pour les signaux d'absorptions de la sonde obtenus en balayant la longueur d'onde du laser 706.5 nm pour un pompage optique fixe. Pour la démodulation, deux amplificateurs à détection synchrone, ayant comme entrée le signal de tension de photodiode (PD3 pour ADS3 et PD4 pour ADS4) et comme référence, la fréquence de modulation d'hacheur sont utilisés. Six signaux analogiques sont enregistrés à l'aide de 2 boîtiers d'acquisition, connectés à l'ordinateur via une interface USB et un programme d'acquisition.

Les signaux de tension sont enregistrés en utilisant une conversion analogique/numérique (A/N), à une fréquence d'échantillonnage de 1 kHz (4.7.2). Les boîtiers d'acquisition de données utilisés sont de type : DT9816 - S pour les 6 entrées (tableau 4.3) avec une résolution de 16 bits et DT9813 pour les 2 sorties (tableau 4.3) avec une résolution de 12 bits.

L'application de mesure et de contrôle utilisée est créée à travers le logiciel Measure Foundry où nous avons pu développer un programme adapté à nos mesures. Comme mentionné dans le paragraphe (4.3), le balayage du laser de sonde est effectué en appliquant deux rampes de tension pour commander le courant du laser et la tension appliquée au piézo. L'acquisition, le balayage et l'enregistrement des paramètres expérimentaux dans un fichier .txt sont faits par ce programme. Il suffit pour une mesure de choisir la fréquence et la durée d'acquisition, puis de choisir les paramètres des deux rampes pour effectuer le balayage. Une fois l'acquisition terminée, le programme génère un fichier .txt contenant les entrées enregistrées choisies. L'intérêt du polarimètre mis en place permet de vérifier si la polarisation du faisceau de sonde est bien réglée en tournant la lame $\lambda/2$ pour un premier enregistrement (pour une position $\lambda/2$ maximisant le signal à travers la PD3) caractérisant la sonde horizontale puis un deuxième signal (polarisation tournée de $\pm 90^\circ$ pour maximiser le signal sur PD4) caractérisant la sonde verticale.

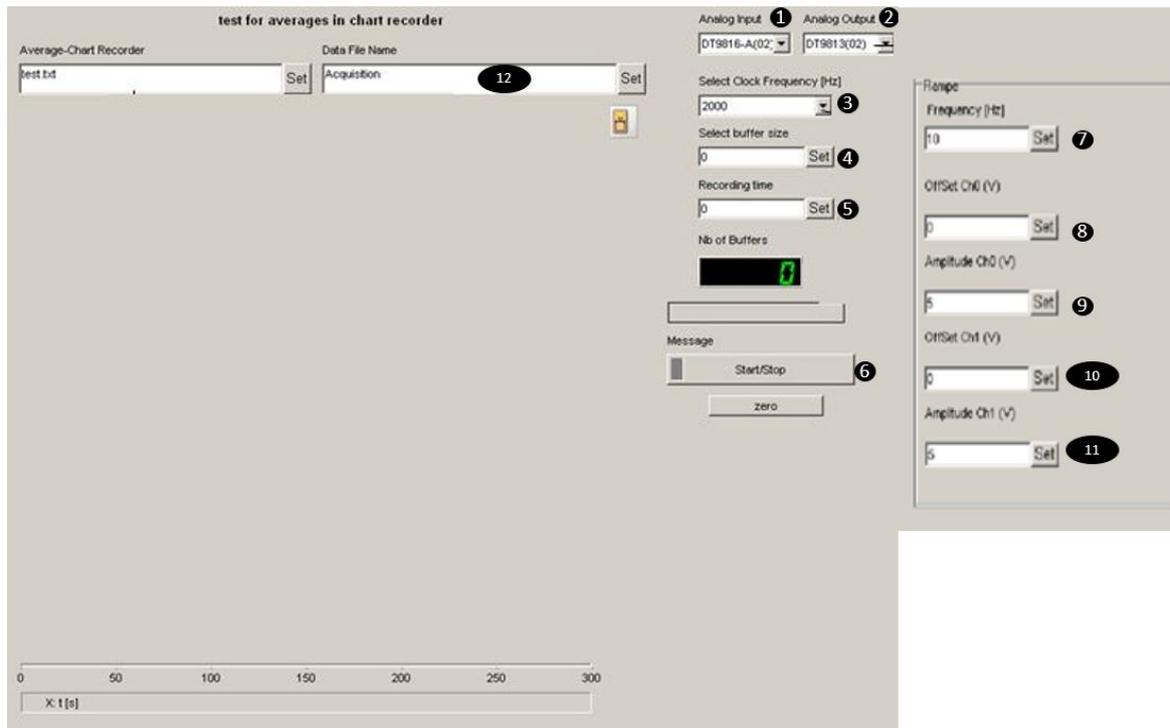


FIGURE 4.15 – Photo de la fenêtre du programme d’acquisition utilisé dans nos mesures : 1) Boîtier d’acquisition de l’entrée ; 2) Boîtier d’acquisition de la sortie ; 3) Fréquence d’acquisition (généralement = 1 kHz) ; 4) Taille d’un buffer ; 5) Durée de l’enregistrement ; 6) Commande Commencer/Arrêter ; 7→11) Paramètres de balayage des deux rampes ; 12) Nom et emplacement du fichier .txt enregistré

Les paramètres enregistrés sont : les deux rampes de tension balayant le courant et la position de la cale piézo du laser sonde (généralement inutilisés dans les analyses), les deux signaux de tension convertis des deux photodiodes de direction horizontale et verticale et les deux signaux démodulés pour chaque polarisation du faisceau de sonde.

Entrée	Boîtier d'acquisition	Paramètre	Enregistrement
1	DT 9816 - S	Rampe 0	Enregistrement de la sortie A
2		Rampe 1	Enregistrement de la sortie B
3		G_4	Signal démodulé par l'ADS4 correspondant à la polarisation verticale du faisceau sonde
4		V_4	Tension transmise collectée par PD4
5		G_3	Signal démodulé par l'ADS3 correspondant à la polarisation horizontale du faisceau sonde
6		V_3	Tension transmise collectée par PD3
Sortie	Boîtier d'acquisition	Paramètre	Enregistrement
A	DT 9813	Rampe 0	Tension responsable du balayage du courant I_{las}
B		Rampe 1	Tension responsable du balayage de la position du piézo

TABLEAU 4.3 – Tableau des paramètres enregistrés dans un fichier .txt à chaque mesure

4.7 Caractérisation et optimisation du rapport signal sur bruit

Dans toute mesure expérimentale, nous distinguons deux sources de bruit : externe au système comme le cas des perturbations électromagnétiques ou interne comme les bruits générés par les composants du montage expérimental. En vue d'une analyse quantitative des données enregistrées, il est indispensable d'optimiser certains paramètres expérimentaux pour obtenir ensuite des résultats dans les meilleures conditions. Le critère analytique utilisé est l'amélioration du rapport signal sur bruit S/B des signaux de tension enregistrés en changeant quelques paramètres expérimentaux. Dans cette partie, nous détaillons Les techniques d'optimisation appliquées, ainsi que le choix des paramètres expérimentaux. Notons que les signaux bruts des photodiodes ont également été intégrés à de simples circuits RC pour supprimer la modulation de tension.

4.7.1 Mesure du bruit à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone

Un amplificateurs à détection synchrone (EGG 7265) est utilisé pour mesurer le bruit électronique et numérique des composants du montage expérimental. Une mesure exacte du bruit se fait en enregistrant une séquence de valeurs de la tension de sortie (photodiode par exemple), en balayant de façon programmée par pas de quelques Hz la fréquence de référence. Le processeur de l'ADS calcule le module de la différence entre chaque valeur de sortie X et la valeur moyenne. La valeur du bruit (en V/\sqrt{Hz}) est ensuite calculée comme l'écart type des valeurs X, divisé par la racine carrée de la largeur de bande du bruit, définie par le réglage de la constante de temps et de la pente du filtre de sortie (dB/oct). Afin de

faciliter les mesures de bruit, l'amplificateur intègre un mode de mesure de bruit, activé par une commande, dans son menu de configuration.

Calcul de l'écart type sous Origin

A fréquence de référence fixe et indépendamment des mesures de bruit à travers l'amplificateur à détection synchrone, l'écart-type "sd" peut aussi être calculé sous Origin sur un même intervalle de chaque enregistrement, avec :

$$sd = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (4.4)$$

où n le nombre de points échantillonnés, x_i la valeur de chaque point enregistré et \bar{x} leur moyenne.

4.7.2 Choix des boîtiers d'acquisition et de la fréquence d'échantillonnage

Afin de choisir l'ensemble des boîtiers d'acquisition le moins bruyant, il est important de comparer les bruits numériques des différents ensembles, sans lasers et en court-circuitant le BNC de la photodiode. D'autre part, pour conserver toutes les informations du signal enregistré, il est nécessaire de choisir une fréquence d'échantillonnage égale à deux fois la fréquence maximale du signal à enregistrer, selon le théorème de Nyquist. De plus, le suréchantillonnage et le moyennage des signaux à une haute fréquence permet d'éviter les bruits à hautes fréquences améliorant le rapport signal/bruit.

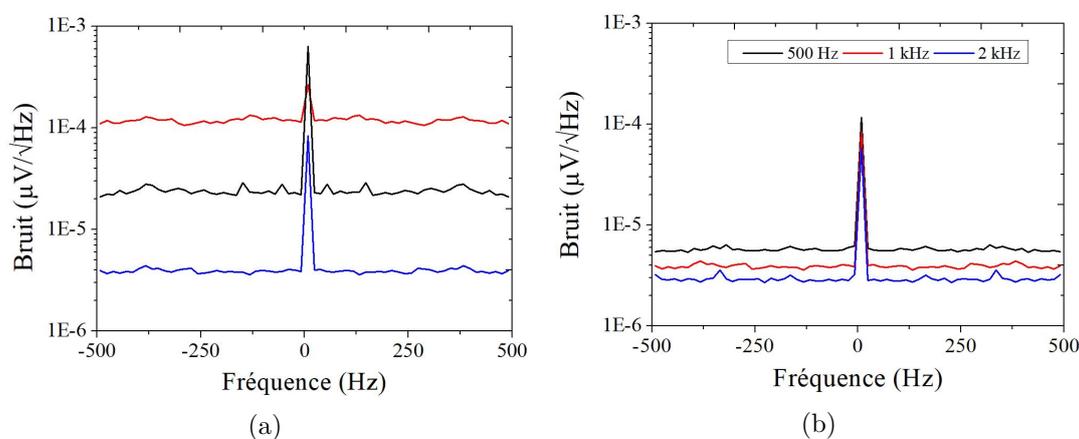


FIGURE 4.16 – a) Comparaison des niveaux de bruit pour 3 ensembles de boîtiers d'acquisition de données (Entrée + Sortie) : DT9816 + DT9812 (rouge), DT9816-S + DT9813 (bleu) ; b) Comparaison des niveaux de bruit pour 3 fréquences d'échantillonnage : 500 Hz (noir), 1 kHz (rouge) et 2 kHz (bleu).

Selon la fig.(4.16a), l'ensemble de boîtiers d'acquisition de données le plus performant choisi est : DT-9816-S en entrée et DT-9813 en sortie. Pour la fréquence d'échantillonnage, nous avons choisi, selon la figure (4.16b), la fréquence 1 kHz, intermédiaire entre les 2 fréquences.

4.7.3 Caractérisation du bruit en présence des lasers de pompe et de sonde

Pour caractériser le bruit induit par les lasers de pompe et de sonde, trois mesures différentes sont réalisées, sur une durée de quelques secondes. La première mesure est pour une pompe et une sonde éteintes, la deuxième est pour une pompe allumée, loin de la résonance avec une sonde éteinte et finalement pour une pompe, loin de la résonance avec une sonde allumée. Selon la figure (4.17a) et en comparant les écart-types de ces trois mesures (4.17b), nous observons que le bruit, en présence du faisceau de sonde, domine et provient probablement des fluctuations de son intensité. Alors que, les bruits générés par le faisceau de pompe ou par la photodiode sont négligeables par rapport au bruit de la sonde.

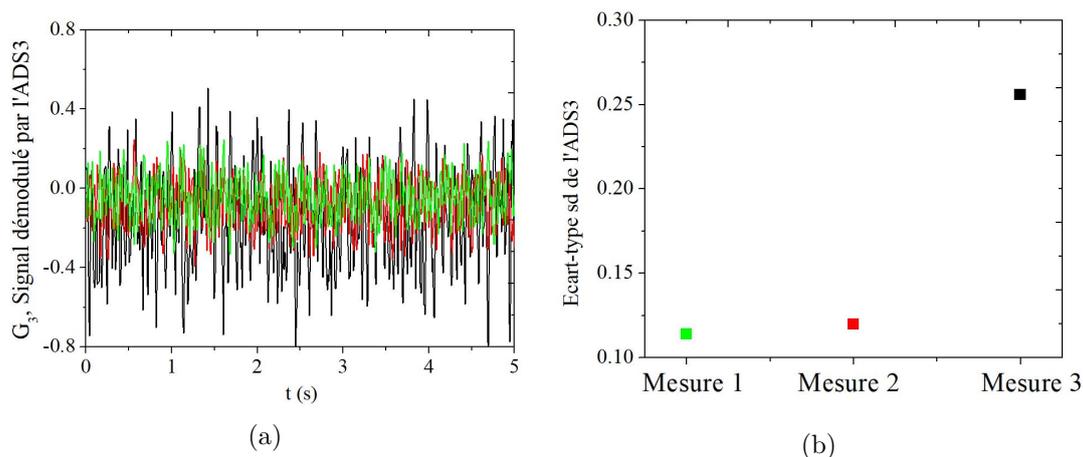


FIGURE 4.17 – a) Comparaison des niveaux de bruit de 3 différentes configurations du laser de pompe et de sonde sur la photodiode horizontale, avec modulation par un hacheur optique à 1 kHz : Mesure 1 (en noir) pour les faisceaux de pompe et de sonde sont allumés. Mesure 2 (en rouge) pour le faisceau de pompe allumé et le faisceau de sonde éteint. Mesure 3 (en vert), pour les 2 faisceaux lasers éteints. b) Comparaison entre les écarts types des 3 mesures en (a) : Le bruit en présence de la sonde domine les autres bruits.

Ainsi, nous présentons dans ce qui suit les ajustements faits sur quelques paramètres pour réduire ce bruit et améliorer notre rapport signal sur bruit (S/B).

4.7.4 Choix des intensités des lasers

Un autre paramètre considéré dans l'optimisation du S/B est le réglage de l'intensité des deux faisceaux laser. Dans cette partie, nous détaillons le choix d'intensités établi.

Laser de pompe

Une série d'enregistrements a été effectuée pour examiner les bruits électroniques en fonction du courant du laser de pompe. Nous remarquons que le bruit induit par le laser diminue en augmentant le courant de la diode de 35 mA à 120 mA. La technique appropriée est donc d'augmenter le courant de la diode laser tout en restant au dessous du courant maximal. Pour diminuer la saturation du faisceau de pompe, son diamètre a été initialement élargi à partir de son collimateur (intensité divisée par 9). Pour l'analyse des effets d'élargissements des spectres ainsi le calcul du décalage isotopique ou de la structure hyperfine etc., nous nous intéressons à minimiser l'effet de la puissance du faisceau de pompe. D'où la nécessité de l'atténuer en gardant un bon rapport signal sur bruit (ajouter un filtre à densité neutre ND0.5 par exemple). Au contraire, pour les mesures de transfert par collision, il est toujours intéressant d'avoir un pompage plus efficace permettant d'avoir les plus fortes populations possibles et pompées. Dans ce cas, le faisceau de pompe est réglé à sa puissance maximale ($P = 1.8 \text{ mW}$), sans atténuation, malgré l'élargissement des raies.

Dans ce qui suit, les exemples de spectres d'absorption donnés correspondent à des mesures de pompage accordé hors résonance sur la raie D_0 de polarisation π et de sonde sur la raie *D_0 de polarisation π dans une cellule de mélange de 0.4 mBar d' ^4He + 0.133 mBar d' ^3He .

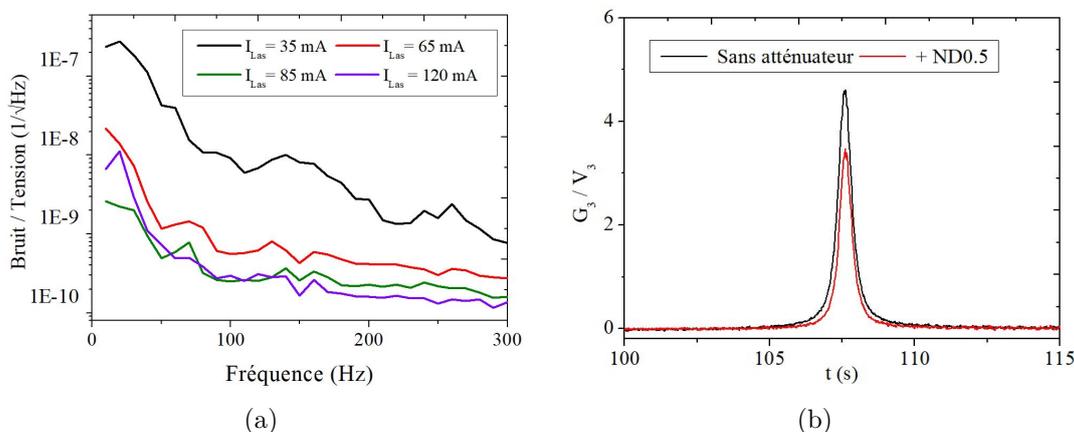


FIGURE 4.18 – a) Comparaison en échelle logarithmique des mesures de bruits électroniques de la pompe en fonction de son courant, allant de 35 mA à 120 mA, à l'aide d'un A.D.S. Le bruit diminue progressivement en augmentant le courant de la diode laser de pompe. b) Comparaison entre deux signaux de sonde avec et sans atténuation du faisceau de la pompe (en rouge et noir). Le pompage est accordé sur la raie D_0 de polarisation π et d'une sonde sur la raie *D_0 de polarisation π dans une cellule de mélange de 0.4 mBar d' ^4He + 0.133 mBar d' ^3He .

Malgré que l'écart-type pour une pompe non atténuée est le double de celui de la pompe atténué par un ND0.5 (0.025 par rapport à 0.013), mais le signal sur bruit des deux enregistrements reste assez honorable.

Laser de sonde

Comme mentionné dans le paragraphe (4.3), le faisceau de sonde est atténué (au moins par un atténuateur ND3.0) pour éviter tout effet de pompage à 706.5 nm. En comparant deux combinaisons d'atténuateurs (ND3.0 ou ND3.0 + ND0.5), nous trouvons que l'écart type entre ces 2 mesures ne varie pas. Le signal sur bruit est alors indépendant de l'atténuation de la sonde.

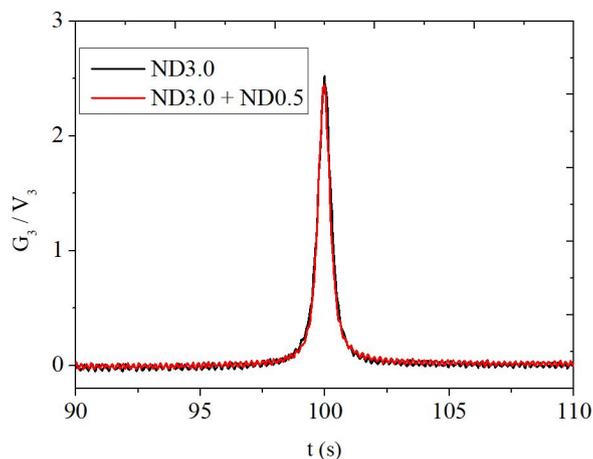


FIGURE 4.19 – Comparaison entre deux signaux de sonde atténués : En noir, la sonde est atténuée par un ND3.0. En rouge la sonde est atténuée par un ND3.0 + ND0.5. Les deux mesures correspondent à un pompage accordé sur la raie D_0 de polarisation π et d'une sonde sur la raie *D_0 de polarisation π dans une cellule de mélange de 0.4 mBar d' ^4He + 0.133 mBar d' ^3He .

D'où le choix est d'atténuer le faisceau de sonde par un ND3.0 + ND0.5.

4.7.5 Choix de la fréquence de modulation

Puisqu'un hacheur optique est utilisé pour moduler l'intensité du faisceau de pompe, le choix de la vitesse de rotation de la roue joue un rôle dans l'amélioration du signal/bruit. L'augmentation de la fréquence de modulation, comme la montre la figure (4.20), induit une réduction de bruits à basses fréquences ainsi une diminution de l'écart-type. Ce qui indique l'amélioration du signal/bruit.

La fréquence de modulation du faisceau de pompe choisi dans nos mesures est de l'ordre de 2 kHz.

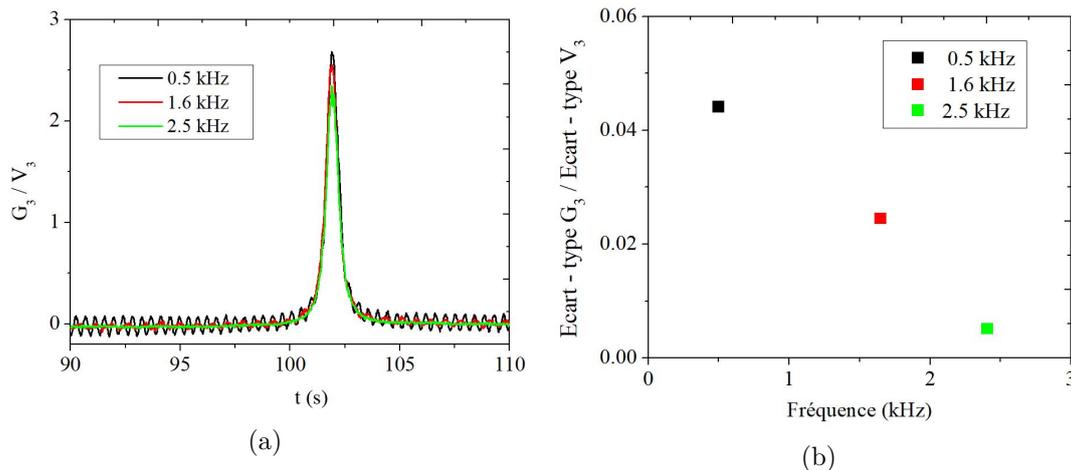


FIGURE 4.20 – a) Comparaison du rapport du signal démodulé G_3 par l’ADS sur la tension \bar{V}_3 de la photodiode en fonction du temps de balayage pour différents fréquences de balayage : 0.5 kHz (noir), 1.6 kHz (rouge) et 2.5 kHz (vert). Les mesures correspondent à un pompage accordé sur la raie D_0 de polarisation π et d’une sonde sur la raie *D_0 de polarisation π dans une cellule de mélange de 0.4 mBar d’ ^4He + 0.133 mBar d’ ^3He . b) Comparaison de l’écart type calculé (loin de résonance) des données en (a) pour les différentes fréquences de modulation.

4.8 Caractérisation des mesures de longueur d’onde affichées par le lambdamètre

Comme mentionné dans le parag.(4.3), la longueur d’onde de la sonde a été systématiquement surveillée et enregistrée pendant les balayages en utilisant un lambdamètre High Finesse WS6-600. Il est ainsi important de caractériser sa précision et sa résolution. Selon sa documentation, la précision de ce lambdamètre utilisé est de 600 MHz. Cette mesure de longueur d’onde, basée sur les interféromètres de Fizeau, lui permet d’être utilisé pour verrouiller des lasers à des fréquences fixes, en utilisant des dispositifs de haute précision [65],[66]. Nous avons évalué ci-dessous la stabilité temporelle des erreurs de mesure en surveillant les longueurs d’onde lues à travers le lambdamètre pour : des fréquences fixes du laser de pompe verrouillé, ou pour un laser de sonde, non balayé, se trouvant sur une raie de résonance optique étroite. Lorsque la fréquence du laser est balayée, un écart systématique est observé entre la longueur d’onde réelle et celle lue à travers le lambdamètre selon [67], [68].

4.8.1 Par le laser de pompe

Fréquence fixe en verrouillant la diode laser

La stabilité de lecture de la longueur d’onde a été initialement testée pour une fréquence de pompe fixe en verrouillant par absorption saturée sur les raies D_1 ou D_2 . Sur la fig.(4.21), nous observons deux exemples de longueurs d’onde affichées par le lambdamètre, dans une plage correspondant à 380 MHz (en pleine échelle), toujours inférieure à sa précision spécifiée par 600 MHz. De plus, des changements rapides de longueurs d’onde sont observés lorsque la fibre d’entrée du lambdamètre est courbée ou déplacée ou que l’injection de lumière dans la fibre est modifiée. Par exemple, les bruits et le saut important à la fin de l’enregistrement de la figure (4.21b) correspondent à ce phénomène.

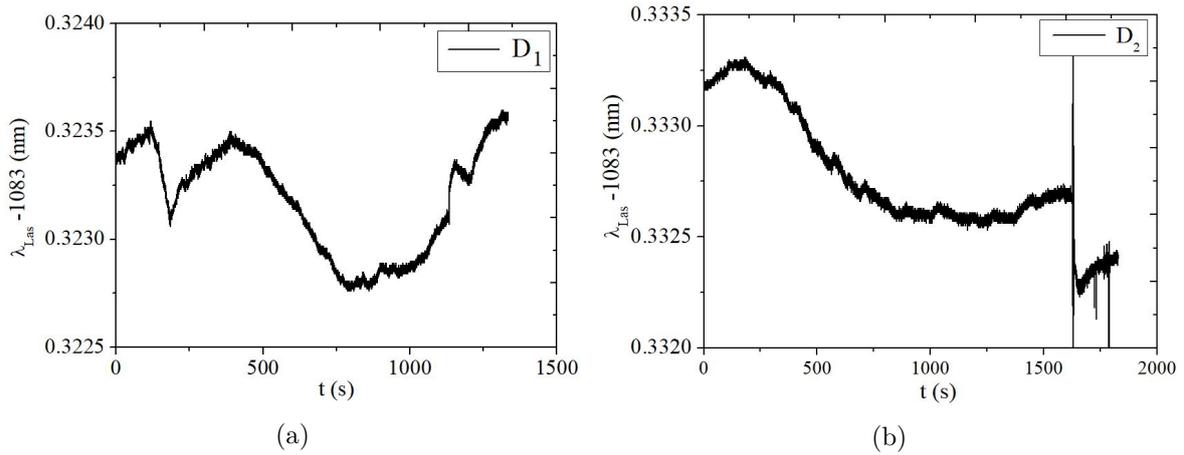


FIGURE 4.21 – Enregistrements de la différence entre les longueurs d’onde affichées par le lambda-mètre de la diode laser de pompe verrouillée sur la raie D₁ (4.21a) ou D₂ (4.21b) et la longueur d’onde 1083 nm. Les graphes sont tracés avec une pleine échelle de 1.5 pm \simeq 382 MHz. Les bruits et le saut important à la fin de l’enregistrement (b) correspond au phénomène de déplacement ou modification de la fibre d’entrée du lambda-mètre.

Finalement, les fréquences sont restées dans la plage de précision du lambda-mètre utilisé. Dans des conditions de mesure stables, les erreurs de fréquence n’ont pas dépassé 10 MHz pendant le temps nécessaire de balayage de fréquence sur une largeur du spectre (\sim 1 s) ou sur un intervalle complet de balayage autour d’une raie (10 à 30 s). Malgré cette stabilité temporelle raisonnable sur l’erreur de la fréquence du lambda-mètre affichée, les enregistrements des fréquences pour les lasers balayés (à la fois la pompe et la sonde) ont indiqué la dépendance de l’erreur instrumentale à la fréquence mesurée.

Fréquence de la pompe balayée

La température de la diode laser de pompe a été balayée pour couvrir tous les spectres de transitions allant de C₈ à D₁. Les mesures ont été répétées sur plusieurs jours, dans des cellules de mélanges isotopiques de 1.066 mBar d’³He + 0.533 mBar d’⁴He et dans une cellule de 0.27 mbar d’³He + 0.27 mBar d’⁴He. Des longues périodes de balayage, entre 200 et 400 s, sont choisies afin d’avoir plusieurs balayages répétés dans les deux sens (fig. 4.22), ainsi plus de points à exploiter.

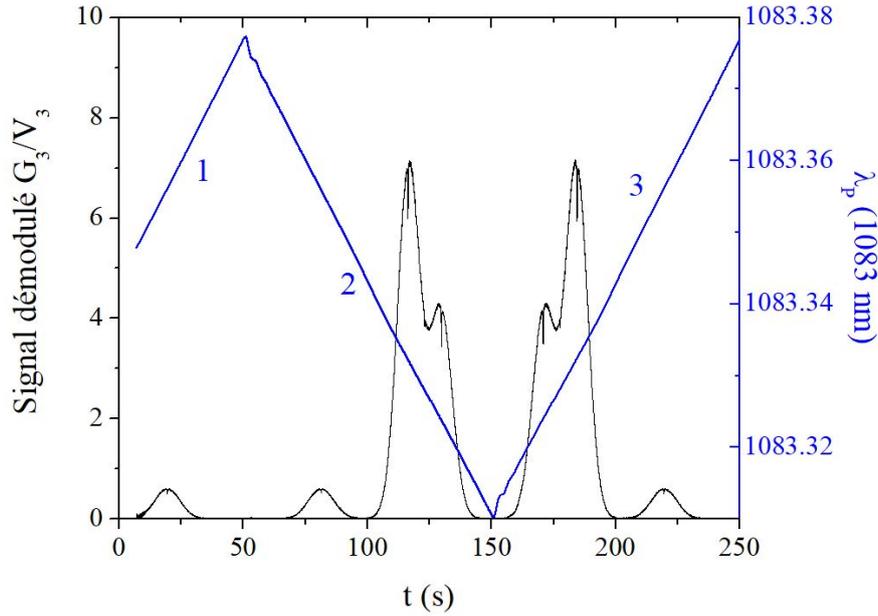


FIGURE 4.22 – Exemple d’un enregistrement des spectres de transitions C_8 à D_1 lors d’un balayage de température de la diode laser sur une cellule de 0.27 mBar d ^3He + 0.27 mBar d ^4He . En noir le signal correspondant au rapport entre le signal de tension de l’ADS démodulé et le signal de la photodiode après moyennage (parag.5.1.3). En bleu, la longueur d’onde à 1083 nm balayée avec chaque période de balayage numéroté. Chaque période de balayage de la longueur d’onde est numérotée et servira comme référence (abscisse) aux résultats qui suivent dans cette partie (Balayage (en λ_P)).

Le signal de la photodiode PD1 et la sortie de tension de l’ADS démodulée correspondant (avec sa référence, le signal TTL de modulation de décharge) ont été enregistrés, ainsi que la rampe de tension appliquée au contrôle de température de la diode laser. D’autre part, la longueur d’onde du laser à 1083 nm a été aussi enregistrée à travers le même lambdamètre qui est normalement utilisé pour la sonde à 706.5 nm. Des techniques de réduction de données standard (détaillés dans le chapitre 5) ont été utilisées pour déduire les longueurs d’onde associées aux trous d’absorption saturés (fig. 4.23).

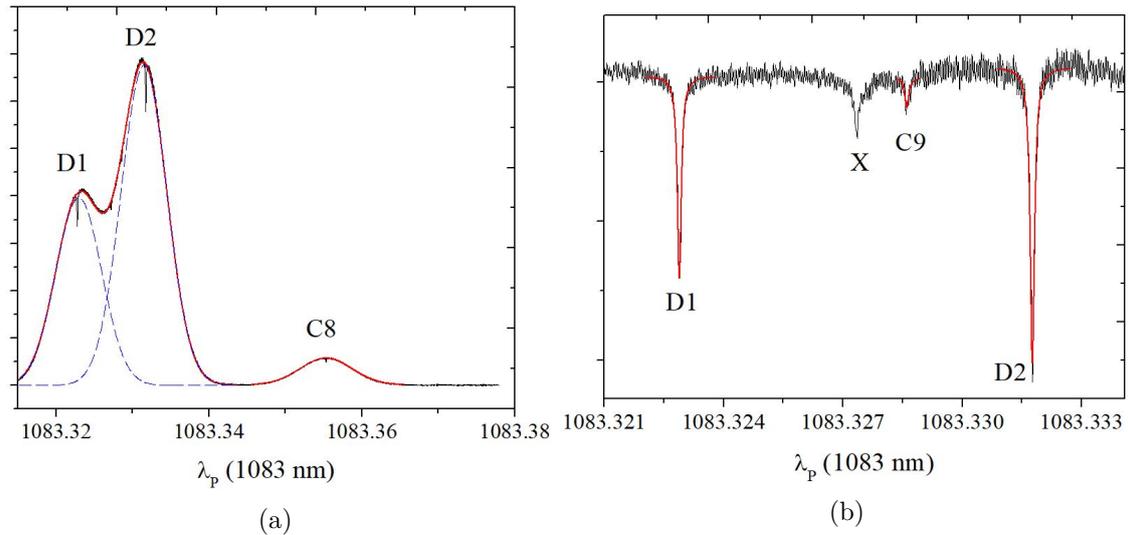


FIGURE 4.23 – a) Signal d’absorption saturé, démodulé avec une amplitude de décharge modulée dans une cellule de mélange isotopique (0.27 mBar d’ ^3He + 0.27 mBar d’ ^4He). Des sommes de profils gaussiens (lignes pointillées bleues et rouges) ont été utilisées pour modéliser les distributions de vitesse thermique. b) : Différence entre les signaux atomiques et les ajustements gaussiens (en a, partie D₁ et D₂ du spectre). Trois profils lorentziens ont été utilisés pour ajuster les trous d’absorption saturés de D₁, D₂ et C₉. Les raies atomiques correspondants sont étiquetées, avec X est la résonance croisée entre D₁ et D₂.

Les longueurs d’onde absolues des transitions D₁ et D₂ ont été compilées et comparées aux attentes selon [58] (avec $\lambda_{\text{vac}} [\text{nm}] = 10^7 / \sigma [\text{cm}^{-1}]$). Selon les figures (4.24a) et (4.24b), pour une série de balayages, les dérives de fréquence sont généralement faibles, de l’ordre de 0.1 à 0.2 pm (soit 25 à 50 MHz), mais la dispersion de la longueur d’onde entre les différentes expériences peut atteindre 2 pm (500 MHz). En moyenne, les valeurs mesurées sont plus grandes que les valeurs attendues (les lignes noires pleines).

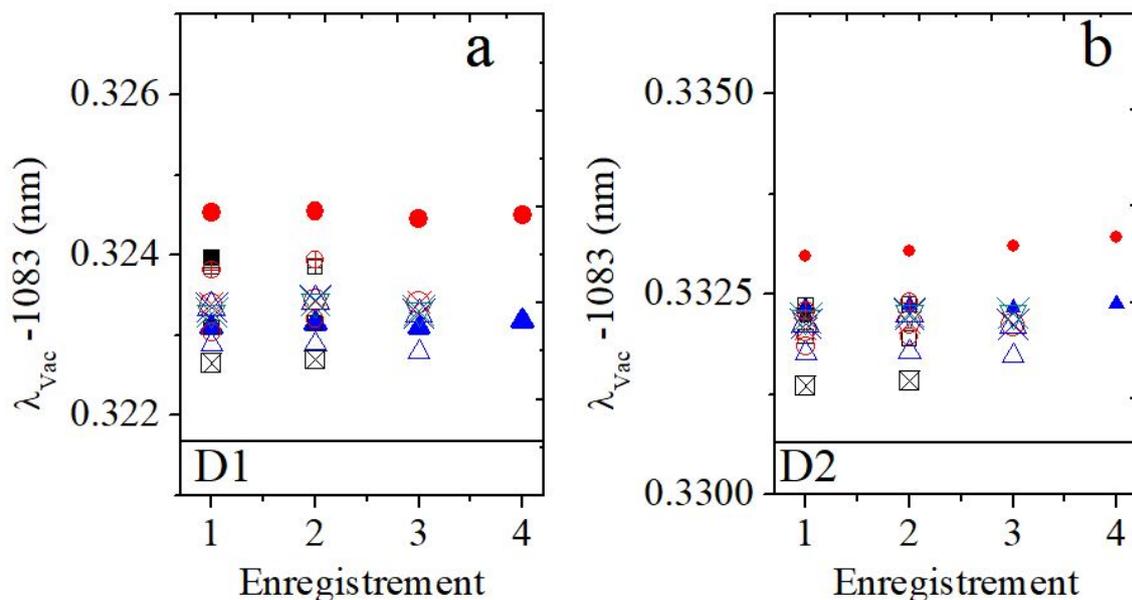


FIGURE 4.24 – Comparaisons des différentes mesures de longueur d’onde, pour différents jours, aux valeurs attendues [58] pour les transitions D₁ (a) et D₂ (b) : plusieurs enregistrements, avec une période suffisante pour avoir plusieurs balayages répétés dans les deux sens (Balayage de rampe 1 à 4 fig.4.23b). Les lignes en noir correspondent aux valeurs des longueurs d’onde absolues des transitions D₁ et D₂ attendues d’après [58], $\lambda_{D1} = 1083.32167$ nm et $\lambda_{D2} = 1083.33065$ nm.

Les écarts entre les raies ont également été calculés à partir des positions des trous expérimentaux. Ils ont été comparés aux attentes (fig.4.25), résultant de la structure fine du niveau 2^3P dans 1^4He (fig.4.25a), de la structure hyperfine du niveau 3^3S dans 1^3He (fig.4.25b) et du décalage isotopique (fig.4.25c) . En moyenne, les valeurs des écarts sont en accord avec les attentes, mais une dispersion significative subsiste entre les enregistrements de différents jours.

D’autre part, lorsque les données des écarts isotopiques de la fig.(4.25) sont tracées en fonction de la tension de contrôle de température de la diode laser, au lieu des valeurs de lambdamètre enregistrées, la dispersion de valeurs est beaucoup moins observée (fig.4.26).

Ceci indique que les erreurs sur les mesures de longueur d’onde par le lambdamètre dérivent, non seulement avec le temps entre les expériences, mais peuvent également varier avec la fréquence du laser dans chaque balayage de fréquence.

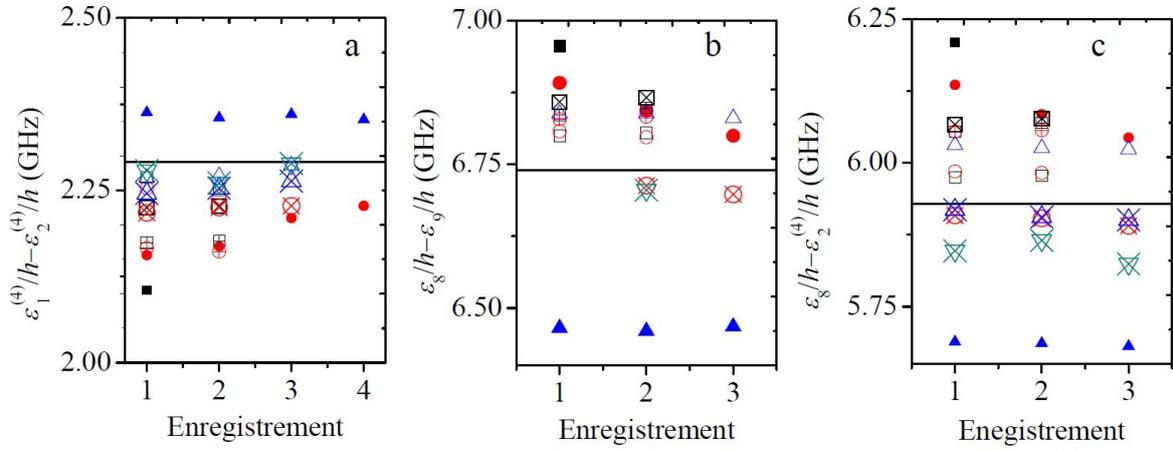


FIGURE 4.25 – Les écarts de raie déterminés à partir des positions des 4 trous d'absorption saturée mesurée (C_8 , C_9 pour 1^3He et D_1 , D_2 pour 1^4He). Les symboles utilisés sont les mêmes que ceux sur la figure (4.24). La pleine échelle verticale couvre le même intervalle de 500 MHz dans chaque graphique. Les lignes en noir correspondant aux valeurs des écarts attendus d'après [58]. Les légendes sont les mêmes que celle de la figure (4.24)

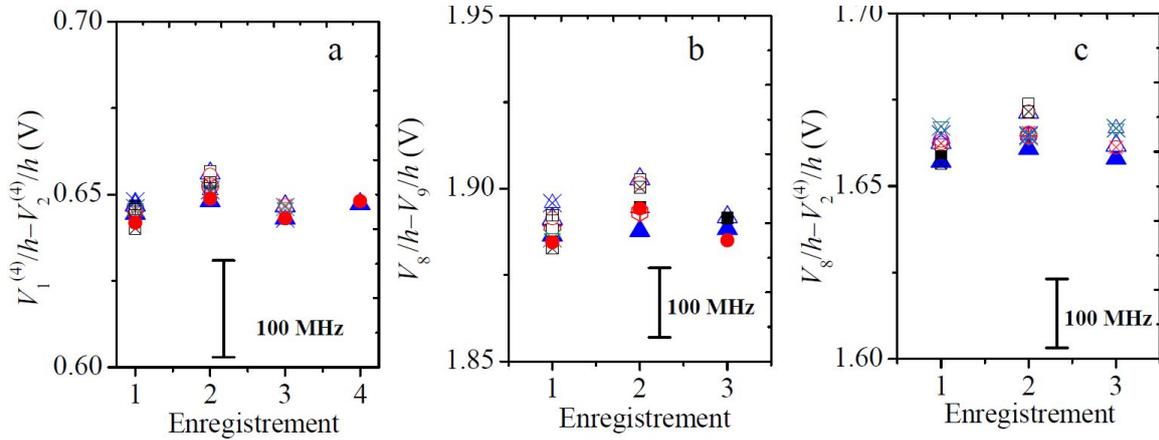


FIGURE 4.26 – Comparaison de trois ensembles de données enregistrées, tirées de la fig.4.25, mais traitées en fonction de la tension de contrôle de température de la diode laser au lieu des valeurs du lambda enregistré. L'échelle verticale égale à 0.14 V correspond à 500 MHz avec un facteur de conversion de 3.56 GHz/V. La dispersion des données est beaucoup plus petite que les données tracées en fonction de la longueur d'onde enregistré.

Ajustement linéaire des enregistrements de longueur d'onde

Une méthode de compilation des longueurs d'ondes enregistrées repose sur un ajustement linéaire de ces données, sur un intervalle d'une période de balayage. Les figures (4.27a) et (4.27b) montrent des exemples d'écart de variations entre les valeurs de longueur d'onde affichées par le lambdamètre et les variations linéaires attendues. Elles sont tracées en fonction du paramètre de contrôle de température, changeant la fréquence du laser de pompe. La plupart des enregistrements présentent des variations régulières (Fig.4.27a), mais des sauts apparents ont parfois été observés (Fig.4.27b). Les oscillations amorties après chaque point de demi-tour des balayages triangulaires sont des oscillations de température réelle (donc de longueur d'onde). Mais les autres caractéristiques sont des variations de l'erreur de longueur d'ondes similaires à celles, récemment publiées, pour un appareil de haute précision [68]. L'utilisation des données de longueur d'ondes affichées par le lambdamètre au lieu des vraies longueurs d'onde pour le traitement des données d'absorption de sonde induit donc une erreur d'échelle locale impactant par exemple les largeurs ou les aires sous les spectres obtenues. Cette erreur d'échelle est donnée par les dérivées mises à l'échelle des écarts, qui sont tracées comme les traces supérieures dans chaque graphique et ne dépassent généralement pas $\pm 5\%$.

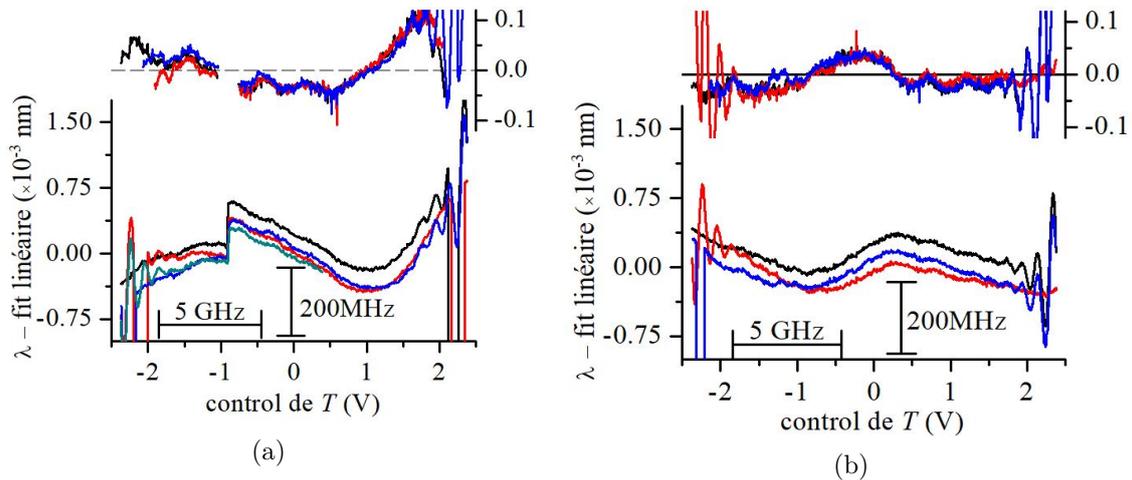


FIGURE 4.27 – Graphique représentant les valeurs de longueur d'onde λ affichées par le lambdamètre en fonction du paramètre de contrôle de température T de la fréquence du laser de pompe. Des balayages sont répétés dans les deux sens (différentes couleurs dans la figure). Pour les figures (4.27a) et (4.27b), les traces inférieures sont des exemples d'écart de longueur d'onde λ par rapport aux ajustements linéaires (pentes s_λ) pour le laser pompe. Les traces supérieures sont les dérivées de ces écarts échelonnées à s_λ . La conversion des échelles en unités de fréquence est affichée en a et b.

4.8.2 Par le laser de sonde

La principale différence observée sur l'enregistrement de la longueur d'onde du laser de la sonde pendant les balayages est une réponse hystérétique claire (fig. 4.28a). La différence entre les longueurs d'onde affichées et leur ajustement par une fonction linéaire (fig. 4.28b) n'a pas suggéré un paramétrage fiable pour ce comportement, attribué à la réponse mécanique de la cale piézo électrique de la cavité. Nous n'avons donc pas pu éviter les erreurs d'échelle locales résultant de l'utilisation des données de longueurs d'ondes. Nous avons simplement supposé qu'elles avaient des amplitudes similaires aux longueurs d'onde de la pompe et de la

sonde. Ces erreurs, dépendant de la fréquence du laser, étaient généralement stables pour les enregistrements successifs, mais perdaient leur corrélation pour les enregistrements effectués à des heures ou des jours d'intervalle (comme sur les figures 4.27a et 4.27b).

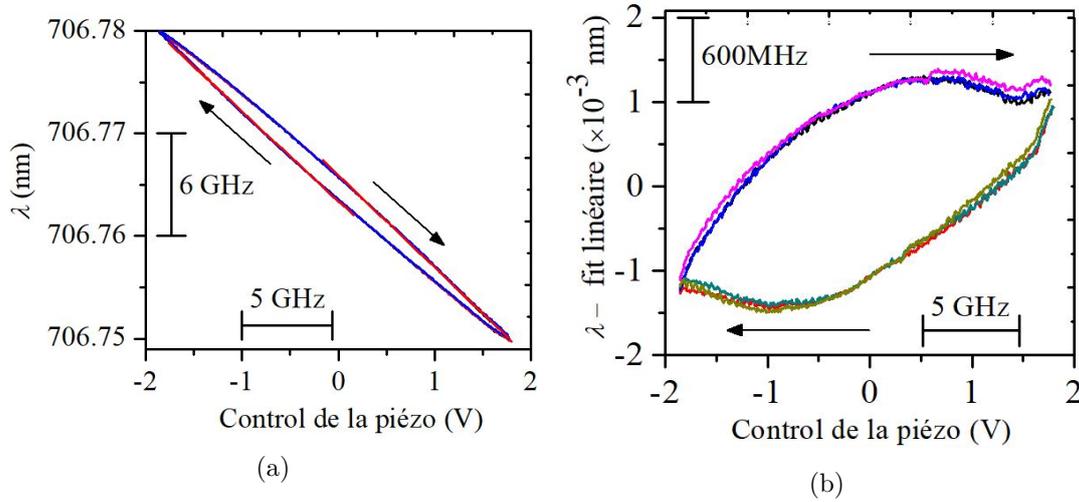


FIGURE 4.28 – a) Exemple de variation de la longueur d’onde du laser sonde en fonction du contrôle de la commande de la cale piézo pour le laser sonde. b) Différences entre les longueurs d’onde affichées par le lambdamètre et l’ajustement de ces données par un fit linéaire. Les flèches indiquent les temps de balayage croissants. La conversion des échelles en unités de fréquence est affichée en a et b.

Finalement, nous avons conclu que ce lambdamètre ne convient pas pour effectuer des mesures fiables et précises des écarts entre les raies ou autres mesures spectroscopiques de l’ordre de quelques MHz. Il sera plus commode prochainement d’utiliser un interféromètre de Fabry-Pérot comme outil de mesure de la longueur d’onde.

4.9 Protocole expérimental des mesures d’absorption à 706.5 nm

Pour les mesures d’absorption à 706.5 nm, la première étape du protocole expérimental est de régler la pompe sur la raie souhaitée. Deux méthodes ont été définies pour ce réglage (paragraphe 4.2.3). Nous mesurons l’absorption de la pompe à 1083 nm (paragraphe 4.2.2), puis l’absorption pour une pompe suffisamment atténuée pour ensuite déduire la densité d’atomes métastables (paragraphe 5.3.1). Afin de choisir la polarisation des faisceaux de pompe et de sonde, une direction du champ magnétique est choisie (paragraphe 4.5) telle que :

- Pour un pompage de polarisation linéaire π ou σ , le champ magnétique B est respectivement suivant la direction de propagation perpendiculaire x ou y du laser. Pour un pompage π , la polarisation de la sonde horizontale est π et σ ($(\sigma^+ + \sigma^-) / 2$) pour la verticale. Pour une pompe σ , les polarisations des sondes sont σ pour la sonde de direction horizontale et π pour la sonde de direction verticale.
- Pour un pompage de polarisation circulaire σ^+ ou σ^- et en ajoutant une lame $\lambda/4$ à la sortie du faisceau de pompe, le champ magnétique B est suivant la direction de propagation z du laser. Par contre cette polarisation n’a pas été utilisée à cause des modifications de polarisation causées par les miroirs dichroïques (paragraphe 4.9.1) [69].

4.9.1 Caractérisation de la polarisation des faisceaux pompe et sonde au niveau de la cellule

Suite à l'observation de signaux d'absorption anormaux, en particulier en polarisation circulaire et linéaire en biais, une série de vérifications et mesures optiques a été réalisée pour caractériser les polarisations des faisceaux de pompe et sonde. Pour le faisceau de pompe à 1083 nm, un système formé d'un polariseur-analyseur linéaire est mis en place pour quantifier les modifications de polarisation (fig.4.29). Ces analyses s'appuient sur la mesure de la puissance totale transmise à la photodiode PD2, convertie en tension.

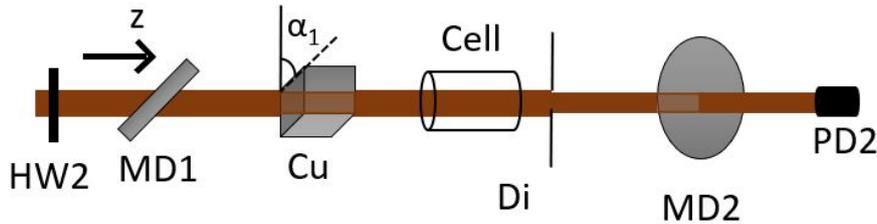


FIGURE 4.29 – Les abréviations sont les mêmes que celles utilisées dans la figure 4.2 ; Montage vu du côté de la caractérisation de la polarisation du faisceau de pompe : une lame $\lambda/2$ est placée sur un support rotatif afin de choisir l'orientation de la polarisation du faisceau (linéaire verticale, horizontale ou en biais) avant le premier miroir dichroïque MD1 placée à un angle de 45° . Le faisceau ainsi transmis traverse un analyseur (cube polariseur Cu) puis MD2 pour arriver à la photodiode PD2 ;

Pour une polarisation linéaire verticale et selon l'angle α_1 de l'analyseur (par rapport à la verticale), l'intensité lumineuse totale est ou bien transmise à la photodiode PD2 (à 0°), lorsque la polarisation du faisceau et l'axe du polariseur ont la même direction, ou bien bloquée lorsque ces deux directions sont orthogonales (ronds rouges dans fig.4.30). Cela indique la conservation de la polarisation incidente linéaire d'orientation verticale, traversant MD1. Pour une polarisation linéaire placée à 22.5° de l'axe propre de la lame $\lambda/2$ (polarisation linéaire tournée de 45°), une variation sinusoïdale quasi-constante de la tension transmise apparaît, indiquant l'énorme changement de la polarisation du faisceau de pompe de linéaire en quasi-circulaire (carrés noirs dans fig.4.30). Pour un pompage circulaire, en remplaçant la lame $\lambda/2$ par une lame $\lambda/4$ (en mettant ses axes à 45°), nous remarquons une variation (non tracée) de la puissance totale transmise alors qu'un comportement constant est attendu pour une polarisation de faisceau circulaire.

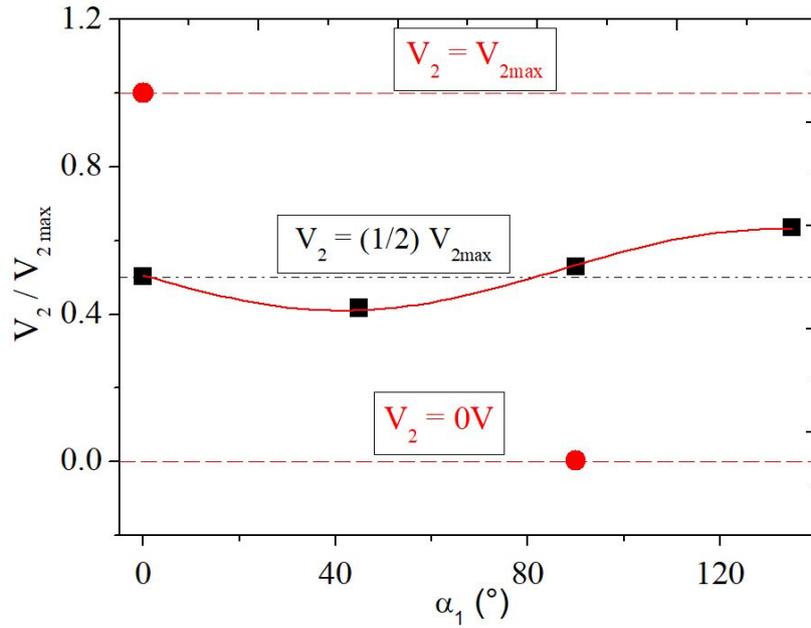


FIGURE 4.30 – Variation du rapport V_2/V_{2max} en fonction de l'angle α_1 de l'analyseur avec V_2 la tension transmise et V_{2max} la tension max transmise à PD2.

Variation du rapport V_2/V_{2max} en fonction de l'angle α_1 de l'analyseur avec V_2 la tension transmise et V_{2max} la tension max transmise à PD2. Les ronds rouges sont pour une polarisation linéaire verticale, carrés noirs pour une polarisation linéaire en biais à 22.5° . La fonction en rouge ajustée sur les carrés noirs est de la forme de $\sin(y) = A + \sin(\alpha_1)^2$.

Pour le faisceau de sonde à 706.5 nm, un système de polariseur-analyseur est aussi utilisé. Une lame $\lambda/2$ est placée sur un support rotatif afin de choisir l'orientation de la polarisation du faisceau. Ce faisceau est réfléchi à travers un miroir métallique, puis par le premier miroir dichroïque MD1 pour traverser l'analyseur de polarisation. Ce faisceau est ensuite réfléchi par un deuxième miroir dichroïque au système de polarimétrie.

Pour une polarisation linéaire horizontale, nous nous servons de la mesure de tension transmise sur chaque photodiode. Selon l'angle α_1 de l'analyseur (dont l'axe est vertical), l'intensité lumineuse totale est complètement transmise à la photodiode PD3 alors que PD4 reste éteinte et inversement pour une polarisation linéaire verticale du faisceau.

Pour une polarisation linéaire placée à 22.5° de l'axe propre de la lame $\lambda/2$, la somme de tensions $V_3/V_{3max} + V_4/V_{4max}$ (avec V_{3max} et V_{4max} respectivement les tensions maximales pour une polarisation horizontale et verticale) est plus pertinente pour caractériser la polarisation du faisceau de sonde suite à la réflexion au premier miroir MD1. Nous n'arrivons pas à éteindre complètement les deux photodiodes en même temps, ce qui indique que la polarisation n'est plus linéaire et a été modifiée (fig.4.31b).

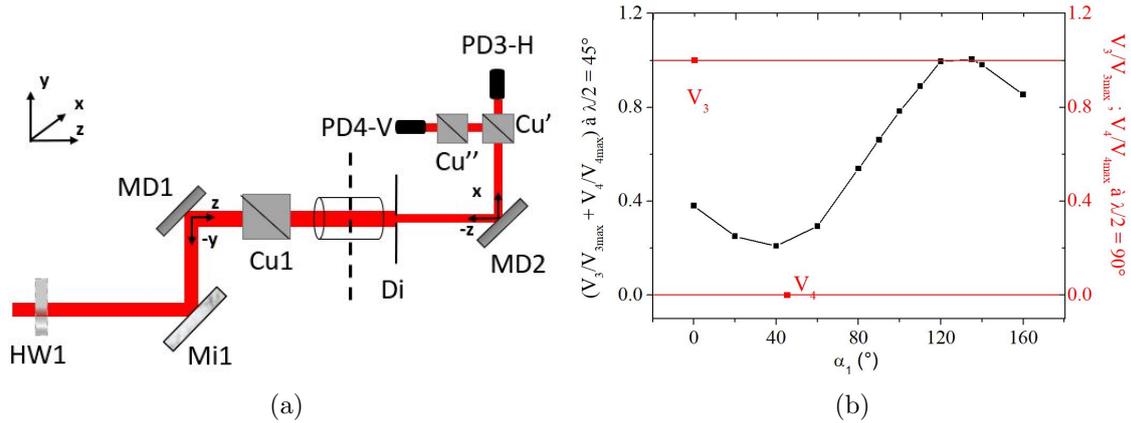


FIGURE 4.31 – a) Montage symbolique de la caractérisation de la polarisation du faisceau de sonde. La partie gauche des pointillés sur la cellule décrit la partie du faisceau se propageant dans le plan (z, y) alors que la partie droite représente la partie se propageant dans le plan $(-z, -x)$; b) Variation de V_3/V_{3max} et V_4/V_{4max} pour une polarisation linéaire horizontale (carrés rouges) et d'autre part la somme de tension $V_3/V_{3max} + V_4/V_{4max}$ pour une polarisation en biais (carrés noirs) en fonction de l'angle du cube polariseur

Finalement, nous avons conclu que seule la polarisation linéaire des faisceaux laser, d'orientation purement horizontale ou verticale au plan de propagation z , conserve son orientation. Par contre, un faisceau de polarisation circulaire, ou en biais subit une modification de sa polarisation après son passage par un miroir dichroïque. Ces mesures confirment que dans notre cas l'effet connu en réflexion [69] est observé en réflexion et en transmission, et dans les deux cas modifie fortement la polarisation.

4.9.2 Séquence de mesure

La séquence de temps d'acquisition de données comprend généralement, sur un premier ordinateur, un cycle d'enregistrements des six signaux dans le tableau (4.3) pour des balayages de sonde effectués respectivement sur les deux photodiodes PD3 et PD4 de direction horizontale et verticale. Un pompage de polarisation linéaire σ et π est respectivement effectué pour les 3 raies D_0 , D_1 et D_2 de ^4He ou généralement les raies $C_{1,7}$, C_8 et C_9 de ^3He et une sonde est balayée sur toutes les spectres atomiques (paragraphe 4.3). En même temps, la longueur d'onde balayée à 706.5 nm est simultanément enregistrée sur un deuxième ordinateur. Au début de chaque acquisition, le faisceau de sonde est bloqué pour quelques secondes, puis relâché pour pouvoir synchroniser, au même temps t_0 , l'enregistrement de la longueur d'onde λ et l'enregistrement des six signaux dans la partie post-traitement. Ainsi, nous pourrions aligner avec précision les données optiques et l'enregistrement de la longueur d'onde et éliminer le temps.

4.10 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons cité tous les composants du montage expérimental en place. Dans une première partie, nous avons présenté les caractéristiques de notre laser de pompe à 1083 nm et notre laser de sonde à 706.5 nm, les cellules scellées d'hélium pur et des mélanges isotopiques et le système de polarimétrie pour la détection du signal de tension de la sonde. La polarisation des deux faisceaux laser est contrôlée par des bobines impliquant un champ magnétique selon une des trois directions du champ terrestre. La deuxième partie du chapitre a focalisée sur l'acquisition et l'enregistrement des données et l'optimisation du signal / bruit par des tests expérimentaux effectués afin d'obtenir le signal d'absorption dans les meilleures conditions.

Une fois tous les composants du montage expérimental sont détaillés et les données sont bien enregistrées, nous passons à la partie de réduction et de traitement de données afin de tracer les spectres d'absorption à 706.5 nm. Ces spectres seront ensuite analysés pour nous servir à déterminer les densités d'atomes dans les sous-niveaux de l'état 2^3P .

Chapitre 5

Traitement et analyse des données expérimentales

Dans ce chapitre, nous présentons les méthodes de réduction et de traitement de données expérimentales permettant de déterminer, à partir des spectres d'absorption, les densités d'atomes dans les sous-niveaux de l'état 2^3P . Il est important de bien distinguer entre le protocole expérimental lié à la méthode utilisée pour obtenir les données de l'absorbance et l'analyse de ces données traitées pour aboutir à des conclusions sur les densités d'atomes, les taux de collision, etc. Les caractéristiques du faisceau de sonde qui sont nécessaires pour l'extraction des résultats sont présentées dans l'annexe C de [59]. L'utilisation d'un faisceau de sonde intense ou à large bande, avec une forte absorption intégrée le long du chemin dans la cellule conduit à un traitement difficile ou impossible des données. Inversement, l'utilisation d'un faisceau sonde (dans notre cas, à 706.5 nm) de faible intensité est généralement suffisante pour aboutir directement aux spectres d'absorption. Pour chaque cellule, un cycle d'enregistrements est effectué en fixant la longueur d'onde de la pompe sur une transition choisie et en balayant la longueur d'onde du faisceau de sonde pour couvrir le signal d'absorption de l'hélium à 706.5 nm. Nous enregistrons, en même temps la valeur de cette longueur d'onde à 706.5 nm.

Ce chapitre est divisé en différentes parties. Nous détaillons d'abord le protocole de traitement des données, plus précisément la caractérisation de la modulation du faisceau pompe et le moyennage effectué par l'amplificateur à détection synchrone.

Ensuite, nous décrivons le programme de moyennage des signaux de sortie, puis nous détaillons le calcul de l'absorbance et les étapes complémentaires permettant d'aboutir aux spectres d'absorption (absorbance en fonction de la longueur d'onde/fréquence). Une fois que les spectres d'absorption sont tracés, nous passons à l'analyse de ces spectres en déterminant l'aire sous les courbes par un calcul d'intégrale avec le logiciel Origin ou par des méthodes d'ajustement des spectres par des combinaisons de profils lorentziens et gaussiens.

Finalement, à partir de ces analyses de spectres, nous arrivons à déterminer les populations et les densités d'atomes dans l'état 2^3P .

5.1 Traitement des données

5.1.1 Caractérisation de la modulation du faisceau pompe

En général, le profil temporel de modulation de la puissance du faisceau laser dépend de la forme de ce faisceau et de sa transmission par rapport aux fentes d'hacheur optique. Si une roue d'hacheur rotative est positionnée dans le plan où le faisceau optique est focalisé, alors le profil temporel de la puissance laser transmise est approximativement une onde carrée. Dans notre montage expérimental, nous ne nous intéressons qu'à la fraction du faisceau de pompe qui est diaphragmée et bien superposée avec le faisceau de sonde. Puisque ce faisceau optique a un diamètre réduit par rapport à la taille des fentes de la roue, la modulation n'est pas purement carrée mais de forme légèrement trapezoidale [70]. Ceci introduit une erreur à corriger dans le traitement de données (voir Eq.5.4) par rapport au calcul de l'absorbance qui suppose une modulation carrée.

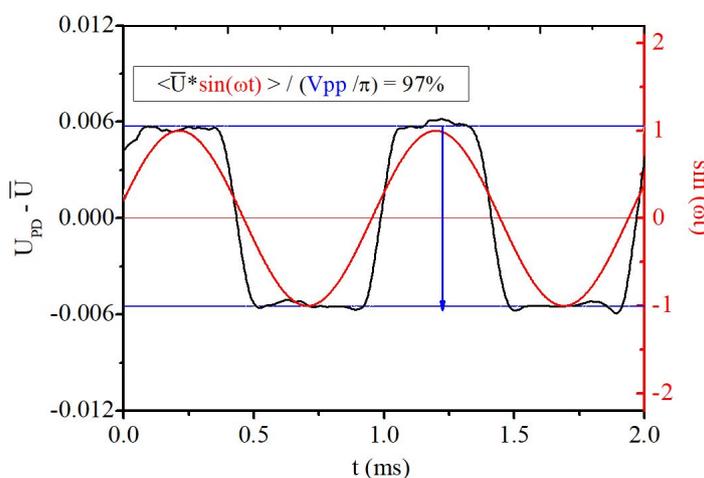


FIGURE 5.1 – Détermination de la forme exacte du signal de la puissance du faisceau de pompe transmise et modulée. En noir, un enregistrement sur un oscilloscope de la différence entre le signal de tension modulé, collecté par la PD2 $V_{PD}(t)$ et sa moyenne \bar{V} . En rouge, enregistrement de $\sin(\omega t)$. En bleu, le signal V_{pp} d'amplitude crête-crête.

Premièrement, une démodulation numérique est appliquée sur le signal de tension, enregistré par la photodiode ($\langle \bar{U} \sin(\omega t) \rangle$). Ce signal est comparé à l'amplitude rms du signal démodulé attendu, pour une modulation purement carrée (V_{pp}/π). Le rapport entre ces deux valeurs nous permet de conclure qu'une correction de 3% (voir Eq.5.4) doit être faite, par rapport à une modulation purement carrée.

5.1.2 Caractérisation du traitement numérique de la détection synchrone

En raison de l'utilisation des amplificateurs à détection synchrone dans nos expériences, nous caractérisons le mode de fonctionnement de ces appareils, en prenant en compte le choix de leurs paramétrages internes (constante de temps, sensibilité du filtre en dB/oct ..). La caractérisation est basée sur les documentations de ces amplificateurs [71] et en faisant des tests, contribuant plus tard, au traitement fiable des données enregistrées. Les deux amplificateurs digitaux ADS3 et ADS4 utilisés sont du type LIA EG&G 7220 (DSP). Un filtre passe-bas, dont la constante de temps τ_A peut être sélectionnée, filtre les 2^{ème} composantes harmoniques de sortie de la détection synchrone et sert d'intégrateur pour supprimer les

composantes du bruit de haute fréquence. Suite à la démodulation, seule la composante DC de la sortie, proportionnelle à l'amplitude du signal d'entrée rms mesurée, reste.

Selon leurs documentations, ces filtres appliquent une moyenne exponentielle mobile de largeur égale à $2\tau_A \times n$ avec τ_A la constante de temps et $n = 1$ pour 6 dB, 2 pour 12 dB, 3 pour 18 dB et 4 pour 24 dB. Cette indication a été également vérifiée par une mesure directe à travers un amplificateur à détection synchrone physique. Un signal de tension sinusoïdal, à une fréquence égale à la fréquence de référence d'hacheur optique utilisée, fourni par un générateur et d'amplitude changée brutalement est relié à l'entrée de cet amplificateur. En effectuant des tests pour différentes sensibilités de filtre, nous remarquons que la sortie de l'amplificateur décroît de manière linéaire en passant d'une sensibilité à une autre. Ceci est en accord avec le modèle de la moyenne adjacente appliquée sous Origin pour les différentes sensibilités du filtre (en choisissant correctement le nombre de points pour que l'intervalle de moyennage soit égal à 2 fois la constante de temps). Par exemple, selon la figure (5.2), un simple moyennage adjacent du signal de tension filtré à 6 dB/oct sous Origin, par 1000 points, nous permet de passer de 6 dB/oct à 12 dB/oct, sachant que la constante de temps est 500 ms. Ceci confirme la notion dans la documentation [71] que les filtres de l'amplificateur à détection synchrone appliquent une moyenne exponentielle mobile.

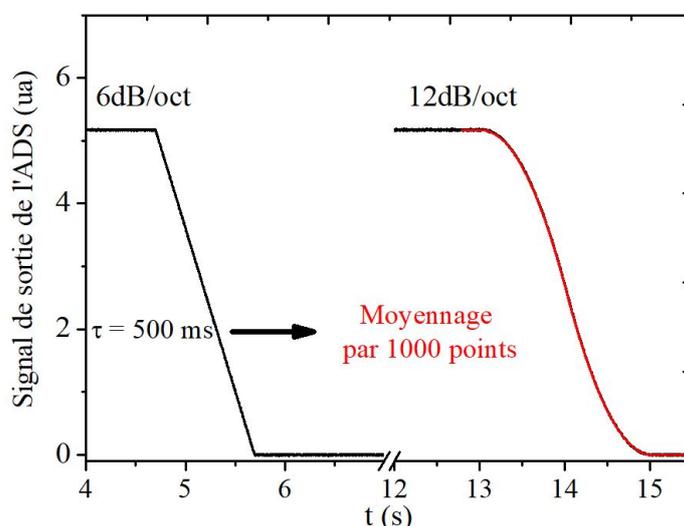


FIGURE 5.2 – Exemple de traitement numérique à 6dB/oct et à 12 dB/oct (courbe en noir) d'un signal de tension d'amplitude changée brutalement et de fréquence égale à la fréquence d'hacheur optique utilisé. La courbe en rouge représente le résultat d'un moyennage adjacent sous Origin pour 1000 points qui permet de passer du filtrage 6 dB/oct à 12 dB/oct.

Selon les tests effectués sur ces amplificateurs digitaux de type LIA7720, pour une bonne qualité de mesure, nous travaillons à une constante de temps de 20 ms et une sensibilité de 6 dB/oct afin d'éviter la perte de données par moyennage et la possibilité facile de reprendre les données d'origine.

5.1.3 Programme de moyennage des signaux de sortie des photodiodes et des rampes enregistrés

Afin de traiter les données enregistrées dans le fichier .txt généré par le programme d'acquisition, un programme de moyennage TAU_Decimate, créé au laboratoire sous Fortran, a été

utilisé tout au long de ce travail pour le traitement des données enregistrées. Ce programme nous génère deux nouveaux fichiers .txt : un fichier TAU_offset contenant les décalages en tension des photodiodes de mesure et des amplificateurs à détection synchrone des deux sondes à 706.5 nm et un fichier TAU_mesure contenant le moyennage des données.

Pour cette dernière partie, le programme a pour fonction de :

1. Créer une moyenne pondérée sur un ensemble de données : Puisque les deux signaux de tension de sortie des deux amplificateurs à détection synchrone sont déjà filtrés (parag.5.1.2, moyenne exponentielle mobile), nous créons seulement une moyenne exponentielle pondérée pour les autres signaux de tension des deux photodiodes PD3 et PD4 et des deux rampes 0 et 1, sur le même intervalle de temps utilisé pour l'amplificateur à détection synchrone. Cette moyenne permet de lisser ces paramètres enregistrés en éliminant les fluctuations et les bruits numériques pouvant avoir lieu.
2. Moyennage tous les n points : Une fois la moyenne pondérée est calculée, nous moyennons tous les données par paquet de n points. Ces moyennes calculées sont ensuite successivement stockées dans une colonne. Ceci réduit le nombre de points à exploiter et diminue la taille des fichiers.

Les paramètres d'entrée du programme TAU_decimate définis par l'utilisateur avant de commencer le traitement des données sont les suivants :

- constante de temps τ_A égale à celle utilisée par l'amplificateur à détection synchrone
- nombre de points n à moyennner par paquet

Finalement, le fichier TAU_mesure génère les signaux de sortie moyennés suivants :

- temps (en s)
- tension des deux rampes de balayage (Rampe 0, Rampe 1) du laser sonde (en V)
- tension de sortie G_3 et G_4 des deux amplificateurs à détection synchrone (en V)
- tensions moyennées des deux photodiodes de mesure \bar{V}_3 et \bar{V}_4 à 706.5 nm (en V)
- rapports $\frac{G_A}{\bar{V}_A}$ entre le signal de sortie de chaque amplificateur à détection synchrone et le signal de la photodiode correspondant, pour faciliter la suite du post-traitement.

5.1.4 Obtention des spectres d'absorption à 706.5 nm

La puissance totale \mathcal{P} du faisceau sonde transmis par la cellule de mesure, convertie en tension V_{PD} , s'écrit :

$$V_{PD} = \eta\mathcal{P} + V_0 + N(t) \quad (5.1)$$

avec V_0 désignant le décalage constant en tension de la photodiode dû à la lumière ambiante (ou aux imperfections électroniques existantes), $N(t)$ le bruit de détection pris en compte et η le facteur de conversion ($W.V^{-1}$).

Une modulation carrée à 100% du faisceau de pompe à 1083 nm induit une modulation carrée de la tension V_{PD} , d'amplitude A_{sq} (amplitude crête-crête $2A_{sq}$) qui s'ajoute à la moyenne \bar{V} du signal corrigé, tels que :

$$V_{PD} - V_0 = \bar{V} \pm A_{sq} + N(t) \quad (5.2)$$

Et la transmittance $^*\mathcal{T}$ est donnée par :

$$^*\mathcal{T} = \frac{1 - A_{sq}/\bar{V}}{1 + A_{sq}/\bar{V}}. \quad (5.3)$$

Puisque l'amplificateur à détection synchrone fournit un signal de sortie proportionnel à la première composante de la série de Fourier (correspondant à une onde carrée), il produit généralement une sortie égale à la valeur efficace de la composante du signal d'entrée (en phase avec la référence). Pour un signal carré d'amplitude A_{sq} (Eq.5.3), l'amplitude de la fréquence fondamentale (première harmonique) dans la série de Fourier est $(4/\pi) A_{\text{sq}}$. D'où la sortie d'amplitude rms de l'amplificateur est égale à $(2\sqrt{2}/\pi) A_{\text{sq}} = (\pi\sqrt{2}/4) R_A G_A / G_A^{\text{max}}$, substituée dans l'Eq.5.3, pour écrire l'absorbance sous la forme de :

$$-\ln {}^*\mathcal{T} = \ln \left[1 + \left(\frac{\pi\sqrt{2}/4}{0.97} \right) \frac{R_A G_A}{G_A^{\text{max}} \bar{V}_A} \right] - \ln \left[1 - \left(\frac{\pi\sqrt{2}/4}{0.97} \right) \frac{R_A G_A}{G_A^{\text{max}} \bar{V}_A} \right] \quad (5.4)$$

avec G_A et \bar{V}_A respectivement le signal de tension démodulé à 706.5 nm et le signal moyenné de la photodiode enregistrés et correspondant à chaque ensemble ADS - PD, G_A^{max} le niveau de tension de sortie maximale pour chaque amplificateur, à pleine échelle et est égal à 10 V pour les amplificateurs à détection synchrone ADS3 et ADS4 et R_A leur sensibilité.

Notons qu'une correction de 3 % est appliquée d'après le parag.(5.1.1), puisque la modulation n'est pas purement carrée mais légèrement trapezoïdale.

5.1.5 Spectres d'absorption à 706.5 nm

Afin de comparer les spectres d'absorption $-\ln {}^*\mathcal{T}$ enregistrés aux données calculées, des décalages en fréquence, par rapport à ${}^*\text{C}_1$ prise comme référence (parag.2.1), ont été déduits à partir des mesures de longueur d'onde, en deux étapes. Premièrement, les données de longueur d'onde, enregistrées en fonction du temps, ont été traitées de manière appropriée pour réduire le bruit (parag.4.8). L'interpolation de ces valeurs traitées a été ensuite utilisée pour attribuer, à chaque valeur de l'absorbance calculée, une valeur de longueur d'onde. Finalement, le décalage en fréquence correspondant à cette longueur d'onde a été obtenu en utilisant la valeur calculée du décalage ${}^*\nu({}^*\text{D}_0)$ fournie par le tableau (A.2) et la longueur d'onde ${}^*\lambda_0$ publiée pour la raie ${}^*\text{D}_0$, tels que :

$${}^*\nu = {}^*\nu({}^*\text{D}_0) + c (1/{}^*\lambda - 1/{}^*\lambda_0) \quad (5.5)$$

avec ${}^*\lambda_0 = 706.76568$ nm.

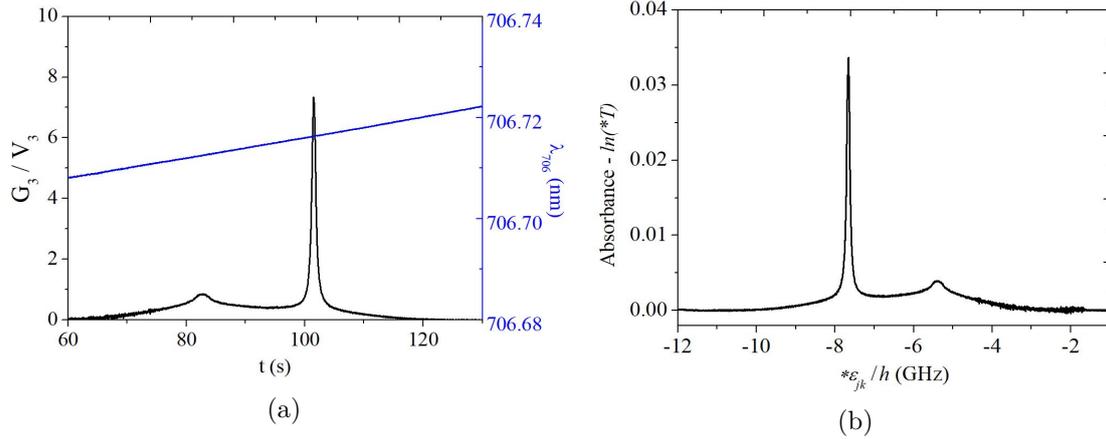


FIGURE 5.3 – a) Exemple de deux enregistrements synchronisés, au même instant, en fonction du temps de balayage. En noir, le signal d’une sonde $^*\text{D}_{12}$ de polarisation π (après traitement) pour un pompage D_1 de polarisation π effectuée dans une cellule d’ ^4He de pression égale à 1.33 mbar . En bleu, la longueur d’onde de la sonde pour ce balayage. b) Spectre d’absorption de la sonde $^*\text{D}_{12}$ (fig.5.3a) en fonction du décalage de fréquence suite à la conversion de la longueur d’onde (nm) en fréquence (GHz) d’après l’Eq.(5.5).

5.1.6 Fonction spectrale *S pour les polarisations pures et mixtes

Nous notons, dans ce qui suit, la fonction spectrale atomique *S (ou $^*S^{(4)}$ dans le cas de l’ ^4He) qui représente généralement une des fonctions spectrales $^*S_\pi$, $^*S_+$, et $^*S_-$ pour les polarisations de sonde pure. Elle sert comme outil de caractérisation de chaque spectre expérimental avec tous les facteurs pertinents pour faciliter ensuite la détermination des densités d’atomes (Eq.5.21). Ces fonctions spectrales, dépendant des populations relatives b_j et z_j des sous-niveaux de l’état 2^3P , sont écrites en utilisant les coefficients $^*T_{jk}$ (ou $^*T_{jk}^{(4)}$) correspondant à la polarisation de sonde sélectionnée, tels que :

$$^*S(^*\nu) = \sum_{j,k} b_j ^*T_{jk} F_j(^*\nu - ^*\nu_{jk}) ; \quad ^*S^{(4)}(^*\nu) = \sum_{j,k} z_j ^*T_{jk}^{(4)} F_j^{(4)}(^*\nu - ^*\nu_{jk}^{(4)}), \quad (5.6)$$

avec la forme spectrale des fonctions F_j et $F_j^{(4)}$ introduites dans le parag.(5.2.1).

Pour une sonde de polarisation composée, comme dans le cas des polarisations σ ou $\sigma + \pi$, une différente approche est appliquée.

Absorbance pour une sonde de polarisation σ

Lorsque le faisceau de sonde est polarisé σ , une expression simple de la transmittance peut être extraite, si les corrélations entre les transitions σ_+ et σ_- peuvent être négligées. Notons $I_{\pm}^{\text{on/off}}$ les intensités transmises des composantes de polarisation σ_{\pm} de la sonde, avec on/off fait référence à la pompe allumée ou éteinte.

La transmittance, selon la polarisation σ , s’écrit sous la forme de :

$$^*\mathcal{T} = \frac{I_+^{\text{on}} + I_-^{\text{on}}}{I_+^{\text{off}} + I_-^{\text{off}}} = \frac{1}{2} \left[\frac{I_+^{\text{on}}}{I_+^{\text{off}}} + \frac{I_-^{\text{on}}}{I_-^{\text{off}}} \right] = \frac{^*\mathcal{T}_+ + ^*\mathcal{T}_-}{2}. \quad (5.7)$$

$^*\mathcal{T}$ donne la moyenne de $^*\mathcal{T}_+$ et $^*\mathcal{T}_-$, où $^*\mathcal{T}_+$ et $^*\mathcal{T}_-$ suivent la loi de Beer-Lambert, ce qui n’est pas le cas pour $^*\mathcal{T}$.

Puisque dans nos expériences de pompe-sonde, l'absorption de la sonde est très faible, nous considérons la limite $(1 - {}^*\mathcal{T}_\pm) \ll 1$ et $-\ln {}^*\mathcal{T}_\pm \approx (1 - {}^*\mathcal{T}_\pm)$.

D'où,

$$-\ln {}^*\mathcal{T} \approx [-\ln {}^*\mathcal{T}_+ - \ln {}^*\mathcal{T}_-] / 2 \quad (5.8)$$

Lorsqu'une sonde non parfaitement monochromatique est utilisée, les résultats généraux complexes considérés dans l'App. (C.2) de [59] peuvent être considérablement simplifiés pour les échantillons optiquement minces, où $(1 - {}^*\mathcal{T}) \ll 1$. Notant la distribution spectrale normalisée $\varphi_{\text{Las}}^{\text{off}}(\nu)$, de l'intensité de la sonde incidente, centrée autour de la fréquence moyenne ν_{Las} du laser la distribution spectrale de la sonde transmise $\varphi_{\text{Las}}^{\text{on}}(\nu)$, non normalisée, est déduite en utilisant une forme linéarisée de l'équation (5.21) telle que :

$$\varphi_{\text{Las}}^{\text{on}}(\nu) = \varphi_{\text{Las}}^{\text{off}}(\nu) {}^*\mathcal{T}(\nu) \approx \varphi_{\text{Las}}^{\text{off}}(\nu) [1 - L_{\text{cell}} \tilde{n}_m {}^*\tilde{\sigma} {}^*S(\nu)]. \quad (5.9)$$

En intégrant ce profil sur la fréquence, la transmittance totale de la sonde est déduite tels que :

$$\frac{I^{\text{on}}}{I^{\text{off}}} = \left[1 - L_{\text{cell}} \tilde{n}_m {}^*\tilde{\sigma}^{(4)} ({}^*S \otimes \varphi_{\text{Las}}^{\text{off}})(\nu_{\text{Las}}) \right]. \quad (5.10)$$

Ainsi, la fonction spectrale atomique *S (ou ${}^*S^{(4)}$) est simplement remplacée par sa convolution avec le profil spectral de l'intensité du laser sonde. Puisque ce dernier a un profil lorentzien étroit, la convolution dans l'Eq.(5.10) ajoute un élargissement négligeable aux profils élargis par effet Doppler et une augmentation de la largeur des spectres de profil Lorentzien.

Absorbance pour une sonde de polarisation $\sigma + \pi$

Nous considérons maintenant la sonde avec une polarisation arbitraire mixte ($\sigma + \pi$), tels que :

$$I^{\text{off}} = I_+^{\text{off}} + I_-^{\text{off}} + I_\pi^{\text{off}}, \text{ avec } I_\pm^{\text{off}} = \alpha_\pm I^{\text{off}} \text{ et } I_\pi^{\text{off}} = \alpha_\pi I^{\text{off}} \quad (5.11)$$

où les coefficients α_\pm sont les fractions d'intensité lumineuse de la sonde de polarisation circulaire σ_\pm (pour une polarisation linéaire, $\alpha_+ = \alpha_-$) et $\alpha_\pi = 1 - \alpha_+ - \alpha_-$.

Plus précisément, puisque la transmittance est le rapport entre $I^{\text{on}}/I^{\text{off}}$, alors :

$${}^*\mathcal{T} = \frac{I_+^{\text{off}}}{I_+^{\text{off}}} \frac{I_+^{\text{on}}}{I_+^{\text{off}}} + \frac{I_-^{\text{off}}}{I_-^{\text{off}}} \frac{I_-^{\text{on}}}{I_-^{\text{off}}} + \frac{I_\pi^{\text{off}}}{I_\pi^{\text{off}}} \frac{I_\pi^{\text{on}}}{I_\pi^{\text{off}}} = \alpha_+ {}^*\mathcal{T}_+ + \alpha_- {}^*\mathcal{T}_- + \alpha_\pi {}^*\mathcal{T}_\pi, \quad (5.12)$$

En d'autres termes, la transmittance totale est la moyenne pondérée, de manière appropriée, des transmittances des trois composantes de polarisation de la sonde. Chacune de ces trois transmissions suit la loi de Beer-Lambert, mais cette propriété n'est pas valable pour leur somme lorsque les taux d'absorption diffèrent.

Cependant, pour un échantillon optiquement fin, $-\ln {}^*\mathcal{T}_{\pm,\pi}(\nu) \approx 1$ et ${}^*\mathcal{T}_{\pm,\pi}(\nu) \ll 1$ d'où :

$$-\ln {}^*\mathcal{T} \approx -\alpha_+ \ln {}^*\mathcal{T}_+ - \alpha_- \ln {}^*\mathcal{T}_- - \alpha_\pi \ln {}^*\mathcal{T}_\pi. \quad (5.13)$$

Dans ce cas, la transmittance est obtenue à partir de la moyenne pondérée des fonctions spectrales, associées aux composantes et populations des polarisations pures impliquées.

5.2 Analyse des spectres d'absorption à 706.5 nm

La méthode de détermination des populations atomiques, ainsi que les densités d'atomes excités dans l'état 2^3P repose sur le calcul de l'absorbance $-\ln \mathcal{T}$ intégrée, obtenue à partir du calcul d'aire engendrée sous les courbes des spectres d'absorption. Ce calcul est effectué par deux méthodes. La première repose sur une intégration numérique à partir de la courbe enregistrée sous Origin (fig.5.4b), sur une section bien choisie (partie hachurée de la fig 5.4a), à condition que ces bornes, choisies à la main, soient plates.

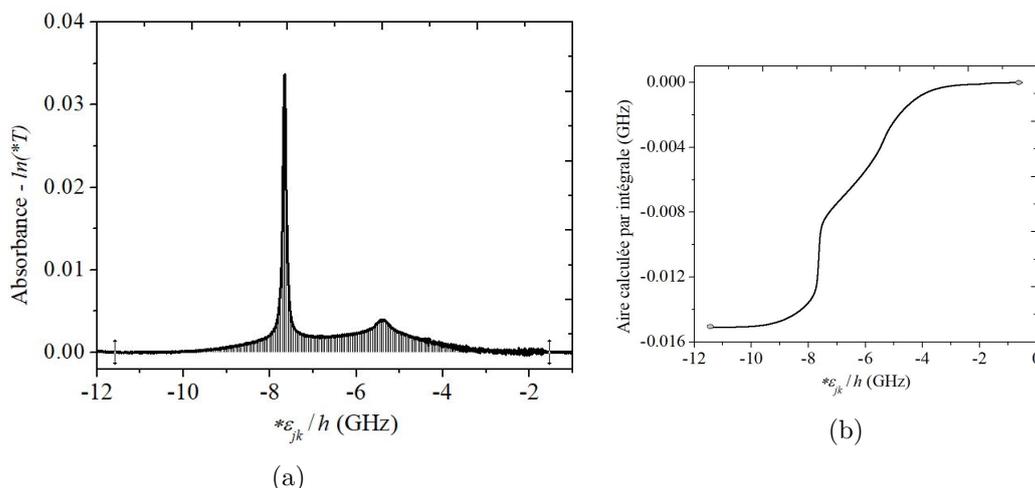


FIGURE 5.4 – a) Exemple d'un spectre obtenu avec une sonde $^*D_{12}$ (fig.5.3a) où les flèches indiquent les bornes de la section à intégrer choisies. b) Résultat de l'intégration numérique du spectre de l'aire totale de la partie hachurée de la figure (fig 5.4a) sous Origin et égale à la valeur absolue de la différence entre les deux extrémités de cette courbe.

Quelques raies d'absorption ne sont pas bien résolus, comme dans le cas des spectres $^*D_{12}$ dans l' 4He (fig.5.3b) ou $^*C_{1,7}$ de l' 3He . Alors, un inconvénient de cette méthode est l'incapacité de séparer l'aire entre ces raies pour déterminer séparément les populations dans chaque niveau J ou F . Une deuxième méthode de calcul d'aire repose sur l'ajustement des spectres d'absorption par une forme de raie convenable pour chaque niveau.

5.2.1 Méthode d'ajustement des spectres d'absorption

Dans cette partie, nous présentons la deuxième méthode de calcul d'aire qui repose sur l'ajustement des profils de raies d'absorption. Il est bien connu que ces profils dépendent fortement de la pression et de la température du gaz. Dans nos expériences de pompe-sonde, le gaz d'Hélium se trouve à une température ambiante de 300 K.

Pour les gaz d'hélium à faible pression (de l'ordre de 0.1 - 0.4 mbar), les profils des spectres d'absorption sont essentiellement des profils lorentziens. Pour les cellules à plus forte pression $p > 1$ mbar (Figs.5.5 et 5.6), nous avons observé expérimentalement que les formes spectrales F_j et $F_j^{(4)}$ normalisées correspondent à une combinaison d'un profil lorentzien étroit caractérisant les atomes restant dans le niveau sondé ou plus large, lors d'un changement du niveau F (ou J) suite à une collision et d'un profil gaussien, de largeur de l'ordre de la largeur Doppler thermique, caractérisant les atomes ayant changé de vitesse en raison de collisions pendant la durée de vie radiative de l'état 2^3P . Au fur et à mesure que la pression du gaz augmente, les profils expérimentaux des raies deviennent de plus en plus gaussiens.

Ainsi, nous utilisons des équations d'ajustements lorentz-gauss, nous permettant de déterminer respectivement les aires lorentziens et gaussiens, les largeurs à mi-hauteur ainsi que les fréquences centrales des deux profils impliqués.

Pour la distribution de Lorentz, nous introduisons la notation $\mathcal{L} [{}^*W, \nu_0]$ et trois paramètres *A_L , l'aire sous la courbe lorentzienne, *W la largeur lorentzienne à mi-hauteur et ν_0 la fréquence centrale, de sorte que :

$$\mathcal{L} [{}^*W, \nu_0] (\nu) = {}^*A_L \left(\frac{2{}^*W/\pi}{{}^*W^2 + 4(\nu - \nu_0)^2} \right). \quad (5.14)$$

Pour la distribution de Gauss, nous introduisons la notation $\mathcal{G} [{}^*W_G, \nu_0]$ et trois paramètres *A_G , l'aire sous la courbe gaussienne, *W_G la largeur gaussienne et ν_0 la même fréquence centrale que celle de la lorentzienne, de sorte que :

$$\mathcal{G} [{}^*W_G, \nu_0] (\nu) = {}^*A_G \left(\frac{1}{{}^*W_G \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{{}^*W_G}\right)^2} \right) \quad (5.15)$$

Si la largeur gaussienne *W_G est égale à la largeur Doppler thermique ${}^*\Delta$ [42] alors :

$${}^*W_G = {}^*\Delta = ({}^*\omega_{jk}/2\pi) \sqrt{2k_B T / M_{at} c^2} \quad (5.16)$$

où $({}^*\omega_{jk}/2\pi)$ la fréquence de la transition optique à 706.5 nm et M_{at} la masse atomique dépendant de l'isotope considéré. A température ambiante ($T = 300\text{K}$), les largeurs Doppler à 706.5 nm pour l' ${}^3\text{He}$ et l' ${}^4\text{He}$ sont ${}^*\Delta_3 = 1.8203$ GHz et ${}^*\Delta_4 = 1.5764$ GHz. Selon la figure (5.5 et 5.6), cet ajustement (en rouge) permet d'extraire indépendamment la largeur et l'aire lorentzienne et gaussienne de chaque spectre, ainsi que la fréquence centrale de chaque raie. La courbe des résidus (en vert) correspond à l'écart entre le spectre expérimental enregistré et sert comme indicateur de la robustesse de l'ajustement et sa fiabilité.

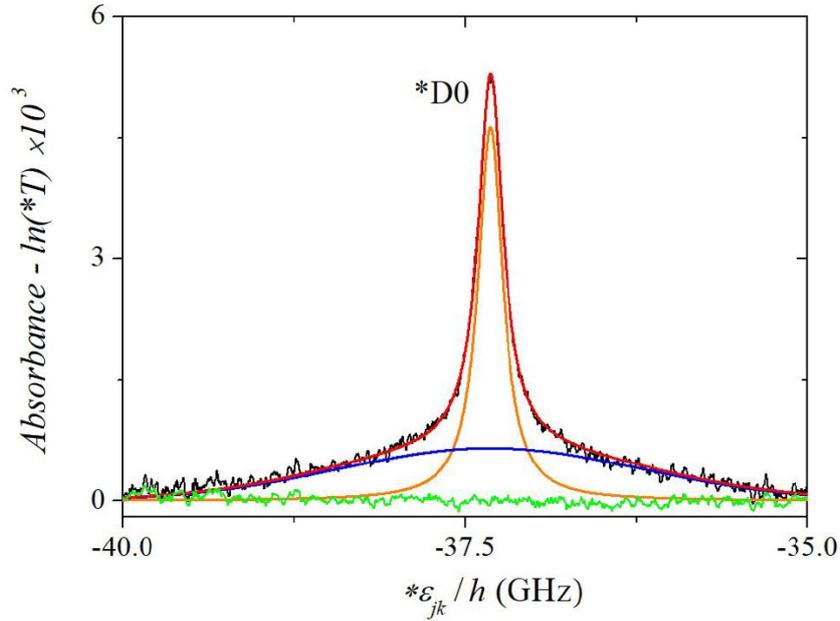


FIGURE 5.5 – Exemple d’un spectre obtenu pour une sonde *D_0 de polarisation π en présence d’un pompage D_0 de polarisation π dans une cellule de mélange isotopique de pression égale à 3.87 mbar d’ ${}^3\text{He}$ + 0.4 mbar d’ ${}^3\text{He}$. En rouge l’ajustement du spectre par une équation de combinaison de profil lorentzien (en orange) et gaussien (bleu). En vert, la courbe des résidus issue de l’ajustement.

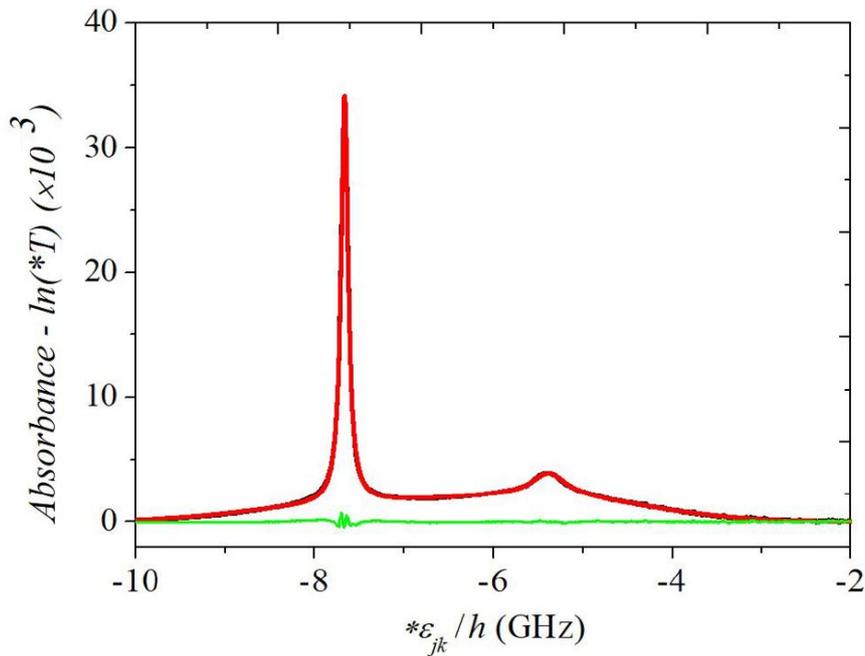


FIGURE 5.6 – Exemple d’un spectre obtenu pour une sonde ${}^*D_{12}$ (fig.5.3a) ajusté par une équation de combinaison de profil lorentzien et de profil gaussien (en rouge) : Le spectre de *D_2 , ainsi que celui *D_1 sont ajustés individuellement par une combinaison d’une distribution lorentzienne et d’une distribution gaussienne. En vert, la courbe des résidus issue de l’ajustement global.

Finalement, la somme des aires lorentziennes et gaussiennes déterminées par ajustement, a été systématiquement comparée à la valeur de l'aire calculée par intégration numérique. Les comparaisons montraient de faibles différences, de quelques % (moins de 5%), dues probablement à l'incertitude sur le choix des bornes de l'intégrale ou des incertitudes sur l'ajustement causés par l'imperfection des enregistrements de longueur d'onde à 706.5 nm (parag.4.8).

5.2.2 Caractérisation des formes spectrales et choix de paramètres d'ajustement

Dans cette partie, nous caractérisons les formes spectrales observées, ainsi que le choix des différents paramètres d'ajustement de chaque profil, gaussien ou lorentzien. La position spectrale de la raie ν_0 commune pour les deux profils, ainsi que l'aire sous la courbe sont toujours des paramètres libres dans nos ajustements.

Afin de limiter le nombre des paramètres libres pour les profils gaussiens, nous fixons les largeurs gaussiennes en les prenant égales à la largeur Doppler thermique, $^*\Delta$ propre à l'isotope concerné. Au cas où on les laisse libres, les valeurs des largeurs peuvent varier de $\pm 20\%$ de la valeur de la largeur calculée par effet Doppler (Eq.5.16), sans changement sur les valeurs d'aire ou positions spectrales. L'effet du choix de la largeur gaussienne est mis en évidence dans la fig.(5.7). La comparaison entre les résidus montre que, laisser la largeur gaussienne fixe, ne change pas la fiabilité de l'ajustement. Donc, nous avons choisi de fixer la largeur gaussienne afin de faciliter l'ajustement et limiter les paramètres libres.

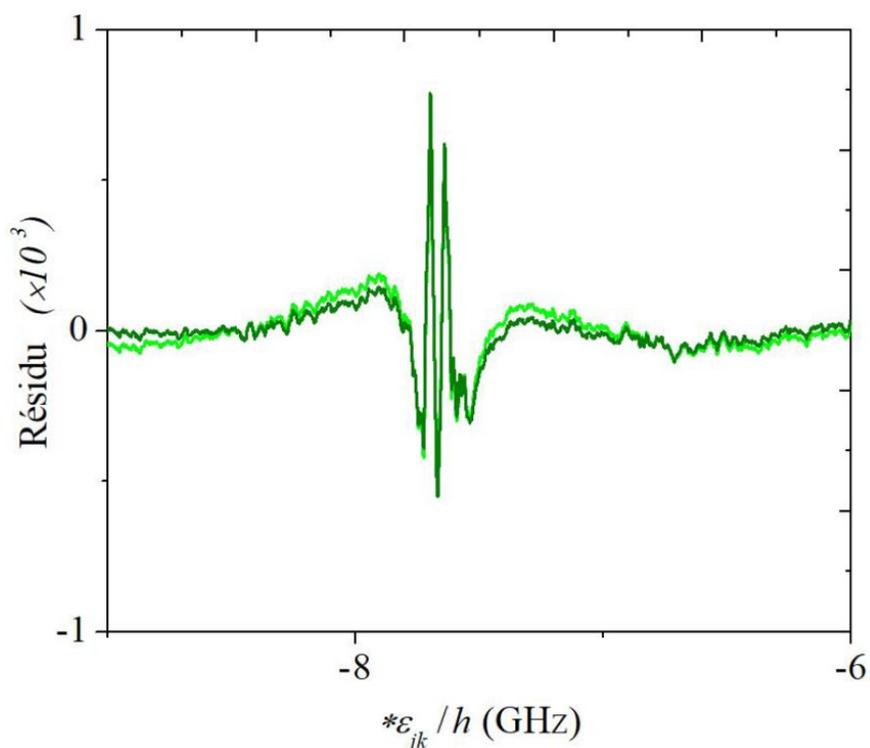


FIGURE 5.7 – Comparaison entre, d'une part le résidu de l'ajustement du spectre d'absorption de la sonde $^*D_{12}$ (fig.5.6) en fixant la largeur gaussienne égale à la largeur Doppler (vert clair) et d'autre part le résidu en laissant la largeur gaussienne libre de varier (vert foncé). Les résidus des deux cas sont compatibles.

Pour les profils lorentziens, comme discuté dans le parag.(3.2.3), la largeur lorentzienne totale *W résulte de la somme de deux contributions, celle de la pompe à 1083 nm et celle de la sonde à 706.5 nm. La polarisation des faisceaux laser est déterminée par la direction du champ magnétique B . L'ajustement des spectres d'absorption par une seule lorentzienne, surtout dans les cellules à basse pression, n'est pas toujours fiable. Une différente approche détaillée peut être appliquée (parag. 5.2.3). Pour les cellules à pression moyenne et élevée et surtout pour un champ magnétique faible, la largeur Doppler domine le décalage faible par effet Zeeman attendu. D'où, l'ajustement par une lorentzienne demeure légitime.

5.2.3 Profil spectral en fonction du champ magnétique

Dans cette partie, nous caractérisons les formes attendues du signal d'absorption de la sonde en présence du champ magnétique B appliqué dans nos expériences de pompe-sonde. L'étude théorique détaillée dans le parag.(2.2) ne prend en compte que les facteurs de décalage par effet Zeeman des raies d'absorption de la sonde pour les sous-niveaux pompés. Ainsi, les raies d'absorption étroites, observées expérimentalement à partir des niveaux J ou F non pompés (et attribuées à des collisions avec changement d'état, mais pas de vitesse) ne sont pas décrites. Chaque choix de polarisation pompe-sonde produit différents ensembles de raies, décalés par effet Zeeman par rapport à leur position en champ nul, ν_0 , qui dépend bien sûr de l'effet de tout désaccord de pompe (Eq.2.5). Ainsi, l'ajustement se compose de plusieurs lorentziennes caractérisant chacune une raie décalée par effet Zeeman. D'après le parag.(4.9.1), nous limitons les mesures au cas d'une pompe et d'une sonde linéaires, nous détaillons les fonctions spectrales ${}^*S_\pi^{(4)}$ et ${}^*S_{\pi\sigma}$ pour une pompe purement polarisée π , ou $[{}^*S_+^{(4)} + {}^*S_-^{(4)}]/2$ et $[{}^*S_+ + {}^*S_-]/2$ pour une sonde polarisée σ .

Pour simplifier, nous notons dans ce qui suit ν_n la valeur de la fréquence centrale de la ligne décalée par effet Zeeman dans le champ appliqué. Elle est caractérisée par la valeur n arrondie du facteur de décalage $[{}^*\nu(B) - {}^*\nu(0)]$ listés dans les tableaux du parag.(2.2).

Application aux raies D_0 à D_2 de 1^4He

Pompe sur la raie D_0 : Quelle que soit la polarisation de la pompe, seul le niveau Z_9 est pompé. Les fonctions spectrales attendues sont données par :

Pompe	Sonde	${}^*S_\pi^{(4)}$ ou $[{}^*S_+^{(4)} + {}^*S_-^{(4)}]/2$
π	π	$z_9/9 \mathcal{L} [{}^*W_{0\pi}, \nu_0]$
π	σ	$z_9/9 \{ \mathcal{L} [{}^*W_{0\pi}, \nu_{28}] + \mathcal{L} [{}^*W_{0\pi}, \nu_{-28}] \} / 2$
σ	π	$z_9/9 \{ \mathcal{L} [{}^*W_{0\sigma}, \nu_{43}] + \mathcal{L} [{}^*W_{0\sigma}, \nu_{-43}] \}$
σ	σ	$z_9/9 \{ \mathcal{L} [{}^*W_{0\sigma}, \nu_{71}] + \mathcal{L} [{}^*W_{0\sigma}, \nu_{15}] + \mathcal{L} [{}^*W_{0\sigma}, \nu_{-15}] + \mathcal{L} [{}^*W_{0\sigma}, \nu_{-71}] \} / 2$

TABLEAU 5.1 – Fonctions spectrales d'ajustement pour une pompe D_0 et une sonde *D_0 en présence du champ magnétique B

où ${}^*W_{0\pi}$ et ${}^*W_{0\sigma}$ sont les largeurs lorentziennes élargies en puissance, avec une largeur ${}^*W_{0\sigma}$ plus petite pour une pompe polarisée σ puisque la moitié de la puissance totale est impliquée dans chaque pompage. Dans toutes les expressions, le coefficient $1/9$ réfère au facteur ${}^*T_{9k}^{(4)}$. Pour les sondes polarisées σ nous tenons compte du facteur 2 lié à la répartition de la puissance sur les composantes σ_+ et σ_- selon l'Eq.(5.8).

Pompe sur la raie D_1 : Pour la raie de pompe accordée sur D_1 , les sous-niveaux peuplés sont Z_6 à Z_8 . Notons que les populations z_6 ($m_j = -1$) et z_8 ($m_j = 1$) sont considérées

égales pour une pompe linéairement polarisée par symétrie. Selon le calcul théorique des décalages énergétiques, en présence du champ magnétique (parag.2.2.3), les expressions les plus compactes pour les fonctions spectrales, supposant un alignement pur dans l'état 2^3P (impliquant donc seulement 2 populations indépendantes z_6 et z_7), sont :

Pompe	Sonde	$*S_{\pi}^{(4)}$ ou $[*S_{+}^{(4)} + *S_{-}^{(4)}]/2$
π	π	$z_6/6 \{ \mathcal{L}[*W_{1\pi}, \nu_{18}] + \mathcal{L}[*W_{1\pi}, \nu_{-18}] \}$
π	σ	$z_6/12 \{ \mathcal{L}[*W_{1\pi}, \nu_{10}] + \mathcal{L}[*W_{1\pi}, \nu_{-10}] \}$
σ	π	$z_6/6 \{ \mathcal{L}[*W_{1\sigma}, \nu_{25}] + \mathcal{L}[*W_{1\sigma}, \nu_{-25}] \}$
σ	σ	$z_6/12 \{ \mathcal{L}[*W_{1\sigma}, \nu_{53}] + \mathcal{L}[*W_{1\sigma}, \nu_{-53}] \}$ $+ z_7/12 \{ \mathcal{L}[*W_{1\sigma}, \nu_{71}] + \mathcal{L}[*W_{1\sigma}, \nu_{15}] + \mathcal{L}[*W_{1\sigma}, \nu_{-15}] + \mathcal{L}[*W_{1\sigma}, \nu_{-71}] \}$

TABLEAU 5.2 – Fonctions spectrales d'ajustement pour une pompe D_1 et une sonde $*D_1$ en présence du champ magnétique B . Les fréquences centrales indiquées sont celles du tableau (2.2).

où $*W_{1\pi}$ et $*W_{1\sigma}$ sont les largeurs lorentziennes correspondant à un pompage de la raie D_1 et une sonde $*D_1$, avec $*W_{1\sigma} < *W_{1\pi}$ puisque la moitié de la puissance totale est impliquée dans chaque pompage. Dans toutes les expressions, le coefficient $1/6$ réfère au facteur $*T_{jk}^{(4)}$ (avec $j = 6$ à 8) et comme précédemment, pour les sondes polarisées σ nous divisons par un facteur 2.

Pompe sur la raie D_2 : Lorsque le pompage se fait sur la raie D_2 , les sous-niveaux qui peuvent être peuplés sont Z_1 à Z_5 selon la polarisation de la pompe. En se basant sur l'Eq.(2.15) et les calculs dans le tableau (2.3), les fonctions spectrales pour différentes combinaisons de pompe-sonde s'écrivent :

Pompe	Sonde	$*S_{\pi}^{(4)}$ ou $[*S_{+}^{(4)} + *S_{-}^{(4)}]/2$
π	π	$z_2/6 \{ \mathcal{L}[*W_{2\pi 1}, \nu_{18}] + \mathcal{L}[*W_{2\pi 1}, \nu_{-18}] \} + 2z_3/9 \mathcal{L}[*W_{2\pi 0}, \nu_0]$
π	σ	$z_2/12 \{ \mathcal{L}[*W_{2\pi 1}, \nu_{10}] + \mathcal{L}[*W_{2\pi 1}, \nu_{-10}] \} + z_3/36 \{ \mathcal{L}[*W_{2\pi 0}, \nu_{28}] + \mathcal{L}[*W_{2\pi 0}, \nu_{-28}] \}$
σ	π	$z_2/6 \{ \mathcal{L}[*W_{2\sigma 0}, \nu_{25}] + \mathcal{L}[*W_{2\sigma 0}, \nu_{-25}] \} + 2z_3/9 \{ \mathcal{L}[*W_{2\sigma 1}, \nu_{43}] + \mathcal{L}[*W_{2\sigma 1}, \nu_{-43}] \}$
σ	σ	$z_1/6 \{ \mathcal{L}[*W_{2\sigma 2}, \nu_{35}] + \mathcal{L}[*W_{2\sigma 2}, \nu_{-35}] \} + z_2/12 \{ \mathcal{L}[*W_{2\sigma 1}, \nu_{53}] + \mathcal{L}[*W_{2\sigma 1}, \nu_{-53}] \}$ $+ z_3/36 \{ \mathcal{L}[*W_{2\sigma 0}, \nu_{71}] + \mathcal{L}[*W_{2\sigma 0}, \nu_{15}] + \mathcal{L}[*W_{2\sigma 0}, \nu_{-15}] + \mathcal{L}[*W_{2\sigma 0}, \nu_{-71}] \}$

TABLEAU 5.3 – Fonctions spectrales d'ajustement pour une pompe D_2 et une sonde $*D_2$ en présence du champ magnétique B

Différentes largeurs sont impliquées. D'une part, pour un pompage D_2 de polarisation π , $*W_{2\pi 1}$ et $*W_{2\pi 0}$ sont respectivement associées aux composantes de la raie concernant les sous-niveaux $|m_J| = 1$ et 0 et des valeurs de T_{ij} égales à 0.5 et $2/3$ (alors $*W_{2\pi 1} < *W_{2\pi 0}$). D'autre part, pour un pompage D_2 de polarisation σ (donc la puissance est divisée en 2), les largeurs $*W_{2\sigma 2}$, $*W_{2\sigma 1}$, et $*W_{2\sigma 0}$ sont les largeurs correspondant respectivement aux composantes de raie associées aux sous-niveaux $|m_J| = 2, 1$ et 0 avec des valeurs de T_{ij} égales à $1, 0.5$ et $1/6$ (donc $*W_{2\sigma 2} > *W_{2\sigma 1} > *W_{2\sigma 0}$). Notons qu'il est attendu que $z_1 = z_5$ et $z_2 = z_4$ pour une pompe polarisée linéairement, qui ne peut créer que de l'alignement dans le niveau pompé. Les valeurs des coefficients $*T_{jk}^{(4)}$ pertinents ($1/18, 1/6, 1/3$, et $2/9$) apparaissent.

Pompe sur la raie C_8 avec une sonde sur les raies $*C_8$ et $*C_9$: Qualitativement, pour un pompage C_8 et une sonde $*C_8$, un doublet avec un décalage total de ± 44.18 ou 50.43 MHz/mT est attendu pour des polarisations de pompe et de sonde identiques. Pour les polarisations orthogonales, un doublet avec un décalage beaucoup plus petit (± 6.82 ou

13.07 MHz/mT) est attendu.

Pour chacune de nos configurations expérimentales habituelles (pompage σ ou π et sonde σ ou π) les fonctions spectrales sont données comme des fonctions des populations de $b = b_{17} = b_{18}$ par :

Pompe	Sonde	$*S_\pi$ ou $[*S_+ + *S_-]/2$
π	π	$0.04864b \{ \mathcal{L}[*W_{8\pi, \nu_{50}}] + \mathcal{L}[*W_{8\pi, \nu_{-50}}] \}$
π	σ	$0.09728b \{ \mathcal{L}[*W_{8\pi, \nu_{13}}] + \mathcal{L}[*W_{8\pi, \nu_{-13}}] \} / 2$
σ	π	$0.04864b \{ \mathcal{L}[*W_{8\sigma, \nu_7}] + \mathcal{L}[*W_{8\sigma, \nu_{-7}}] \}$
σ	σ	$0.09728b \{ \mathcal{L}[*W_{8\sigma, \nu_{44}}] + \mathcal{L}[*W_{8\sigma, \nu_{-44}}] \} / 2$

TABLEAU 5.4 – Fonctions spectrales d’ajustement pour une pompe C_8 et une sonde $*C_8$ en présence du champ magnétique B

D’autre part, pour un pompage C_8 de polarisation π et une sonde $*C_9$ polarisée π , un doublet avec des décalages totaux de ± 41.10 MHz/mT est attendu. Pour une sonde polarisée σ , un quadruplet est attendu. Mais facteur 3 de différence entre les pondérations linéaires ($*T_{jk}$) résulte approximativement un quasi-doublet de ± 59.79 MHz/mT. Même chose pour un pompage σ et une sonde σ , un doublet, presque dégénéré, avec un facteur de décalage de ± 2.54 MHz/mT est attendu. Pour une sonde π un doublet avec des décalages de ± 16.15 MHz/mT est attendu. Les formes des lignes sondées sont donc assez différentes dans la plupart des configurations et s’écrivent :

Pompe	Sonde	$*S_\pi$ ou $[*S_+ + *S_-]/2$
π	π	$0.06247b \{ \mathcal{L}[*W_{8\pi, \nu_{41}}] + \mathcal{L}[*W_{8\pi, \nu_{-41}}] \}$
π	σ	$0.0937b \{ \mathcal{L}[*W_{8\pi, \nu_{60}}] + \mathcal{L}[*W_{8\pi, \nu_{-60}}] \} / 2 + 0.03123b \{ \mathcal{L}[*W_{8\pi, \nu_{22}}] + \mathcal{L}[*W_{8\pi, \nu_{-8}}] \} / 2$
σ	π	$0.06247b \{ \mathcal{L}[*W_{8\sigma, \nu_{16}}] + \mathcal{L}[*W_{8\sigma, \nu_{-16}}] \}$
σ	σ	$0.0937b \{ \mathcal{L}[*W_{8\sigma, \nu_3}] + \mathcal{L}[*W_{8\sigma, \nu_{-3}}] \} / 2 + 0.03123b \{ \mathcal{L}[*W_{8\sigma, \nu_{35}}] + \mathcal{L}[*W_{8\sigma, \nu_{-35}}] \} / 2$

TABLEAU 5.5 – Fonctions spectrales d’ajustement pour une pompe C_8 et une sonde $*C_9$ en présence du champ magnétique B

avec $*W_{8\pi}$ et $*W_{8\sigma}$ les largeurs des profils lorentziens élargis en puissance pour une pompe C_8 et une sonde, avec une largeur plus petite $*W_{8\sigma}$ pour une pompe polarisée σ pour laquelle la moitié de la puissance totale est impliquée dans le pompage. Dans toutes les expressions, les valeurs des coefficients des $*T_{jk}$ pertinents sont exprimés.

5.3 Détermination des populations et des densités d’atomes

Lorsque le faisceau de sonde à 706.5 nm est utilisé pour mesurer l’absorption du gaz, la densité $n_m b_j$ (ou $n_m z_j$) des atomes dans un sous-niveau B_j (ou Z_j) de l’état 2^3P de l’ 3He (ou l’ 4He) est liée aux valeurs de l’absorbance des transitions $2^3P - 3^3S$ correspondantes. Puisque les populations de l’état 2^3P sont presque nulles lorsque la pompe est éteinte, les mêmes valeurs de la transmittance sont obtenues avec une pompe allumée fixe et avec une modulation du faisceau de pompe par un hacheur optique. Cette transmittance dépend bien sûr de la polarisation et de la fréquence des faisceaux de pompe à 1083 nm et de sonde à 706.5 nm. Dans cette section, nous présentons les méthodes de calcul permettant de déterminer les populations et les densités d’atomes dans les états 2^3S et 2^3P .

Dans ce qui suit, nous considérons la densité d’atomes moyenne de l’état 2^3S_1 , le long du

trajet du faisceau laser, égale à :

$$\bar{n}_m = \langle n_m \rangle = \frac{1}{L_{cell}} \int_0^{L_{cell}} n_m(z) dz \quad (5.17)$$

avec L_{cell} est la longueur de la cellule.

5.3.1 Densité totale d'atomes métastables : absorption à 1083 nm

Pour déterminer la densité totale d'atomes métastables se trouvant dans l'état 2^3S_1 , nous mesurons la transmittance absolue pour une pompe, de fréquence fixe et un faisceau très atténué. Ainsi l'émission induite de l'état du haut (2^3P) est négligeable. La transmittance est déduite à partir de 4 mesures expérimentales de la tension délivrée par la photodiode dans les conditions suivantes : décharge allumée et éteinte avec le laser allumé (V_{on} et V_{off}), aussi pour le laser bloqué ($V_{0\ on}$ et $V_{0\ off}$) :

$$-\ln(\mathcal{T}) \simeq \frac{V_{on} - V_{0\ on}}{V_{off} - V_{0\ off}} \quad (5.18)$$

Pour le cas le plus général de la transition $2^3S - 2^3P$, où le pompage peut combiner différentes composantes, toutes les contributions doivent être prises en compte. Ainsi la densité totale d'atomes métastables dans les sous-niveaux 2^3S , pour des populations a_i de l' ^3He (y_i pour l' ^4He), s'écrit sous la forme :

$$\bar{n}_m = \tilde{\sigma}^{-1} \frac{-\ln(\mathcal{T})}{L_{cell}} \frac{1}{\sum_{ij} a_i T_{ij} e^{-(\Delta\omega/2\pi\Delta_3)^2}}, \quad (5.19)$$

$$\text{avec } \tilde{\sigma} = \hbar\omega \frac{\sqrt{\pi}\alpha f}{m_e\omega\Delta_3}, \quad \Delta\omega = \omega - \omega_{ij}$$

$$\text{d'où } \tilde{\sigma}^{-1} = 1.47105 \times \sqrt{T/300} \times 10^{15} \text{ m}^{-2} [33] \quad (5.20)$$

Il suffit de substituer les paramètres propres à l' ^3He par ceux de l' ^4He dans l'Eq. (5.19) pour déterminer la densité d'atomes totale $\bar{n}_m^{(4)}$.

5.3.2 Densités d'atomes dans les sous-niveaux sondés de l'état 2^3P : absorption à 706.5 nm

Pour le faisceau de sonde, l'Eq.(5.21) ou l'Eq.(C.4) de la référence [59] fournit le lien quantitatif entre l'absorbance et les densités d'atomes dans un gaz d'hélium pur ou dans un mélange isotopique et est donnée par :

$$-\ln^*\mathcal{T}(\nu) = L_{cell} \left[\bar{n}_m^* \tilde{\sigma}^* S(\nu) + \bar{n}_m^{(4)*} \tilde{\sigma}^{(4)*} S^{(4)*}(\nu) \right], \quad (5.21)$$

Les conditions suivant lesquelles nous pouvons écrire cette équation sont explicitement considérées dans [59] :

- (i) la lumière de la sonde a l'un des trois états purs de polarisation σ_+ , σ_- , ou π correspondant aux transitions optiques entre les sous-niveaux Zeeman.
- (ii) le faisceau de sonde a une surface suffisamment petite pour que la densité atomique dans chaque sous-niveau soit uniforme dans n'importe quel plan transversal (le cas général dans C.3 dans [59]).

(iii) l'intensité du faisceau de la sonde est suffisamment faible pour éviter toute possibilité de pompage optique à 706.5 nm et pour négliger l'émission stimulée.

Dans les mélanges isotopiques, l'intégration de l'absorbance de l'Eq.(5.21), en fonction de la fréquence est exprimée par :

$$- \int_{-\infty}^{\infty} d\nu \ln^* \mathcal{T}(\nu) = L_{\text{cell}} \frac{h\alpha^* f}{2m_e} \left[\bar{n}_m \sum_{j,k} b_j^* T_{jk} + \bar{n}_m^{(4)} \sum_{j,k} z_j^* T_{jk}^{(4)} \right] \quad (5.22)$$

où *f est la force d'oscillateur de la transition $2^3\text{P} - 3^3\text{S}$ et où \bar{n}_m et $\bar{n}_m^{(4)}$ sont les densités d'atomes moyennes dans l'état 2^3S le long du trajet du faisceau de la sonde.

Ainsi, l'absorbance peut-être écrite selon l'équation (Appendice D, Eq.D.14) :

$$- \int_{-\infty}^{\infty} d\nu \ln^* \mathcal{T}(\nu) = L_{\text{cell}} \frac{3^* \lambda^2 {}^* \gamma}{8\pi} \left[\bar{n}_m \sum_{j,k} b_j^* T_{jk} + \bar{n}_m^{(4)} \sum_{j,k} z_j^* T_{jk}^{(4)} \right] \quad (5.23)$$

avec $^*\lambda$ et $^*\gamma$ la longueur d'onde et le taux de désexcitation radiative à 706.5 nm.

Pour simplifier, nous introduisons $^*\Sigma = \sum_{j,k} z_j^* T_{jk}^{(4)}$. Les sommes $^*\Sigma$ sont listées dans le tableau (5.6) pour les 3 composantes de sonde $^*\text{D}_{0,1,2}$ et 3 polarisations de sonde.

	pol- σ	pol- π	(pol- $\sigma_+ + \sigma_- + \pi$)
$^*\text{D}_0$	$\frac{1}{9} z_9$	$\frac{1}{9} z_9$	$\frac{1}{9} z_9$
$^*\text{D}_1$	$\frac{3}{9} \frac{z_6 + 2z_7 + z_8}{4}$	$\frac{3}{9} \frac{z_6 + z_8}{2}$	$\frac{3}{9} \frac{z_6 + z_7 + z_8}{3}$
$^*\text{D}_2$	$\frac{5}{9} \frac{6(z_1 + z_5) + 3(z_2 + z_4) + 2z_3}{20}$	$\frac{5}{9} \frac{3(z_2 + z_4) + 4z_3}{10}$	$\frac{5}{9} \frac{z_1 + z_2 + z_3 + z_4 + z_5}{5}$

TABLEAU 5.6 – Cas de l' ^4He : Tableau des expressions des sommes pondérées des populations $^*\Sigma$ impliquées dans les aires des trois composantes linéaires de la transition à 706.5 nm, en champ nul, pour les trois polarisations de sonde utilisées dans les expériences.

Par exemple, pour un pompage sur la raie D_0 de l' ^4He et pour n'importe quelle polarisation de sonde, l'aire $^*\mathcal{A}_0^{(4)}$ sous la courbe peut être obtenue comme :

$$^*\mathcal{A}_0^{(4)} = - \int_{^*\text{D}_0} d\nu_0 \ln \mathcal{T}(\nu_0) = L_{\text{cell}} \langle n_m^{(4)} \rangle \frac{3^* \lambda^2 {}^* \gamma}{8\pi} T_{9k}^{(4)} z_9. \quad (5.24)$$

Des relations simples similaires peuvent être explicitement déterminées, en particulier pour une pompe et une sonde polarisée π . Pour la raie $^*\text{D}_1$ dans laquelle les populations z_6 et z_8 sont égales :

$$^*\mathcal{A}_1^{(4)}(\pi) = L_{\text{cell}} \langle n_m^{(4)} \rangle \frac{3^* \lambda^2 {}^* \gamma}{8\pi} T_{61}^{(4)} (z_6 + z_8), \quad (5.25)$$

Même chose dans le cas de l' ^3He pour les raies $^*\text{C}_8$ et $^*\text{C}_9$:

$$^*\mathcal{A}_{8 \text{ ou } 9}(\pi) = L_{\text{cell}} \langle n_m \rangle \frac{3^* \lambda^2 {}^* \gamma}{8\pi} T_{18,5 \text{ ou } 2} (b_{18} + b_{17}). \quad (5.26)$$

Ainsi, suite au calcul de l'absorbance intégrée détaillé dans le parag.(5.2) et d'après l'Eq.(5.23), nous arrivons à déterminer les densités d'atomes de chaque sous-niveau de l'état 2^3P en choisissant des combinaisons de pompe-sonde convenables.

5.3.3 Densité totale d'atomes de l'état 2^3P : absorption à 1083 nm

Les expressions de l'Eq. (5.23) relient les mesures d'absorption des sondes aux densités d'atomes dans les sous-niveaux sélectionnés dans l'état 2^3P . Mais la densité d'atomes totale dans l'état 2^3P peut être indépendamment reliée à l'intensité de la pompe absorbée ΔI_P . En considérant que le nombre d'atomes excités dans l'état 2^3P est égal au nombre de photons absorbés à 1083 nm (re-émis par fluorescence en régime stationnaire) et en introduisant le taux de désexcitation radiative γ et la longueur d'onde λ de la transition de pompage, nous écrivons :

$$\Delta I_P = L_{\text{cell}} \left[\langle n_m \rangle \sum b_j + \langle n_m^{(4)} \rangle \sum z_j \right] \gamma hc / \lambda. \quad (5.27)$$

Les paramètres dépendant de la décharge sont éliminés lorsque les rapports d'aires sont effectués à partir de l'Eq.(5.24) à (5.26). Dans le cas d'un gaz pur, il est donc possible d'écrire :

$${}^*A_n / {}^*T_{jk} / \Delta I_P = \frac{3^* \lambda^2 \gamma \lambda}{8\pi \gamma hc} \mathcal{R} \quad (5.28)$$

$$\text{avec } \frac{3^* \lambda^2 \gamma \lambda}{8\pi \gamma hc} = 8.843 \text{ MHz cm}^2 \text{ mW}^{-1}, \quad (5.29)$$

où \mathcal{R} est la fraction d'atomes dans l'état 2^3P qui demeurent dans le(s) sous-niveau(s) pompé(s) sans changement de la classe de vitesse avant la désexcitation (par exemple $\mathcal{R}_0 = z_9 / \sum_{j=1}^9 z_j$ pour une sonde sur *D_0 dans l' ${}^4\text{He}$). Au cas où tous les sous-niveaux de l'état 2^3P sont sondés, $\mathcal{R} = 1$.

Lorsque l'intensité de la pompe est suffisamment faible pour induire un alignement ou une orientation atomique négligeable (différences de population) dans l'état 2^3S et des populations suffisamment faibles dans l'état 2^3P (émission stimulée négligeable), une diminution d'intensité exponentielle résulte de l'absorption dans le gaz. Dans cette limite, l'intensité de la pompe absorbée évolue linéairement avec l'intensité moyenne de la pompe :

$$\Delta I_P^{(\text{lin})} = - \ln \mathcal{T}_0 \langle I_P \rangle \quad (5.30)$$

où \mathcal{T}_0 est la transmittance limite pour une intensité nulle du faisceau de pompe. En substituant cette valeur dans l'Eq. (5.28), une augmentation linéaire des aires ${}^*\hat{A}$ avec l'intensité moyenne de la pompe est obtenue dans la limite de pompage faible. Il s'agit du facteur de l'Eq. (5.29) et de la fraction \mathcal{R} qui est de l'ordre de 1 à une pression suffisamment basse (faibles collisions, seuls les sous-niveaux pompés sont occupés) :

$${}^*\hat{A}^{(\text{lin})} = - \ln \mathcal{T}_0 {}^*T_{jk} \mathcal{R} \frac{3^* \lambda^2 \gamma \lambda}{8\pi \gamma hc} \langle I_P \rangle. \quad (5.31)$$

Cela définit l'échelle des signaux attendus et est utilisé pour les comparaisons avec les données expérimentales.

5.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté les méthodes de réduction et de traitement de données afin d'obtenir les spectres d'absorption de la sonde en fonction de la fréquence à 706.5 nm. Nous avons détaillé la méthode d'analyse de ces spectres qui implique un calcul d'aire sous les courbes par deux méthodes. La première méthode repose sur un calcul d'aire total par intégration sous le logiciel Origin. La deuxième méthode permet par un ajustement par des profils lorentziens et gaussiens de déterminer les aires sous les spectres d'absorption, les largeurs et les positions en fréquence des raies. Ces profils d'absorption ont été caractérisés en fonction des paramètres d'ajustement. Finalement, suite aux calculs d'aires, nous déterminons les populations d'atomes dans l'état 2^3P .

Chapitre 6

Résultats expérimentaux et interprétation

Dans ce chapitre, nous présentons en détail les différents résultats expérimentaux. Ces résultats nous ont permis, d'une part, de vérifier des calculs théoriques déjà mentionnés dans la littérature et, d'autre part, de présenter des modèles de redistribution collisionnelle dans l'état 2^3P des gaz d'hélium.

Le chapitre est subdivisé en plusieurs parties. Dans la première partie, nous présentons des mesures spectroscopiques effectuées à 706.5 nm. Nous montrons en premier des exemples de spectres d'absorption décalés par effet Zeeman avec un exemple de pompage sur une raie donnée sur chaque isotope de l'hélium. Ensuite nous présentons des mesures de spectroscopie dans les cellules de mélanges isotopiques. Suite à des séries de balayages répétés sur la transition $2^3P_0 - 3^3S$, nous mesurons la structure hyperfine pour l'état 3^3S de l' ^3He et le décalage isotopique $^3\text{He} - ^4\text{He}$ qui sont en excellent accord avec les valeurs calculées dans la littérature.

Dans la deuxième partie du chapitre, nous procédons à une comparaison entre les résultats de mesures expérimentales présentés dans ce chapitre et les modèles numériques de redistribution collisionnelle présentés dans le chapitre 3. En premier, une mesure du transfert collisionnel de populations dans le niveau $J = 1$ a été effectuée, en particulier la probabilité de la transition $Y_2 - Z_7$, supposée être nulle a été également vérifiée expérimentalement dans une cellule d' ^4He à basse pression. Ensuite, les deux modèles de redistribution collisionnelle détaillés dans le chapitre 3 ont été comparés et discutés au vu des résultats expérimentaux. Finalement nous présentons une première approximation du modèle de redistribution collisionnel avancé basé sur des observations expérimentales et tenant en compte des deux types de collisions faibles et fortes.

6.1 Résultats des mesures spectroscopiques à 706.5 nm

Les résultats de cette partie sont également consultables, plus en détail, dans notre dernier article [72, Sec 4.3 - 4.4].

6.1.1 Spectres d'absorption décalés par effet Zeeman

Le calcul théorique des facteurs de décalage en fréquence des sous-niveaux atomiques, en présence du champ magnétique, a été étudié en détail dans le paragraphe (2.2). Cette étude théorique, comme déjà mentionnée, n'a pris en compte que les décalages en fréquence attendus en sondant les sous-niveaux directement pompés. La forme des spectres attendue pour les différents décalages a été présentée dans les tableaux du paragraphe (5.2.2), suivant les différentes combinaisons de polarisation de pompe et de sonde. Dans cette section, nous présentons quelques exemples expérimentaux de spectres d'absorption, en présence d'un champ magnétique élevé.

Le premier exemple de spectre à 706.5 nm (fig.6.1) correspond aux différents décalages en fréquence observés pour les raies *C_8 et *C_9 , pour une pompe polarisée σ réglée sur la raie C_8 de l^3He . La cellule contient un mélange isotopique d' 3He et d' 4He , de pression (respectivement) égale à $0.27 + 0.27$ mbar. Le champ magnétique longitudinal B_z appliqué est égal à 3.14 mT. Comme attendu, pour une pompe sur C_8 et une sonde sur *C_8 , toutes les deux de polarisation linéaire σ , un doublet de pics lorentziens est observé avec les facteurs de décalage égaux à $\pm\beta_8 = \pm 44.18$ MHz/mT (Tab.5.4). De même pour la sonde *C_9 , un quadruplet de pics lorentziens est observé avec les facteurs de décalage égaux à $\pm\beta_{9,3} = \pm 2.54$ MHz/mT et $\pm\beta_{9,1} = \pm 34.84$ MHz/mT (Tab.5.5). Finalement, en comparant les aires sous les courbes des composantes de *C_8 et *C_9 , nous trouvons :

$$\frac{A_{9\text{fit}}}{A_{8\text{fit}}} = 1.262 \pm 0.006 \quad (6.1)$$

ce qui est conforme à la valeur attendue, d'après le rapport des éléments de matrices de transition, $^*T_{17,4}/^*T_{17,5} = 1.246$.

Les équations d'ajustement $\mathcal{F}_8(\nu_0)$ et $\mathcal{F}_9(\nu_0)$ utilisées pour une pompe sur C_8 sont :

- Pour une pompe sur C_8 et une sonde sur *C_8 , toutes les deux de polarisation linéaire σ :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_8(\nu_0) = A_{8\text{fit}} [& \mathcal{L}_{W8\text{fit}}(\nu_0 - ^*\nu_8 + \delta_{8\text{fit}} + \beta_8 B_z) \\ & + \mathcal{L}_{W8\text{fit}}(\nu_0 - ^*\nu_8 + \delta_{8\text{fit}} - \beta_8 B_z)] / 2. \end{aligned} \quad (6.2)$$

avec la fonction normalisée $\mathcal{L}_{W8\text{fit}}$ (voir paragraphe 5.14) et $\delta_{8\text{fit}} = 17$ MHz, un offset de la fréquence par ajustement.

- Pour une pompe sur C_8 et une sonde sur *C_9 , toutes les deux de polarisation linéaire σ :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_9(\nu_0) = A_{9\text{fit}} [& 3\mathcal{L}_{W9\text{fit}}(\nu_0 - ^*\nu_9 + \delta_{9\text{fit}} + \beta_{9,3} B_z) \\ & + 3\mathcal{L}_{W9\text{fit}}(\nu_0 - ^*\nu_9 + \delta_{9\text{fit}} - \beta_{9,3} B_z) \\ & + \mathcal{L}_{W9\text{fit}}(\nu_0 - ^*\nu_9 + \delta_{9\text{fit}} + \beta_{9,1} B_z) \\ & + \mathcal{L}_{W9\text{fit}}(\nu_0 - ^*\nu_9 + \delta_{9\text{fit}} - \beta_{9,1} B_z)] / 8. \end{aligned} \quad (6.3)$$

avec $\delta_{9\text{fit}} = 124$ MHz, un offset de la fréquence par ajustement.

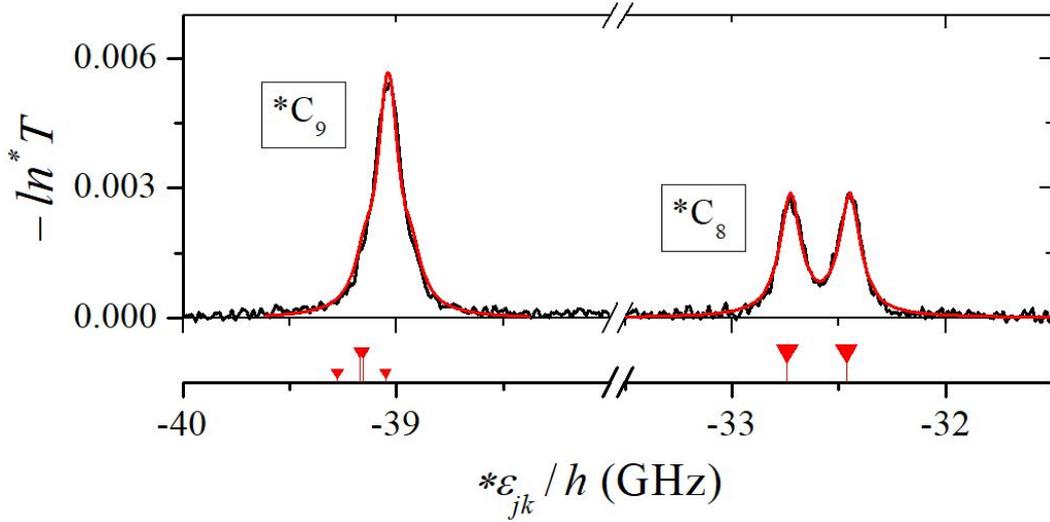


FIGURE 6.1 – Spectres de double résonance optique affichant les décalages en fréquences des raies *C_8 et *C_9 , par effet Zeeman. La pompe polarisée σ est réglée sur la raie C_8 (avec $I = 55 \text{ mW/cm}^2$) avec $B_z = 3.14 \text{ mT}$. La cellule est un mélange isotopique de pression égale à $0.27 + 0.27 \text{ mbar d}^3\text{He} + {}^4\text{He}$. Les traces noires sont les données expérimentales de l'absorbance et les traces rouges sont les ajustements par une somme de plusieurs lorentziennes (2 lorentziennes pour *C_8 et 4 pour *C_9). Les barres sous les spectres indiquent les positions de fréquence calculées, pondérées par les éléments de matrice de transition des composantes de *C_8 et *C_9 . La largeur lorentzienne du spectre de *C_8 est égale à $119 \pm 2 \text{ MHz}$ et celle de *C_9 est égale à $115 \pm 2 \text{ MHz}$

Le deuxième exemple (Fig.6.2) correspond aux spectres observés pour la raie *D_0 de polarisation σ , pour une pompe accordée sur la raie D_0 de l' ${}^4\text{He}$ et polarisée σ . La cellule de mesure contient de l' ${}^4\text{He}$ pur à une pression égale à 0.133 mbar soumise à un champ magnétique longitudinal $B_z = B_{\text{0fit}} \text{ mT}$. Comme attendu, pour un pompage D_0 et une sonde *D_0 en polarisation linéaire σ , un quadruplet de pics lorentziens est observé avec des facteurs de décalage égaux à $\pm\beta_{0l} = \pm 70.91 \text{ MHz/mT}$, $\pm\beta_{0s} = \pm 14.91 \text{ MHz/mT}$ (Tab.5.1).

Pour une pompe sur D_0 et une sonde sur *D_0 , toutes les deux de polarisation linéaire σ , l'équation d'ajustement $\mathcal{F}_0(\nu_0)$ utilisée est :

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_0(\nu_0) = & A_{\text{0fit}} \left[\mathcal{L}_{W_{\text{0fit}}} \left(\nu_0 - {}^*\nu_0^{(4)} + \delta_{\text{0fit}} + \beta_{0l} B_{\text{0fit}} \right) \right. \\ & + \mathcal{L}_{W_{\text{0fit}}} \left(\nu_0 - {}^*\nu_0^{(4)} + \delta_{\text{0fit}} - \beta_{0l} B_{\text{0fit}} \right) \\ & + \mathcal{L}_{W_{\text{0fit}}} \left(\nu_0 - {}^*\nu_0^{(4)} + \delta_{\text{0fit}} + \beta_{0s} B_{\text{0fit}} \right) \\ & \left. + \mathcal{L}_{W_{\text{0fit}}} \left(\nu_0 - {}^*\nu_0^{(4)} + \delta_{\text{0fit}} - \beta_{0s} B_{\text{0fit}} \right) \right] / 4. \end{aligned} \quad (6.4)$$

avec $\delta_{\text{0fit}} = -138 \text{ MHz}$, un offset de la fréquence par ajustement.

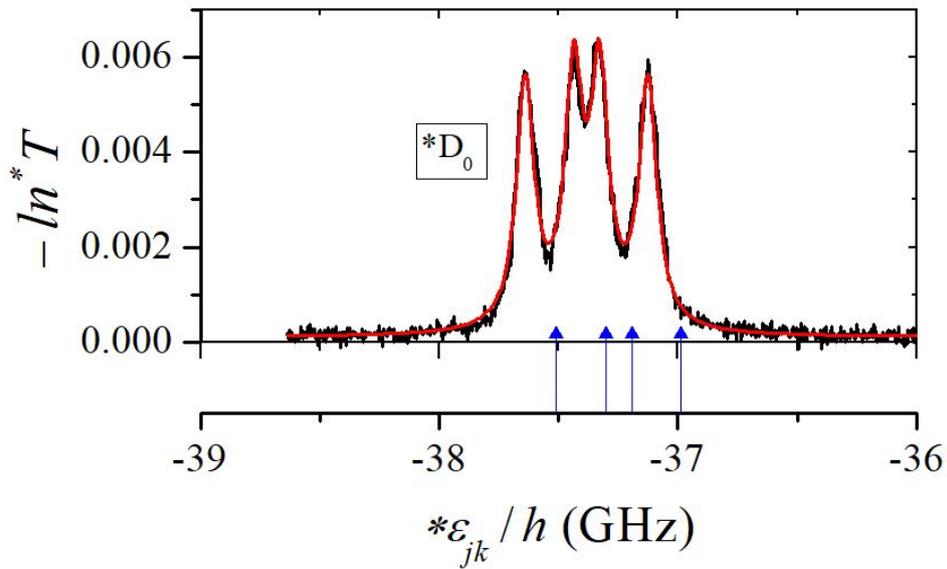


FIGURE 6.2 – Spectres de double résonance optique affichant les décalages en fréquence de la sonde polarisée σ sur la raie de *D_0 , par effet Zeeman. La pompe polarisée σ est accordée sur la raie D_0 (avec $I = 55 \text{ mW/cm}^2$) et $B_z = 3.68 \text{ mT}$. La cellule est de pression égale à $0.133 \text{ mbar d}'^4\text{He}$. Les traces noires sont les données expérimentales de l'absorbance dans l'hélium, les traces rouge sont les ajustements lorentziens. Les barres sous les spectres indiquent les positions calculées avec les éléments de matrice de transition des composantes de *D_0 . La largeur lorentzienne du spectre de *D_0 est égale à $90 \pm 1 \text{ MHz}$

Ces ajustements, en accord avec les écarts en fréquence attendus, constituent une base pour des analyses fiables des spectres d'absorption observés dans les différents champs magnétiques appliqués.

6.1.2 Mesures de spectroscopie laser dans les mélanges isotopiques

Des séries de balayages répétés sur la transition $2^3P_0 - 3^3S$ (fig. 6.3) ont été effectuées dans des cellules de mélanges isotopiques. La fréquence de la pompe a été verrouillée sur la raie C_8 de l' ^3He (ou la raie D_0 de l' ^4He) afin de vérifier les positions spectrales atomiques des raies (*C_8 et *C_9 ou *D_0) des deux isotopes de l'hélium et leurs décalages isotopiques.

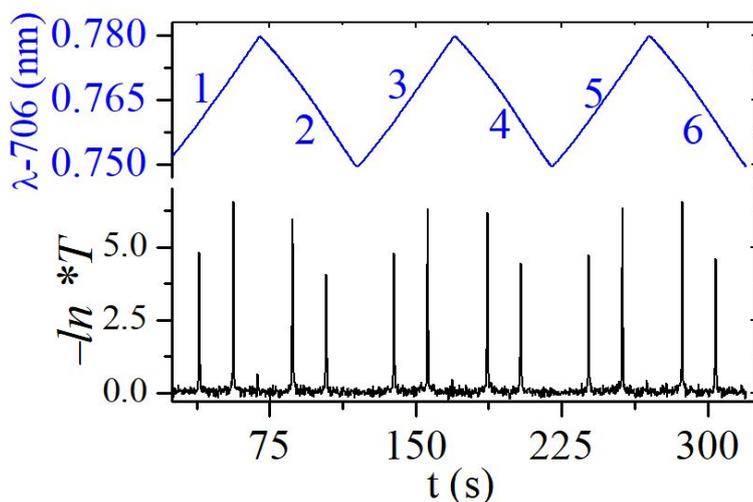


FIGURE 6.3 – Enregistrement comprenant six balayages du laser sonde, autour des raies *C_8 et *C_9 , en présence d'un pompage C_8 dans l' ^3He . Chaque période de balayage est numérotée et servira comme repère d'abscisse dans la figure 6.4.

Les mesures ont été réalisées en champ magnétique nul, pour éviter les décalages en fréquence dus à l'effet Zeeman. Puisque le faisceau d'absorption saturée servant pour le réglage de fréquence à 1083 nm est polarisé circulairement, la fréquence de la pompe serait sinon peu décalée, pour un champ B_z non nul appliqué. Les trois composantes du champ terrestre ont été soigneusement compensées pour obtenir, en particulier $|B_z| < 2 \mu\text{T}$, ce qui correspond à un décalage de fréquence, inférieur à 0.1 MHz (ce qui est négligeable, compte tenu de la précision de nos mesures). Pour chaque enregistrement de balayage, les raies d'absorption ont été ajustées en utilisant des profils lorentziens permettant de déterminer les fréquences centrales d'ajustement, les largeurs des raies avec les incertitudes statistiques associées.

La figure (6.4) présente le résultat des ajustements effectués sur les données de la figure (6.3) et sur trois autres enregistrements effectués le même jour. Elle permet d'apprécier la variation de fréquence centrale observée, d'un balayage à un autre.

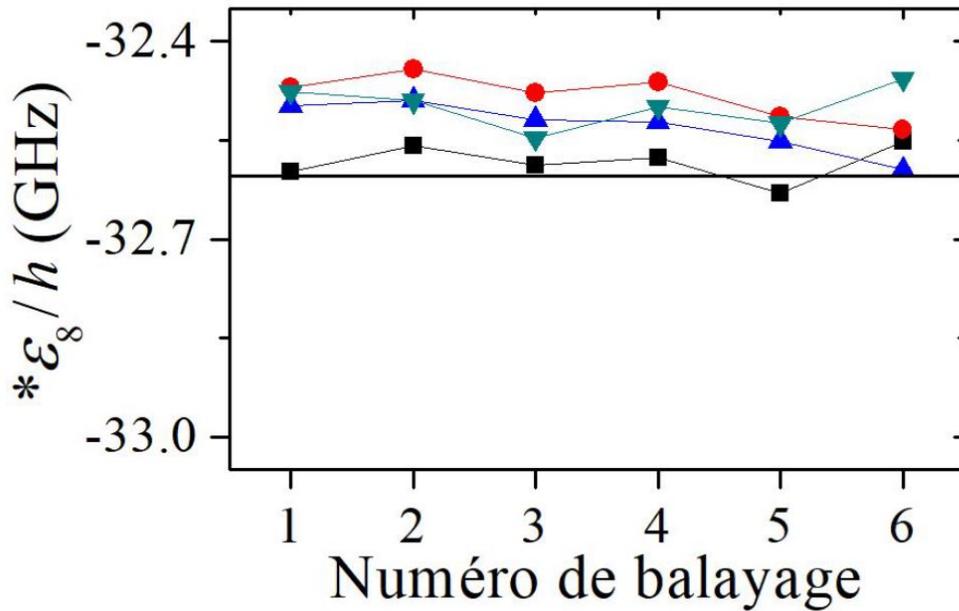


FIGURE 6.4 – Fréquences correspondant à la transition *C_8 déduites à partir des fonctions d’ajustement lorentziennes. Ces points correspondent aux données de la figure (6.3) et à celles enregistrées le même jour sur une cellule de mélange isotopique de 0.27 mbar d ${}^3\text{He}$ + 0.27 mbar d ${}^4\text{He}$.

Pour les graphes de la figure (6.5), les résultats correspondent à 29 enregistrements réalisés sur quatre jours différents, en utilisant deux cellules de mélanges isotopiques différentes : une cellule à 0.27 + 0.27 mbar d ${}^3\text{He}$ + ${}^4\text{He}$ pour les mesures des deux premiers jours (1 et 2) et une cellule de 0.13 + 0.4 mbar pour les mesures des deux derniers jours (3 et 4), faites une semaine plus tard. La pompe a été accordée sur la raie C_8 pour 17 enregistrements (Figs. 6.5a et b) ou sur D_0 pour 12 enregistrements (Fig.6.5c). Dans tous ces graphes, les symboles pleins et leurs barres d’erreur représentent les moyennes et les écarts types des valeurs obtenues par ajustement dans chaque enregistrement. Par exemple, les quatre points représentés au 2^{ème} jour dans la figure (6.5a) correspondent chacun à la moyenne d’un enregistrement des quatre tracés dans la figure (6.4).

La moyenne de l’ensemble de toutes les valeurs est représentée sur chaque graphique par une ligne droite horizontale pleine, de couleur similaire à la couleur des points. D’autre part, les droites horizontales pointillées correspondent aux valeurs calculées dans le tableau (A.2).

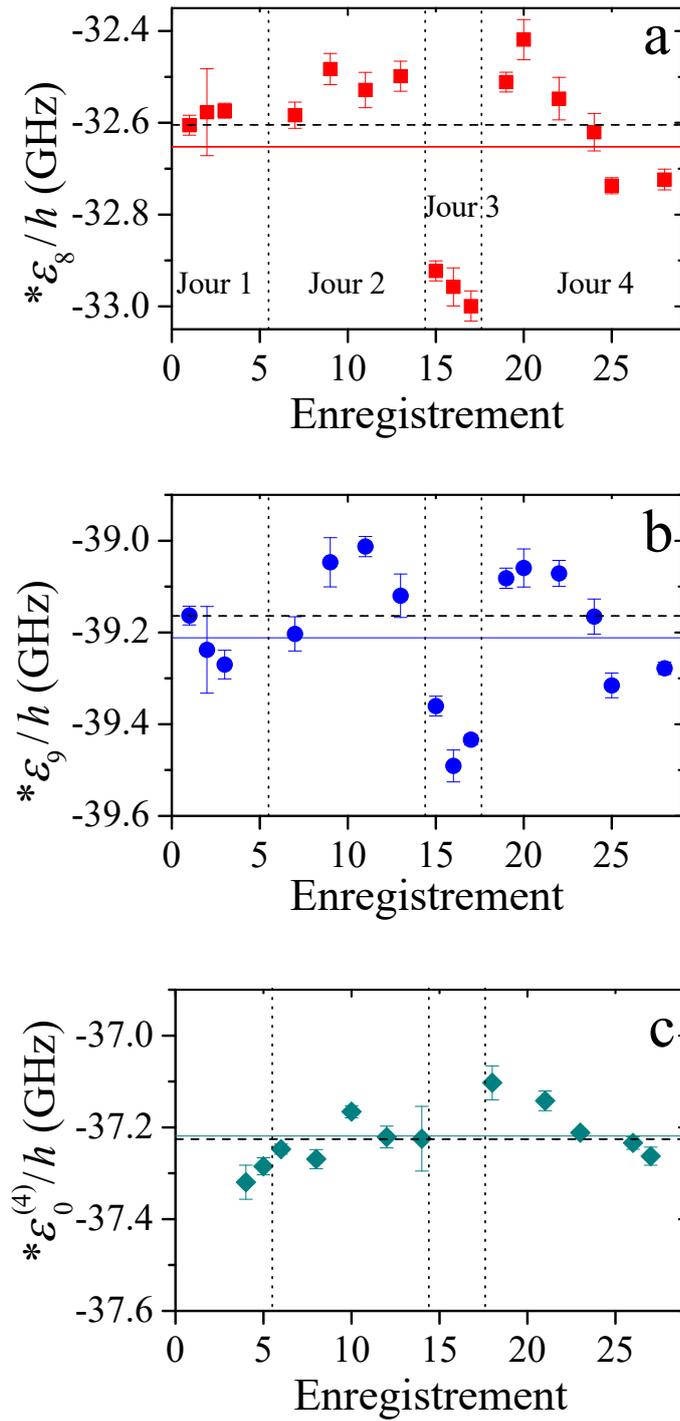


FIGURE 6.5 – Mesures des positions centrales (en unité de fréquence) des spectres de la sonde *C_8 (a) et *C_9 (b) pour un pompage C_8 et de la sonde *D_0 (c) pour un pompage D_0 . Chaque valeur correspond à la moyenne de données d'un même enregistrement. Elles sont tracées en fonction du numéro d'enregistrement, pour un ensemble de mesures étalées sur 4 jours et pour différentes pressions de mélange isotopique (voir texte). Les lignes pleines sont les moyennes arithmétiques de toutes les données alors que les lignes pointillées sont les valeurs calculées indiquées dans le tableau (A.2).

Pour la mesure de la structure hyperfine de l' ^3He , la figure (6.6) représente les différences en fréquence centrale entre chaque ajustement de raies *C_8 et *C_9 , dans les figures (6.5a et b). Les écarts-types d'enregistrement (les barres d'erreur) et la dispersion des moyennes sont plus réduits par rapport à ceux des mesures de fréquence absolue (Fig.6.5a et b), mais les erreurs liées aux imprécisions d'enregistrement du lambdamètre (paragraphe 4.8), dépendant de la fréquence du laser, ne sont pas éliminées.

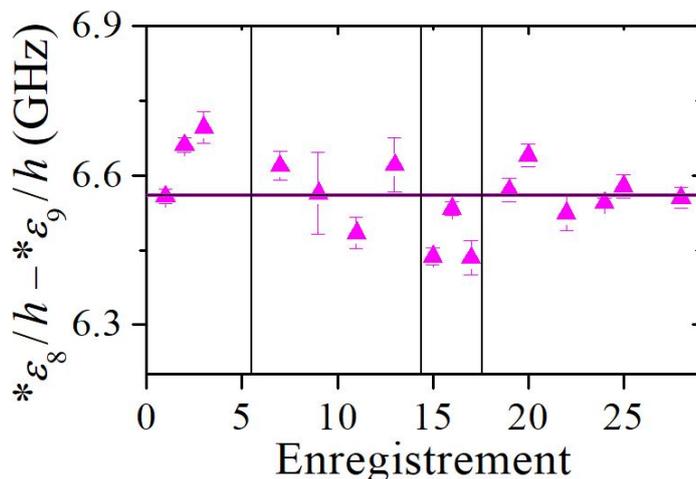


FIGURE 6.6 – Mesure de la structure hyperfine de la transition $2^3P_0 - 3^3S$ déterminée à partir des différences entre les fréquences centrales des raies *C_8 et *C_9 (Fig.6.5 a et b)

Ci-dessous, nous présentons les statistiques des enregistrements compilés pour les trois raies sondées dans les figures (6.5). Les colonnes 2 à 4 correspondent aux valeurs en MHz des différences entre les moyennes des fréquences d'ajustement et les valeurs calculées, l'écart type et l'erreur standard des fréquences centrales d'ajustement. La dernière colonne représente le nombre d'analyses (balayages) utilisées pour aboutir à ces moyennes. La dernière ligne contient les données pour les mesures de structure hyperfine de la transition $2^3P - 3^3S$ dans l' ^3He (Fig. 6.6).

Raie de la sonde	av.-th. (MHz)	SD (MHz)	SE (MHz)	N
*C_8	-38.1	177	18.5	92
*C_9	-39.7	144	15	92
*D_0	2.0	63.6	7.5	72
$^*C_9 - ^*C_8$	1.6	76.5	8	92

TABLEAU 6.1 – Statistiques des enregistrements compilés pour les trois raies sondées, à partir des figures (6.5) et (6.6).

Malgré ces erreurs rendant cet instrument inadapté aux mesures de spectroscopie précises, les valeurs trouvées pour la structure hyperfine dans l'état 3^3S de l' ^3He et pour le décalage isotopique de la transition à 706.5 nm sont en bon accord avec les attentes théoriques. Cependant, l'obtention de résultats avec des précisions ne dépassant pas les erreurs statistiques (de l'ordre de 1 MHz) en un seul balayage, nécessitera l'utilisation d'un instrument de mesure

de longueur d'onde plus précis afin de résoudre le problème de l'écart de 0.55 MHz entre les différentes valeurs du décalage isotopique publiées (Eqs. A.7 et A.8).

6.1.3 Effets de l'intensité de la pompe et de la pression du gaz

L'influence de l'intensité lumineuse de la pompe sur les signaux d'absorption de la sonde a été étudiée dans plusieurs conditions de composition et de pression faible à modérée du gaz de l'hélium, de polarisation et de fréquence de la lumière de pompe. La figure (6.7) affiche les données obtenues dans différentes cellules, pour une lumière de pompe polarisée π . Elles sont tracées en fonction des intensités moyennes de pompe, calculées en supposant une décroissance exponentielle de l'intensité le long du trajet de la pompe (Appendice C). Une large gamme de valeurs a été obtenue pour une fréquence de pompe fixe réglée par la technique d'absorption saturée. Les aires dans la fig. (6.7a) ont été généralement obtenues à partir des paramètres d'ajustement des fonctions appropriées choisies (paragraphe 5.2.1) et été vérifiées avec celles obtenues par intégration numérique chaque fois que les formes spectrales et le rapport signal sur bruit le permettaient.

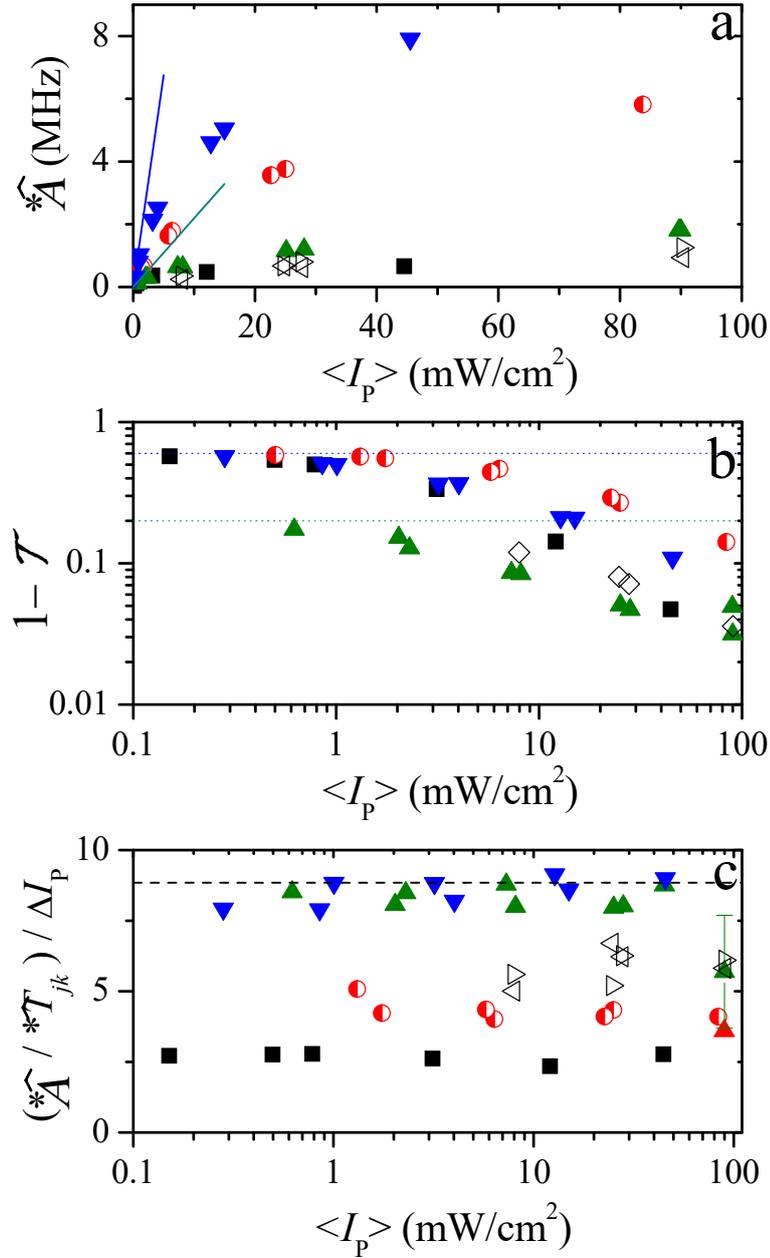


FIGURE 6.7 – Série de données tracées en fonction des intensités de pompe moyennes, pour différentes pressions, compositions du gaz et raies de pompage avec : pour 1^4He à 0.13 mbar (\blacktriangle : D_1 , \blacktriangledown : D_0) et pour 1^4He à 1 mbar (\blacksquare : D_0); pour 1^3He à 0.4 mbar (pompe à C_8 , \blacktriangleright : sonde $*C_8$, \blacktriangleleft : sonde $*C_9$); pour 1^4He à 0.4 mbar + 1^3He à 0.13 mbar (\bullet : D_0). Graphique a) Aires sous les courbes des pics d'absorption étroits correspondant aux niveaux de l'état 2^3P directement pompés. Les traits pleins sont les aires calculées pour une pompe faible dans la cellule 0.13 mbar (Eq.5.31). b) Fraction absorbée de l'intensité de la pompe (\diamond : ^3He à 0.4 mbar). Les lignes pointillées correspondent aux valeurs de \mathcal{T}_0 de la transmittance attendue dans la cellule 0.13 mbar pour une très faible intensité I_p de la pompe. c) Rapports mesurant les fractions d'atomes restants dans les sous-niveaux et de classes de vitesse directement pompées (Eq.5.28). La ligne pointillée est la valeur du préfacteur introduit dans l'équation (5.29). Le choix des échelles linéaires ou logarithmiques a été fait pour la clarté de la présentation des figures.

Il est intéressant de noter que la diminution de l'absorption (fig.6.7b) en fonction de $\langle I_P \rangle$ est plus rapide pour l' ^4He pur (tous les symboles pleins), dans lequel de l'alignement est produit par une lumière de pompe polarisée π . Cet effet de pompage optique, réducteur de l'absorption, est efficacement entravé par des collisions d'échange de métabilité dans l' ^3He ou dans des mélanges isotopiques. Dans l' ^4He pur, une solution pour éviter les effets du pompage optique repose sur l'utilisation de poids égaux des trois composantes de polarisation de la pompe qui diminue l'absorption à forte valeur de échelle de $\langle I_P \rangle$.

La figure (6.7c) combine les données des aires sous les courbes mesurées qui apparaissent dans la Fig.(6.7a) et celles des différences d'intensité de pompe mesurées ΔI_P (entre l'entrée et la sortie de la cellule, en tenant compte des forces d'oscillateur de chaque raie) comme suggéré par l'Eq.(5.28). Pour les absorptions les plus faibles à ΔI_P élevée, la précision sur ΔI_P n'était pas assez fiable en raison de l'interférence importante de la décharge RF (voir l'erreur pour ΔI_P élevée sur la Fig.6.7c). Compte tenu de ces erreurs, les rapports calculés s'avèrent relativement indépendants de l'intensité de la pompe pour chaque mesure, comme prévu. De plus, leurs valeurs sont cohérentes avec ce qui est attendu à partir de l'Eq.(5.28), avec une fraction \mathcal{R} d'atomes proche de 1 à 0.13 mbar et décroissante avec l'augmentation de la pression et des taux de collision. Des études détaillées des effets du pompage optique dans l'état 2^3S et de leurs conséquences sur les populations totales dans l'état 2^3P pourraient être impliquées par des mesures d'absorption par la pompe. Mais les mesures d'absorption de la sonde donnent une précision plus élevée, en particulier dans les gaz à basse pression. Des informations supplémentaires sont accessibles lorsque les formes et largeurs de lignes sont analysées, en plus des aires sous les courbes.

D'autre part, un écart systématique des deux côtés des raies d'absorption à 706.5 nm, inexpliqué jusqu'à présent par rapport à la forme du profil lorentzien attendu, a été observé dans l'analyse des spectres d'absorption à 706.5 nm dans des cellules à basse pression. Ci-dessous, un exemple de spectre d'absorption à 706.5 nm est représenté dans la figure (6.8) pour une combinaison de pompe sur D_0 et de sonde sur *D_0 de polarisation linéaire π dans une cellule de pression égale à 0.133 mbar. Bien qu'aucun décalage en fréquence par effet Zeeman n'est attendu, l'ajustement par une lorentzienne n'est pas parfaitement satisfaisant et un écart significatif avec l'ajustement est observé. Malgré cet écart (de part et d'autre de la raie), l'ajustement par rapport à la forme de raie ajustée permet de tirer une largeur à mi-hauteur plutôt correcte (fig. 6.8, traces rouges). Notons que pour les analyses des modèles de redistribution collisionnelle, nous intéressons qu'aux aires sous les courbes pour lesquelles l'aire ajustée correspond à celle qui est obtenue par intégration numérique (sous Origin). Des investigations supplémentaires sont nécessaires avant qu'une étude complète des largeurs des spectres d'absorption puisse être publiée.

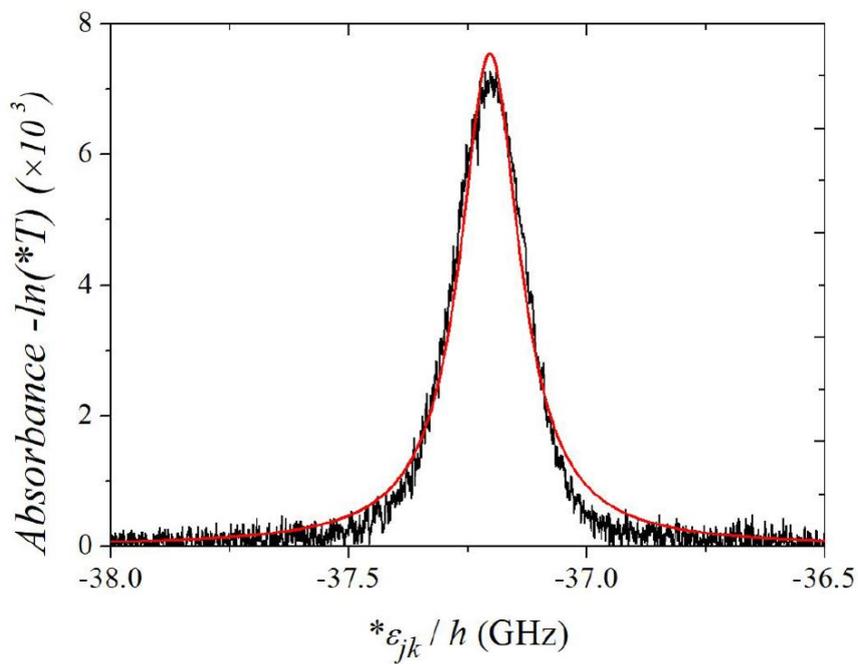


FIGURE 6.8 – Exemple d’ajustement du spectre de la sonde $*D_0$ de polarisation π par une fonction de profil lorentzien. La pompe est réglée sur D_0 de polarisation π dans une cellule de pression égale à 0.133 mbar. Un écart de part et d’autre du spectre d’absorption à 706.5 nm par rapport à la forme du profil lorentzien attendu (en rouge) est observé.

Pour cela, une simple comparaison de la variation de la largeur lorentzienne observée à 706.5 nm de la sonde de la raie directement pompée est présentée dans la fig.(6.9), en fonction de l'intensité de la pompe et de la pression du gaz. Cette étude comprend des cellules d' ^4He pur et de mélanges isotopiques, ainsi nous définissons deux pressions effectives suivant la sonde choisie et l'isotope à observer.

Pressions effectives Π_3 et Π_4

Pour une pression et une température fixes, le taux de collisions dans un gaz d' ^3He ou d' ^4He pur est :

$$\Gamma_{33} = N\bar{v}_{33}\sigma \quad ; \quad \Gamma_{44} = N\bar{v}_{44}\sigma \quad (6.5)$$

avec N la densité d'atomes dans ce gaz, σ la section efficace de collision, \bar{v}_{33} et \bar{v}_{44} les vitesses moyennes relatives des atomes d' ^3He ou d' ^4He . Le rapport Γ_{33}/Γ_{44} est égal au rapport des vitesses moyennes relatives de chaque isotope, tel que :

$$\frac{\Gamma_{33}}{\Gamma_{44}} = \frac{\bar{v}_{33}}{\bar{v}_{44}} = \sqrt{\frac{4}{3}} \quad (6.6)$$

Dans un mélange isotopique, une différente approche est employée puisqu'il peut y avoir des collisions entre isotopes différents. Nous définissons deux pressions effectives, suivant l'isotope choisi à observer. Cette pression effective $\Pi_{3,4}$ correspondant à un mélange est celle qui donnerait le même taux de collision dans un gaz pur. Par exemple, en sondant les atomes d' ^4He dans un mélange, le rapport de taux de collision de densité d'atomes égale est :

$$\Gamma_{4,x_3}/\Gamma_{44} = \frac{N_4\bar{v}_{44}\sigma + N_3\bar{v}_{34}\sigma}{N_t\bar{v}_{44}\sigma} = (1 - x_3) + \sqrt{\frac{7}{6}}x_3 \quad (6.7)$$

avec $x_3 = p_3/(p_3 + p_4)$ d'après la loi des gaz parfaits (N est proportionnelle à p). La pression effective Π_4 dans un mélange isotopique est alors égale à :

$$\Pi_4 = p_4 + p_3\sqrt{\frac{7}{6}} \quad (6.8)$$

En sondant les atomes d' ^3He dans un mélange, le rapport de taux de collisions est égal à :

$$\Gamma_{3,x_3}/\Gamma_{44} = \frac{N_3\bar{v}_{33}\sigma + N_4\bar{v}_{34}\sigma}{N_t\bar{v}_{44}\sigma} = x_3\sqrt{\frac{4}{3}} + (1 - x_3)\sqrt{\frac{7}{6}} \quad (6.9)$$

La pression effective Π_3 dans un mélange isotopique est alors égale à :

$$\Pi_3 = p_4\sqrt{\frac{7}{6}} + p_3\sqrt{\frac{4}{3}} \quad (6.10)$$

Une compilation systématique des données spectrales obtenues dans nos expériences a été réalisée. La figure (6.9) montre une comparaison des largeurs lorentziennes de la raie de $^*\text{D}_0$ d'une part (fig.6.9a) et de $^*\text{C}_{8,9}$ d'autre part (fig.6.9b) en fonction de la pression effective Π_4 ou Π_3 (mbar) du gaz d'hélium pour différentes intensités de pompe.

Une augmentation globale des largeurs de raie avec la pression du gaz et une lente augmentation avec l'intensité de la pompe ont été observées. Indépendamment de l'intensité de la pompe, la largeur lorentzienne attendue pour les spectres d'absorption à 706.5 nm comprend la somme des élargissements radiatifs (6.92 MHz) (voir parag. 3.2.3), à l'élargissement collisionnel des transitions $2^3\text{S} - 2^3\text{P}$ et $2^3\text{P} - 3^3\text{S}$ (52 à 61 MHz/mbar, l'incertitude venant de la dispersion des données publiées pour les sections efficaces [59]) et aux largeurs des deux lasers

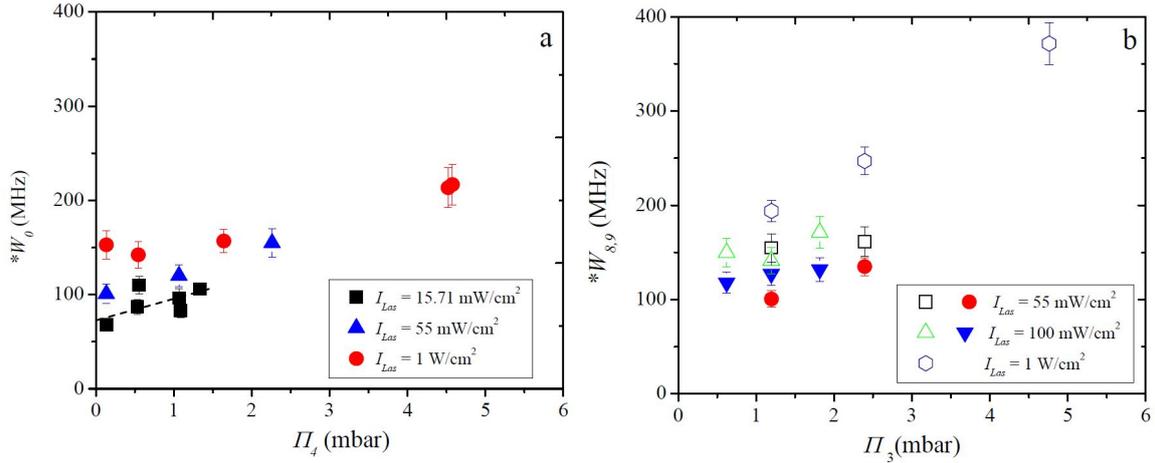


FIGURE 6.9 – Comparaison des largeurs lorentziennes $*W_0$ du spectre de $*D_0$ (a) et du spectre de $*C_{89}$ (b) en fonction de la pression du gaz d'hélium pour différentes intensités de pompe (voir la légende). Les symboles creux dans (b) correspondent aux largeurs lorentziennes $*W_8$ et les symboles pleins pour les largeurs lorentziennes $*W_9$. Les pressions effectives sont calculées en utilisant les équations (6.8 et 6.10)

de la pompe et de la sonde (3 MHz de largeur chacun). En ajoutant toutes ces contributions, la largeur attendue est de l'ordre de 22 MHz pour une cellule à 0.13 mbar par exemple. D'après la figure (6.9), les largeurs lorentziennes observées sont plus grandes que les largeurs lorentziennes attendues, à une faible intensité de pompe. Par exemple, la valeur de la largeur lorentzienne extrapolée linéaire à $\Pi_4 = 0$ mbar pour la plus faible intensité ($I_{\text{las}} = 15.71$ mW/cm², carrés noirs) est égale à 72 MHz. D'autre part, la pente de cette extrapolation linéaire égale à 23 MHz/mbar est plus petite que l'élargissement collisionnel attendu (entre 52 et 61 MHz/mbar). Des modèles de pompage optique dédiés sont nécessaires pour établir un lien quantitatif entre l'intensité de la pompe et l'élargissement des profils de vitesse dans les états 2^3S et 2^3P , qui peuvent expliquer la différence entre les largeurs calculées et les largeurs expérimentales obtenues.

Tableau des différentes mesures de pompe-sonde effectuées sur des cellules d'hélium pur et de mélanges isotopiques

Dans le tableau (6.2), nous présentons toutes les mesures de pompe-sonde effectuées sur des cellules d' ^4He pur et des cellules de mélange isotopique. Pour les cellules d' ^4He , les séquences comprennent une série d'enregistrements de pompe accordée successivement sur les raies D_0 , D_1 et D_2 de polarisation linéaire π , σ ou isotrope (uniquement pour la cellule à très basse pression). Les sondes sont balayées sur toute la transition $2^3P - 3^3S$ à 706.5 nm incluant les spectres de *D_0 , *D_1 et *D_2 pour les deux polarisations de la sonde horizontale et verticale (voir paragraphe 4.9). Pour les cellules de mélange isotopique, les trois raies de pompe accordées les plus utilisées sont D_0 de l' ^4He , C_8 et C_{34} de l' ^3He avec des polarisations de pompe π ou σ . De même, les sondes sont balayées sur tout le spectre atomique de l' ^4He et de l' ^3He . Une partie de ces mesures a été exploitée dans les modèles de redistribution collisionnelle dans la section qui suit surtout celles dans les cellules d'hélium pur, une autre partie des mesures existantes reste à être exploitée, prochainement, avec des modèles de redistribution collisionnelle prenant en compte les collisions entre isotopes.

Pression (mbar)		Pompe	Polar. de pompe	Sonde	Polar. de sonde
^4He	^3He				
0.133	0	D_0, D_1, D_2	π σ Isotrope	$^*D_{012}$	π et σ π et σ H et V
1.06	0	D_0, D_1, D_2	π σ	$^*D_{012}$	π et σ π et σ
1.33	0	D_0, D_1, D_2	π σ	$^*D_{012}$	π et σ π et σ
0.26	0.26	D_0, C_8, C_{34}	π σ	$^*D_{012} + ^*C_{19}$	π et σ π et σ
0.4	0.13	D_0	π σ	$^*D_{012} + ^*C_{19}$	π et σ π et σ
0.8	0.26	D_0, C_8, C_{34}	π σ	$^*D_{012} + ^*C_{19}$	π et σ π et σ
1.6	0.53	D_0, C_8, C_{34}	π σ	$^*D_{012} + ^*C_{19}$	π et σ π et σ
0.53	1.06	D_0, C_{34}	π σ	$^*D_{012} + ^*C_{19}$	π et σ π et σ
3.87	0.4	D_0, C_8, C_{34}	π σ	$^*D_{012} + ^*C_{19}$	π et σ π et σ
3.2	1.06	D_0, C_8, C_{34}	π σ	$^*D_{012} + ^*C_{19}$	π et σ π et σ

TABLEAU 6.2 – Tableau des différentes mesures de pompe-sonde effectuées sur des cellules d'hélium pur et mélanges isotopiques. Notations utilisées : C_{34} : C_3 et C_4 ; $^*C_{19}$: *C_1 à *C_9 ; $^*D_{012}$: *D_0 , *D_1 et *D_2 .

6.2 Transfert collisionnel : exploitation des aires totales et comparaison aux modèles simples

Afin de vérifier les modèles de redistribution collisionnelle présentés dans le chapitre 3, nous avons procédé dans notre étude à des mesures expérimentales sur chaque raie atomique de la transition $2^3S - 2^3P$ dans l^4He . Une série de mesures avec différentes polarisations de pompe et de sonde a été effectuée. Les trois cellules d' l^4He pur utilisées ont une pression égale à 0.13, 1.06 et 1.33 mbar et le gaz est excité par une décharge de fréquence plus élevée (de l'ordre de 20 - 22 MHz). De plus, des mesures ont été effectuées sur trois cellules de mélange isotopique de pression égale à 0.4 mbar d' l^4He + 0.13 mbar d' l^3He , 0.26 mbar d' l^4He + 0.26 mbar d' l^3He et 3.86 mbar d' l^4He + 0.4 mbar d' l^3He . Dans ce cas, la pompe a été uniquement accordée sur la raie D_0 . Pour toute cette étude, l'intensité de pompe est de l'ordre de 55 mW/cm². Une polarisation isotrope linéaire de pompe (avec $B = 0.16$ mT) a été uniquement effectuée sur la cellule à 0.13 mbar pour favoriser le peuplement de l'état 2^3P , ainsi l'amplitude des signaux d'absorption à 706.5 nm. Pour les autres cellules, des pompes π et σ sont simultanément effectués avec un champ relativement faible, entre 0.03 et 0.06 mT afin de limiter les décalages par effet Zeeman.

6.2.1 Mesure du transfert collisionnel de populations dans le niveau $J = 1$ de l^4He

Dans l^4He , pour un champ magnétique assez faible et une polarisation linéaire π , la transition à la longueur d'onde 1083 nm entre les sous-niveaux Y_2 et Z_7 est de probabilité nulle [42]. Cette assertion peut être vérifiée dans notre montage expérimental en déterminant la population du sous-niveau Z_7 dans une cellule à basse pression, afin de limiter les collisions changeant de niveau /sous-niveau, à partir de deux enregistrements de sonde successives, sur une cellule d' l^4He à basse pression (0.13 mbar par exemple) :

- avec la pompe accordée sur D_1 , de polarisation π et la sonde de polarisation σ (Fig.6.10a). Selon le tableau (5.6), $^*\Sigma_{(*D_{1,\sigma})} = \frac{3}{9} \frac{z_6 + 2z_7 + z_8}{4}$.
- avec la pompe accordée sur D_1 , de polarisation π avec la sonde de polarisation π (Fig.6.10b). Selon le tableau (5.6), $^*\Sigma_{(*D_{1,\pi})} = \frac{3}{9} \frac{z_6 + z_8}{2}$.

Par une combinaison appropriée des deux mesures d'aires correspondantes, nous déterminons le rapport de populations recherché :

$$\frac{2^*\Sigma_{(*D_{1,\sigma})} - ^*\Sigma_{(*D_{1,\pi})}}{2^*\Sigma_{(*D_{1,\sigma})} + ^*\Sigma_{(*D_{1,\pi})}} = \frac{z_7}{z_6 + z_7 + z_8} \quad (6.11)$$

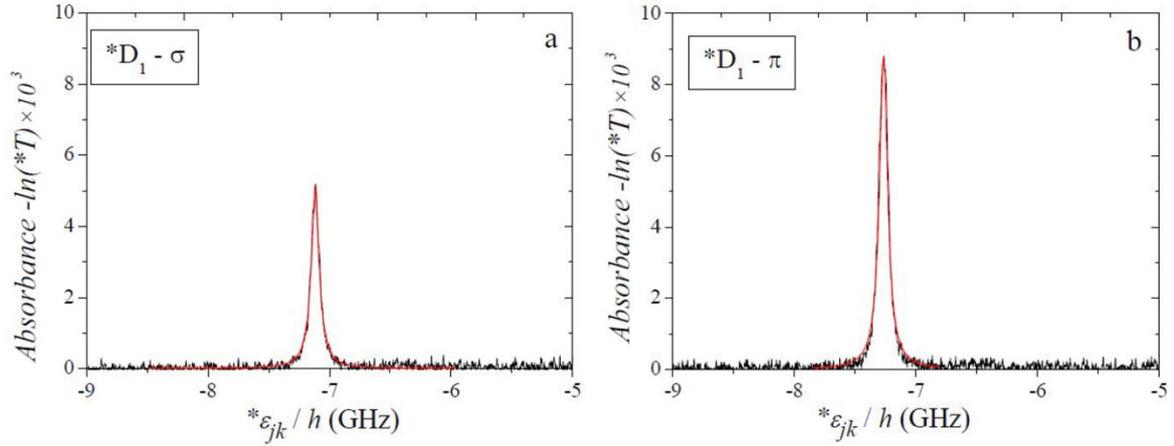


FIGURE 6.10 – Spectres d’absorption à 706.5 nm pour une pompe accordée sur la raie D_1 de polarisation π , avec la sonde sur $*D_{12}$ de polarisation σ (a) et π (b) dans une cellule de pression égale à 0.13 mbar d’ ^4He . En rouge, l’ajustement des deux spectres par une fonction lorentzienne.

Une fois les aires sous les courbes des deux spectres déterminées (parag.5.2), le rapport de populations de l’Eq.(6.11) peut être calculé. Dans nos conditions expérimentales, ce rapport donne une valeur égale à $0.0059 \pm 0.003 \simeq 0$ pour les données de la figure (6.10). On en déduit que la prédiction dans [42] que la probabilité de la transition $Y_2 \rightarrow Z_7$ dans l’ ^4He est nulle, est effectivement vérifiée.

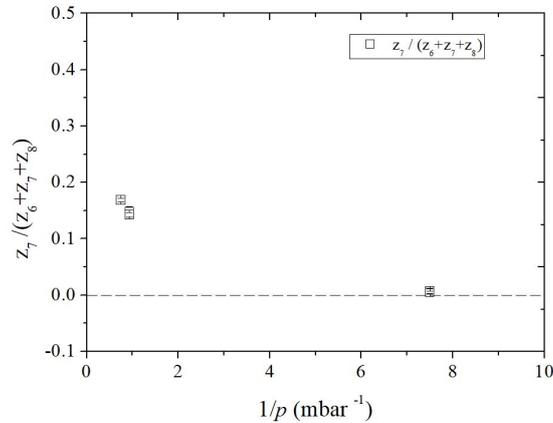


FIGURE 6.11 – Variation du rapport $z_7 / (z_6 + z_7 + z_8)$ en fonction de $1/p$ pour une pompe réglée sur D_1 de polarisation π . Les trois pressions des cellules d’ ^4He pur représentées sont égales à 0.133, 1.06 et 1.33 mbar.

Pour des pressions plus élevées (pour les cellules d’ ^4He de pression égale à 1.06 et 1.33 mbar), le rapport de population $z_7 / (z_6 + z_7 + z_8)$ augmente jusqu’à 0.15 suite aux collisions de changement de sous-niveau vers Z_7 . A partir de cette mesure, nous arrivons à mesurer le transfert collisionnel de populations vers le sous-niveau Z_7 non peuplé.

6.2.2 Analyse et discussion du modèle à un taux unique de transfert par collisions

Dans ce premier modèle détaillé dans le paragraphe (3.4.1), seules les pseudo-populations totales dans chaque sous-niveau J sont évaluées, indépendamment du changement de vitesse qui peut y avoir lieu et un taux de collisions unique pour tous les transferts est utilisé. Pour le cas simple du pompage effectué sur la raie D_0 , seul le niveau $J = 0$ est peuplé quelle que soit la polarisation de la pompe. Nous utilisons des rapports d'aires pondérés pour tracer les valeurs de $R - 1$ en fonction de $1/\Pi_4$ (avec Π_4 la pression effective), en échelles logarithmiques dans la figure (6.12) pour toutes les polarisations de pompe possibles. Ces rapports sont remplacés par des coefficients $R_{JJ'}$, des indices référant aux aires qui correspondent aux niveaux J et J' en question (par exemple $R_{01} : 3A_0/A_1$ et $R_{02} : 5A_0/A_2$ pour une pompe réglée sur D_0). En particulier, la troisième expression de $R_{03} : 8A_0/(A_2 + A_1)$ de l'Eq.(3.32), simple conséquence des deux premières, est celle choisie pour être évaluée et interprétée dans ce modèle pour deux raisons. La première est qu'elle correspond au rapport d'aires publié par Schearer dans [37] (D_0/D_3 selon ses notations). L'autre raison est que l'évaluation de l'aire totale $A_2 + A_1$ n'implique pas d'hypothèses appropriées concernant la forme des raies des composantes de *D_2 et *D_1 mal résolues. La droite rouge de la Fig.(6.12) représente la valeur calculée à $1/\gamma_{\text{mix}}$ de la section efficace de transfert ($\sigma_{\text{tot}} = 68 \text{ \AA}^2$) de [37], en utilisant la relation entre le taux de collision et la pression qui s'écrit :

$$1/\gamma_{\text{mix}} = s/p \text{ avec } s = 8p/(N\sigma_{\text{tot}}v_{\text{rel}}\tau). \quad (6.12)$$

où $\tau = 1.05 \times 10^{-7} \text{ s}$ [37], $N/p = 3.219 \text{ cm}^{-3}/\text{Torr}$ à 300K. Cette conversion est utilisée pour tracer les valeurs expérimentales.

En incluant les facteurs de dégénérescence $g_J = 2J + 1$, le rapport entre l'aire sous les courbes des niveaux 2^3P_1 et 2^3P_2 non pompés donne une valeur indépendante de γ_{mix} telle que :

$$5A_1/3A_2 = 1. \quad (6.13)$$

Les rapports d'aires R_{01} , R_{02} et R_{03} sont tracés en fonction de la pression effective déduite de l'Eq.(6.8).

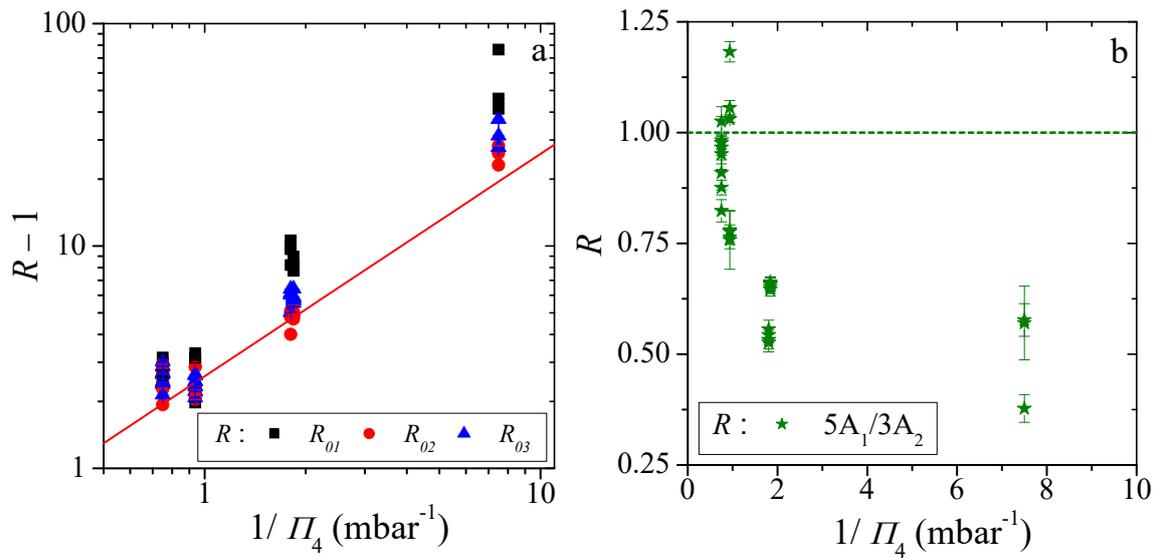


FIGURE 6.12 – Test du modèle à taux unique de transfert pour un pompage sur D_0 : a) Variation des valeurs de $R - 1$ (Eq.3.32) en fonction de $1/\Pi_4$ en échelles logarithmiques pour un pompage sur D_0 . Les \blacksquare représentent le rapport R_{01} ($= 3A_0/A_1$), \bullet le rapport R_{02} ($= 5A_0/A_2$) et \blacktriangle le rapport R_{03} ($= 8A_0/(A_1 + A_2)$). La droite linéaire (rouge) est la pente s ($=1.95$) correspondante à la valeur attendue pour la section efficace de transfert de [37] dans le cas de l' ^4He (Eq.6.12). Les étoiles vertes \star du graphique (b) représentent le rapport $R = 5A_1/3A_2$ de l'Eq.(6.13), qui doit être égal à 1.

Lorsque le laser de pompe est accordé sur la raie D_1 comme discuté dans le parag.(3.4.1), les équations d'évolution des populations dépendent de la polarisation de la pompe choisie. Ci-dessous, les rapports d'aires pour les polarisations linéaires de pompe isotrope, π et σ sont représentés pour les différentes polarisations de sonde dans la figure (6.13). Pour une polarisation isotrope de pompe, les trois sous-niveaux du niveau $J = 1$ sont équi-peuplés. Le coefficient $R - 1$ est ainsi tracé en fonction de f_R/Π_4 , avec f_R égal à $1/3$ quelle que soit la polarisation de la sonde (Eq.3.33). Lorsque la pompe est de polarisation π , seuls les deux sous-niveaux Z_6 et Z_8 sont également peuplés, puisque la transition $Y_2 - Z_7$ est interdite. Le coefficient $R - 1$ est ainsi tracé en fonction de f_R/Π_4 avec f_R égal à $1/2$ (sonde π) et $1/4$ (sonde σ) (Eq.3.36). Finalement, lorsque la pompe est de polarisation σ , le cas simple d'un pompage fort saturant permet de considérer un alignement complet entre les 3 sous-niveaux du niveau $J = 1$, avec un sous-niveau Z_7 surpeuplé. Le coefficient $R - 1$ est ainsi tracé en fonction de f_R/Π_4 avec f_R égal à 0 (sonde π) et $1/2$ (sonde σ). En incluant les facteurs de dégénérescence $g_J = 2J + 1$, le rapport entre l'aire sous les courbes des niveaux 2^3P_0 et 2^3P_2 non pompés donne une valeur indépendante de γ_{mix} , telle que :

$$5A_0/A_2 = 1. \quad (6.14)$$

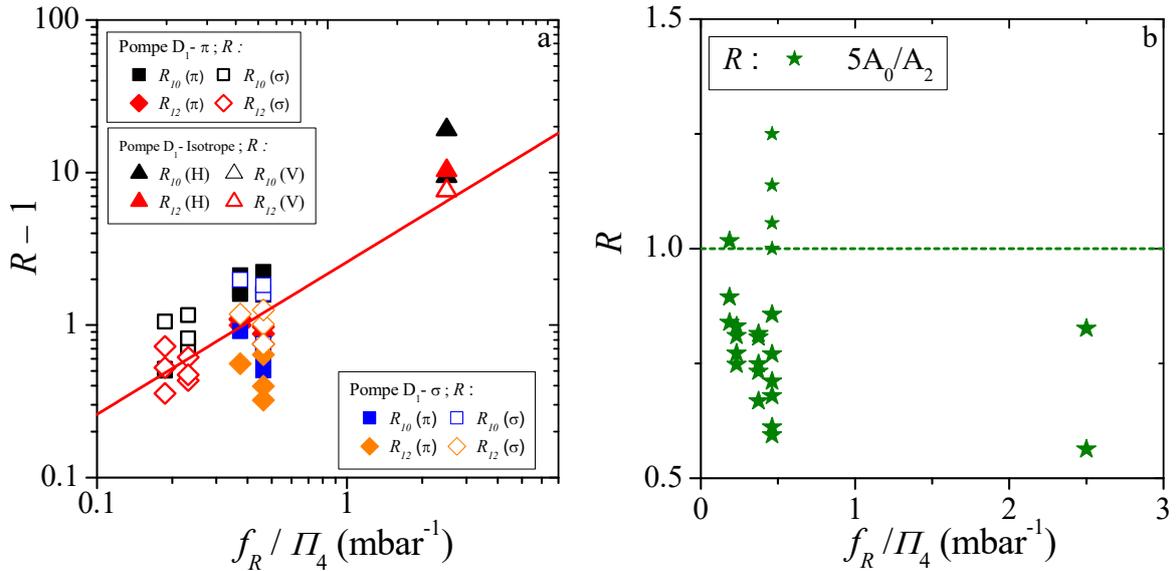


FIGURE 6.13 – Test du modèle à taux unique de transfert pour un pompage sur D_1 : a) Valeurs de $R - 1$ déduites de l'Eq.(3.34) tracées en fonction de f_R/Π_4 pour un pompage accordé sur la raie D_1 de polarisation linéaire isotrope, π et σ avec les différentes polarisations de sonde. R_{10} représente le rapport d'aire de $A_1/3A_0$ et R_{12} le rapport d'aire de $5A_1/3A_2$. b) Variation du rapport $5A_0/A_2$ qui doit être égal à 1 et correspondant au rapport d'aires des niveaux non pompés ($J = 0$ et 2).

Lorsque le laser de pompe est accordé sur la raie D₂, les valeurs de $R - 1$ sont tracées en fonction de f_R/Π_4 dans la fig.(6.14a) dans la limite d'un pompage fort avec un alignement complet dans l'état 2^3S , sauf pour la cellule à basse pression. Aucune prédiction est faite pour les configurations de pompe et de sonde à polarisation linéaire isotrope, d'où la plage des valeurs de f_R des polarisations pures représente les barres d'erreur de f_R pour une telle polarisation. En incluant les facteurs de dégénérescence $g_J = 2J + 1$, le rapport entre l'aire sous les courbes des niveaux 2^3P_0 et 2^3P_1 non pompés donne une valeur indépendante de γ_{mix} , telle que :

$$3A_0/A_1 = 1. \quad (6.15)$$

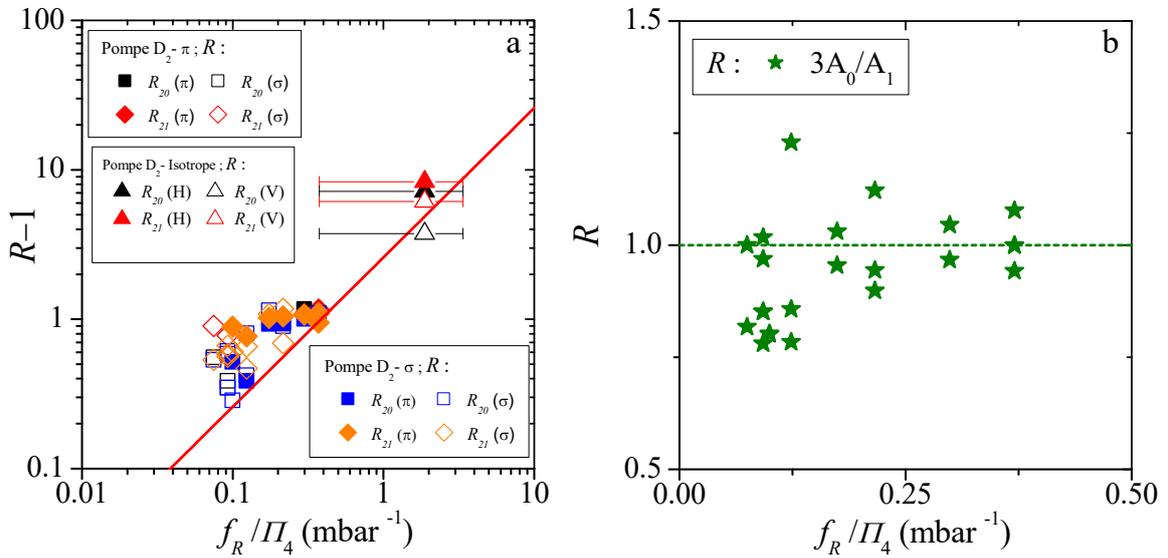


FIGURE 6.14 – Test du modèle à taux unique de transfert pour un pompage sur D₂ : a) Valeurs de $R - 1$ déduites de l'Eq.(3.39) tracées en fonction de f_R/Π_4 pour un pompage accordé sur la raie D₂ de polarisation linéaire isotrope, π et σ avec les différentes polarisations de sonde. R_{20} représente le rapport d'aire de $A_2/5A_0$ et R_{21} le rapport d'aire de $3A_2/5A_1$. La droite rouge est la ligne déduite de la section efficace de [37]. b) Variation du rapport $3A_0/A_1$ qui être égal à 1 et correspondant au rapport d'aires des niveaux non pompés ($J = 0$ et 1).

Discussion du modèle à un taux unique de transfert par collisions

A ce stade, nous évaluons et discutons ce premier modèle qui repose sur un taux de collisions unique pour tout transfert entre les niveaux de l'état 2^3P . Sur la figure (6.12a) représentant les résultats obtenus lorsque la pompe est réglée sur la raie D_0 , les différents rapports d'aires, convenablement pondérées, à différentes pressions, ne vérifient pas parfaitement l'équation (3.32) où tous les rapports devraient être égaux. Leur variation en fonction de la pression a un comportement non linéaire. Mais ces rapports, en particulier R_{03} sont de l'ordre de grandeur des valeurs attendues de [37] représentées par la droite en rouge. D'autre part, pour le rapport dans l'Eq.(6.13) entre les populations des sous-niveaux non pompés, les valeurs de $5A_1/3A_2$ s'écartent significativement de 1, surtout à basse pression (fig.6.12b), ce qui est corrélé à la grande dispersion des autres rapports d'aires. A partir de cette figure, nous pouvons déduire que pour une pompe réglée sur D_0 , le transfert de $J = 0$ vers $J = 2$ est plus important que le transfert de $J = 0$ vers $J = 1$.

Dans la deuxième série de mesures expérimentales, lorsque le laser de pompe est accordé sur la raie D_1 (fig.6.13), les données des différentes mesures affichent une dispersion entre les valeurs des coefficients R_{12} et R_{10} . En moyenne, ces rapports sont cohérents avec la section efficace de transfert donnée par [37] représenté par la droite rouge. Pour une pompe et une sonde de polarisation σ , les valeurs de $R - 1$ sont très proches de celles de la pompe et de la sonde de polarisation π , comme attendu, puisque les valeurs de leurs coefficients f_R sont identiques. Pour les autres polarisations de sonde, les valeurs de $R - 1$ sont systématiquement plus faibles, comme prévu d'après leurs valeurs de f_R . Mais les résultats pour une pompe de polarisation σ et une sonde de polarisation π doivent être nuls, pour un état 2^3S totalement aligné ($f_R = 0$), contradictoire aux résultats obtenus. D'autre part, pour le rapport dans l'Eq.(6.14) entre les populations des sous-niveaux non pompés, les valeurs de $5A_0/A_2$ s'écartent significativement de 1, surtout à basse pression, ce qui est corrélé à la grande dispersion des autres rapports d'aires. Cela tend à confirmer que pour une pompe réglée sur D_1 , le transfert de $J = 1$ vers $J = 2$ est plus important que le transfert de $J = 0$ vers $J = 1$.

Finalement, lorsque le laser de pompe est accordé sur D_2 (fig.6.14), les données des différentes mesures sur les cellules de pression moyenne pour le pompage de polarisation σ ou π affichent une grande dispersion entre les valeurs des coefficients R_{21} et R_{20} , contradictoire à ce qui est attendu d'après l'Eq.(3.39). Pour le pompage de polarisation isotrope, la même dispersion de valeurs a aussi lieu. En comparant les valeurs de $3A_0/A_1$, les observations semblent indiquer que le transfert de $J = 2$ vers $J = 1$ ou 0 n'est pas trop différent.

Suite aux comparaisons effectuées ci-dessus pour toutes les combinaisons de polarisation de la pompe et de la sonde sur les différentes raies, les données expérimentales affichent une dispersion significatif par rapport aux attentes. Nous concluons que ce modèle à un taux de transfert unique ne rend pas compte des données expérimentales.

Ce modèle de redistribution collisionnelle a donc besoin d'être développé. Un modèle plus avancé, avec plusieurs taux de transfert par collisions, est présenté et discuté dans le paragraphe (6.2.3) qui suit où nous pouvons tester aussi des prédictions théoriques sur les taux de transfert entre niveaux J déjà publiés dans la littérature [36].

6.2.3 Analyse et discussion du modèle avec plusieurs taux de transfert par collisions

Dans ce modèle, les changements et les distributions de vitesse des atomes dans l'état 2^3P ne sont aussi pas prises en compte. Pour un transfert d'un niveau J à un autre niveau J' dans l'état 2^3P , nous avons considéré 3 taux de collisions γ_{01}, γ_{02} et γ_{12} pour le transfert entre les niveaux J de l'état 2^3P et deux taux de collisions γ_{11} et γ_{22} pour les transferts entre les sous-niveaux m_J d'un même niveau $J = 1$ ou 2 . Notons que ces taux de collisions sont des taux réduits, proportionnels à la pression. Nous procédons à une comparaison entre les résultats de mesures expérimentales convenablement combinées et les résultats numériques du modèle à plusieurs taux de transfert par collisions (paragraphe 3.4.2). Pour présenter les résultats de cette section, nous comparons les données correspondant à un ou plusieurs sous-niveaux pompés à celles d'un ou plusieurs sous-niveaux non pompés. Nous représentons ainsi le rapport $R - 1$ et $Z - 1$ en fonction de l'inverse de la pression ($1/\Pi_4$), puisqu'une variation linéaire est attendue. Notons que l'échelle de $1/\Pi_4$ en abscisse (inférieure) utilisée pour tracer les données expérimentales est liée à l'échelle du taux $\tau_{02} = 1/\gamma_{02}$ (supérieure) en utilisant la section efficace mesurée dans [37](Eq.6.12), telle que $s/\Pi_4 = K_0/\gamma_{02}$, avec K_0 est la limite haute pression de l'équation (3.67). Comme indiqué dans [36], nous avons supposé que le transfert de populations entre le niveau $J = 0$ et $J = 1$, ou inversement, est interdit ($k_{01} = k'_{01} = 0$) et que le transfert de $J = 1$ à $J = 2$ ou inversement est ou bien deux fois plus grand que le transfert entre $J = 0$ et $J = 2$ ($k_{12} = 2$, fig.6.15), ou deux fois plus petit ($k_{12} = 0.5$, fig.6.16) à cause de la contradiction de cette information dans l'article même [36]. Après avoir contacter l'équipe de Vrinceanu, la valeur correcte est pour $\gamma_{12} = 2\gamma_{02}$, mais nous gardons dans ce qui suit la comparaison des résultats en tenant en compte les deux hypothèses.

Pompage sur D_0

Nous considérons en premier le cas simple du pompage optique sur la raie D_0 de polarisation arbitraire peuplant uniquement le sous-niveau Z_9 . Les figures (6.15 et 6.16) affichent les variations des rapports d'aires expérimentales, convenablement combinées et les rapports de populations théoriques (Eqs.3.62 à 3.65, fig.3.5). Pour toute polarisation de pompe réglée sur D_0 , les combinaisons de populations pondérées par les ${}^*T_{jk}^{(4)}$ convenables pour les trois sondes ${}^*D_0, {}^*D_1$ et *D_2 donnent (tableau 5.6) :

$${}^*\Sigma_{{}^*D_0} = \frac{1}{9} z_9 \quad ; \quad {}^*\Sigma_{{}^*D_1} = \frac{3}{9} z_6 \quad ; \quad {}^*\Sigma_{{}^*D_2} = \frac{5}{9} z_1. \quad (6.16)$$

en considérant que les populations des sous-niveaux Z_j non pompés sont égales dans chaque niveau J ($z_6 = z_7 = z_8$ et $z_1 = \dots = z_5$).

Ainsi les rapports d'aire $R - 1$ avec $R_{01} : 3A_0/A_1$, $R_{02} : 5A_0/A_2$ et $R_{03} : 8A_0/(A_1 + A_2)$ dans le cas du pompage sur D_0 sont respectivement comparés aux rapports de populations théoriques $Z_{ab} - 1$ avec Z_{ab} respectivement égal à z_9/z_6 , z_9/z_1 et $8z_9/(3z_6+5z_1)$. Les deux prédictions possibles de k_{12} sont présentés ($k_{12} = 0.2$ dans la fig.6.15a ou $k_{12} = 0.5$ dans la fig.6.15b).

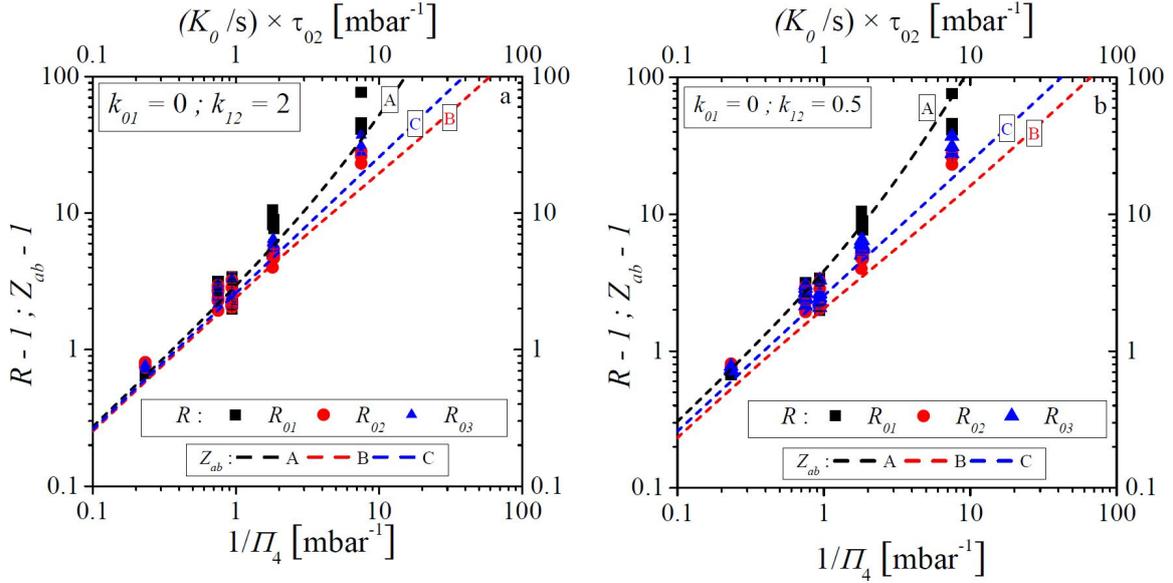


FIGURE 6.15 – a) Variation des rapports de populations $Z_{ab} - 1$ (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients $R - 1$ (avec R les rapports d'aires pondérées, symboles pleins) en fonction de $1/\Pi_4$ pour un pompage sur D_0 pour $k_{01} = 0$ et $k_{12} = 2$ (a) ou $k_{12} = 0.5$ (b). Les \blacksquare représentent le rapport R_{01} , les \bullet le rapport R_{02} et les \blacktriangle le rapport R_{03} . Pour $k_{12} = 2$, $K_0 = 1.6375$ (Eq.3.67).

Nous remarquons qu'à basse pression, les rapports de populations dépendent des valeurs de taux de collisions dans le modèle. A haute pression, les rapports de populations convergent vers une même valeur. Finalement, il y a une tendance similaire entre les rapports de populations expérimentaux et théoriques. D'autre part, le rapport d'aires des sous-niveaux non pompés $5A_1/3A_2$, convenablement pondérées est comparé au rapport de z_6/z_1 pour $k_{12} = 2$ (fig.6.16a) ou $k_{12} = 0.5$ (fig.6.16b). Ce modèle reproduit la variation du rapport de populations des niveaux non pompés.

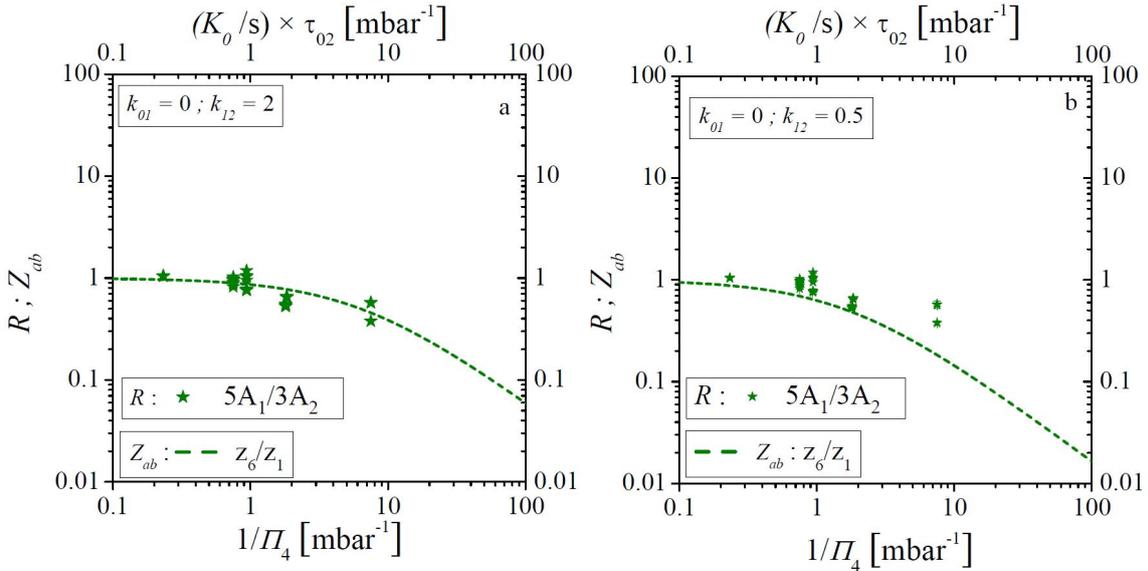


FIGURE 6.16 – Variation du rapport d'aires de $5A_1/3A_2$ (\star) correspondant aux sous-niveaux non pompés $J = 1$ et 2 en fonction de $1/\Pi_4$ et le rapport de population z_6/z_1 pour $k_{01} = 0$ et $k_{12} = 2$ (a) ou $k_{12} = 0.5$ (b).

Pompage sur D_1

Polarisation linéaire isotrope

Lorsque la pompe est accordée sur la raie D_1 avec une polarisation isotrope, les 3 sous-niveaux Z_6 , Z_7 et Z_8 , sont équi-peuplés ($z_6 = z_7 = z_8$). Le système d'évolution des populations est présenté dans les équations (3.70) à (3.73). La résolution analytique ou numérique de l'ensemble des équations d'évolution des populations est similaire à celle du cas du pompage sur D_0 , en changeant juste les populations impliquées (fig.3.7). Comme mentionné au début de cette section, le pompage de polarisation isotrope a été uniquement effectué sur une cellule d' ^4He à basse pression (0.133 mbar). Pour un laser de pompe accordé sur la raie D_0 ou sur D_1 , la variation des rapports de populations théoriques et des rapports d'aires expérimentales est représentée sur la figure (6.17), pour les deux cas où $k_{12} = 2$ (a) ou 0.5 (b) (avec $k_{12} = \gamma_{12}/\gamma_{02}$). Les mêmes combinaisons de populations pondérées par la sonde pour une pompe sur D_0 (Eq.6.16) sont également valables pour un pompage sur D_1 lorsque la polarisation de pompe est isotrope (avec $z_1 = \dots = z_5$). Les rapports d'aire $R - 1$ avec R égal à $R_{10}(= A_1/3A_0)$ et $R_{12}(= 5A_1/3A_2)$ dans le cas du pompage sur D_1 sont comparés aux rapports de population théoriques $Z_{ab} - 1$, où Z_{ab} est respectivement égal à z_6/z_9 et z_6/z_1 (Fig.6.17a et b).

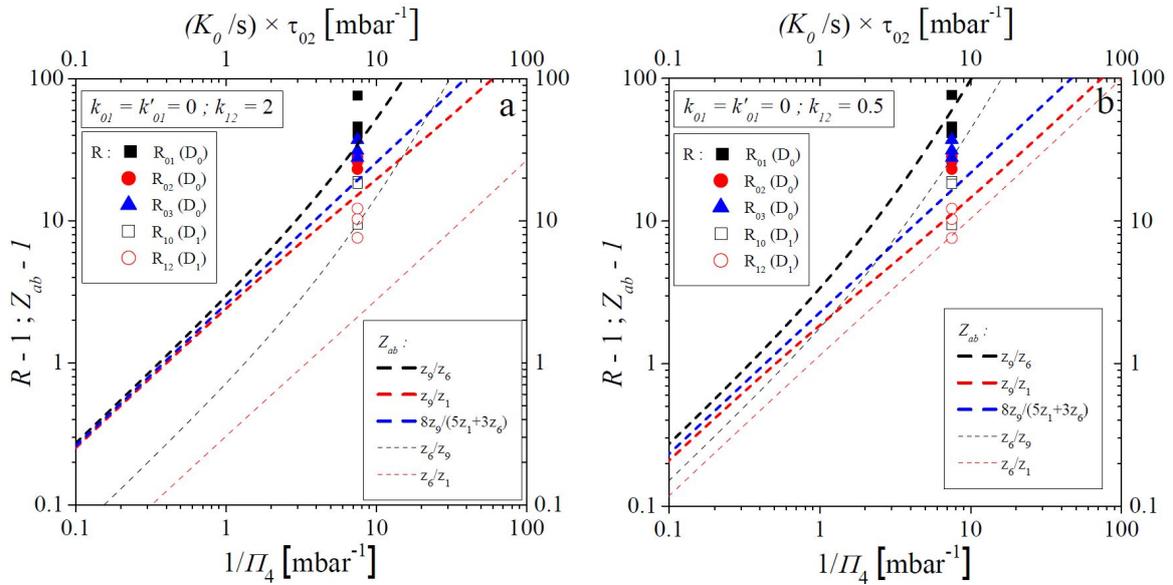


FIGURE 6.17 – Variation des rapports de populations théoriques $Z_{ab} - 1$ (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients mesurés $R - 1$ (symboles pleins et creux, voir la légende) en fonction de $1/I_4$ pour un pompage de polarisation isotrope sur D_0 et D_1 . Les symboles pleins représentent les rapports d'aires expérimentales pour un pompage sur D_0 alors que les symboles creux représentent les rapports d'aires expérimentales pour un pompage sur D_1 . En (a), k_{12} est égal à 2 et en (b) k_{12} est égal à 0.5 avec $k_{01} = k'_{01} = 0$.

D'autre part, le rapport $5A_0/A_2$ des aires est comparé au rapport de z_9/z_1 des sous-niveaux non pompés dans l'état $J = 0$ et $J = 2$ (Fig.6.18a et b).

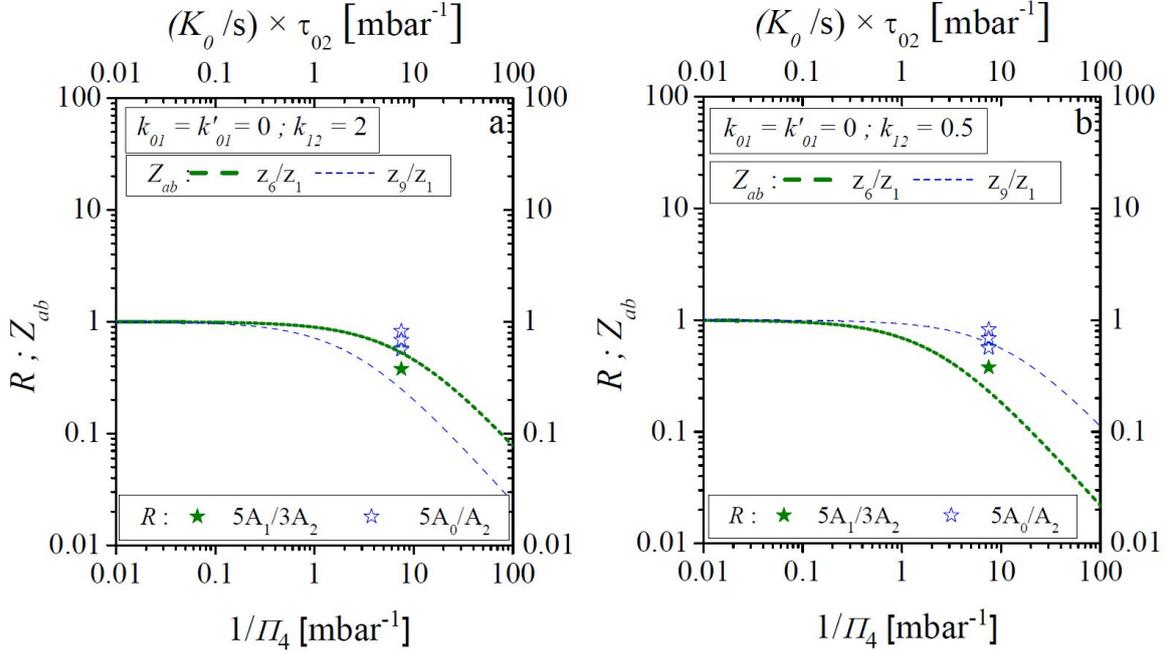


FIGURE 6.18 – Comparaison respective du rapport des populations des sous-niveaux non pompés z_6/z_1 pour un pompage réglé sur D_0 (symboles verts pleins) et z_9/z_1 pour un pompage réglé sur D_1 (symboles verts creux) aux rapports d'aires pondérés $5A_1/3A_2$ et $5A_0/A_2$ pour $k_{12} = 2$ (a) et $k_{12} = 0.5$ (b).

Polarisation linéaire π

Pour une pompe réglée sur la raie D_1 de polarisation π , les sous-niveaux Z_6 et Z_8 sont équipés telles que $z_6 = z_8$, puisque la transition $Y_2 - Z_7$ est interdite (paragraphe 6.2.1). Les combinaisons de populations pondérées par les ${}^*T_{jk}^{(4)}$ convenables pour les trois sondes ${}^*D_{0,\pi}$, ${}^*D_{1,\pi}$ et ${}^*D_{2,\pi}$ sont (tableau 5.6) :

$${}^*\Sigma_{({}^*D_{0,\pi})} = \frac{1}{9} z_9 \quad ; \quad {}^*\Sigma_{({}^*D_{1,\pi})} = \frac{3}{9} z_6 \quad ; \quad {}^*\Sigma_{({}^*D_{2,\pi})} = \frac{5}{9} z_1 \quad (6.17)$$

en considérant que $z_6 = z_8$ et $z_1 = \dots = z_5$.

Dans la figure (6.19a), les rapports d'aires $R - 1$ avec R égal à $R_{10} : A_1/3A_0$ et $R_{12} : 5A_1/3A_2$ pondérés sont respectivement comparés aux rapports de populations théoriques $Z_{ab} - 1$ avec Z_{ab} égal à z_6/z_9 et z_6/z_1 .

Pour une sonde de polarisation σ , les combinaisons de populations pondérées par les ${}^*T_{jk}^{(4)}$ convenables pour les trois sondes ${}^*D_{0,\sigma}$, ${}^*D_{1,\sigma}$ et ${}^*D_{2,\sigma}$ sont (tableau 5.6) :

$${}^*\Sigma_{({}^*D_{0,\sigma})} = \frac{1}{9} z_9 \quad ; \quad {}^*\Sigma_{({}^*D_{1,\sigma})} = \frac{3}{9} \frac{z_6 + z_7}{2} \quad ; \quad {}^*\Sigma_{({}^*D_{2,\sigma})} = \frac{5}{9} z_1 \quad (6.18)$$

Ainsi, dans la figure (6.19b) les rapports d'aires $R - 1$ avec R égal à R_{10} et R_{12} sont respectivement comparés aux rapports de populations théoriques de $(z_6 + z_7)/2z_9 - 1$ et $(z_6$

+ z_7)/ $2z_1 - 1$. Le rapport d'aire égal à $5A_0/A_2$ est comparé au rapport de populations non pompées z_9/z_1 (fig.6.20) pour les deux différents k_{12} supposés.

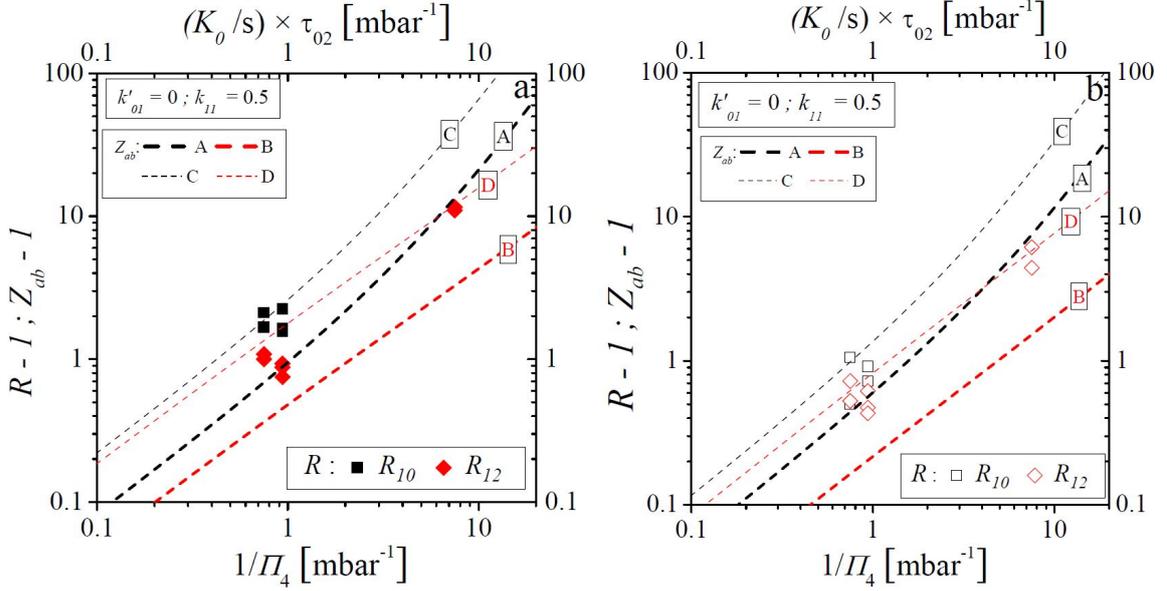


FIGURE 6.19 – Variation des rapports de populations $Z_{ab} - 1$ (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients $R - 1$ en fonction de $1/\Pi_4$ pour un pompage sur D_1 de polarisation π et une sonde de polarisation π (a) ou σ (b); Pour la figure (a), A et B sont respectivement égales à z_6/z_9 et z_6/z_1 pour $k_{12} = 2$ alors que C et D sont respectivement égales à z_6/z_9 et z_6/z_1 pour $k_{12} = 0.5$. Pour la figure (b), A et B sont respectivement égales $(z_6 + z_7)/2z_9$ et $(z_6 + z_7)/2z_1$ pour $k_{12} = 2$ alors que C et D sont respectivement égales à $(z_6 + z_7)/2z_9$ et $(z_6 + z_7)/2z_1$ pour $k_{12} = 0.5$. Les rapports d'aires sont $R_{10}(= A_1/3A_0)$ et $R_{12}(= 5A_1/3A_2)$.

D'autre part, comme discuté dans le paragraphe (6.2.1), à partir des mesures simultanées des deux sondes * D_1 de polarisation σ et π , nous arrivons par une combinaison d'aires à mesurer le transfert de population vers Z_7 vue que la transition $Y_2 - Z_7$ est interdite lorsque la pompe est accordée sur D_1 de polarisation π . Nous considérons ici les deux cas de $k_{12} = 2$ (fig.6.21a) et $k_{12} = 0.5$ (fig.6.21b) avec différentes valeurs de k_{11} .

Polarisation linéaire σ

Dans la limite d'une forte intensité de pompe réglée sur la raie D_1 de polarisation σ , seul le sous-niveau Z_7 est peuplé. Pour une sonde de polarisation π ou σ , les mêmes combinaisons de populations dans les équations (6.17 et 6.18) sont utilisées pour la comparaison des résultats expérimentaux aux attentes théoriques. Pour une sonde de polarisation σ , le rapport d'aire $R_{10}-1$ est comparé au rapport de populations de $(z_6+z_7)/2z_9-1$ et $R_{12}-1$ au rapport de $(z_6+z_7)/2z_1-1$ (fig.6.22) alors que la variation du rapport d'aires $5A_0/A_2$ et de populations des sous-niveaux non pompés de z_9/z_1 est tracée dans la figure (6.23) pour les deux polarisations de sonde. Pour une sonde de polarisation π , les rapports d'aires $3A_0/A_1$ et $5A_1/3A_2$ sont comparés aux rapports de populations non pompées z_9/z_6 et z_6/z_1 dans la figure (6.23) puisque Z_1, Z_6 et Z_9 sont des sous-niveaux non pompés directement.

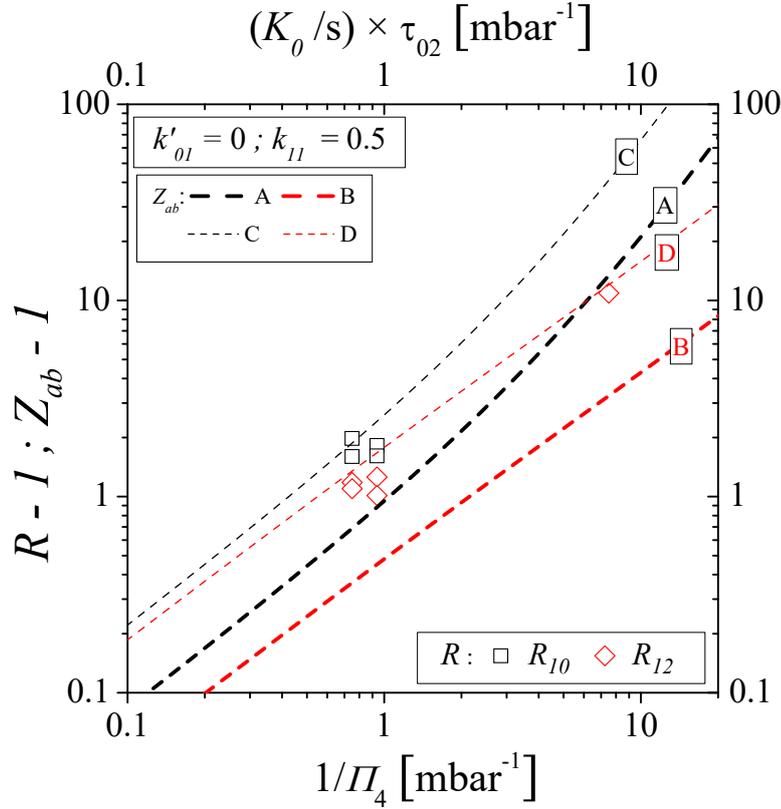


FIGURE 6.22 – Variation des rapports de populations $Z_{ab} - 1$ (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients $R - 1$ en fonction de $1/II_4$ pour un pompage sur D_1 de polarisation σ et une sonde de polarisation σ ; A et B sont respectivement égales au rapport de $(z_6 + z_7)/2z_9$ et de $(z_6 + z_7)/2z_1$ pour $k_{12} = 2$ alors que C et D sont respectivement égales au rapport de $(z_6 + z_7)/2z_9$ et de $(z_6 + z_7)/2z_1$ pour $k_{12} = 0.5$.

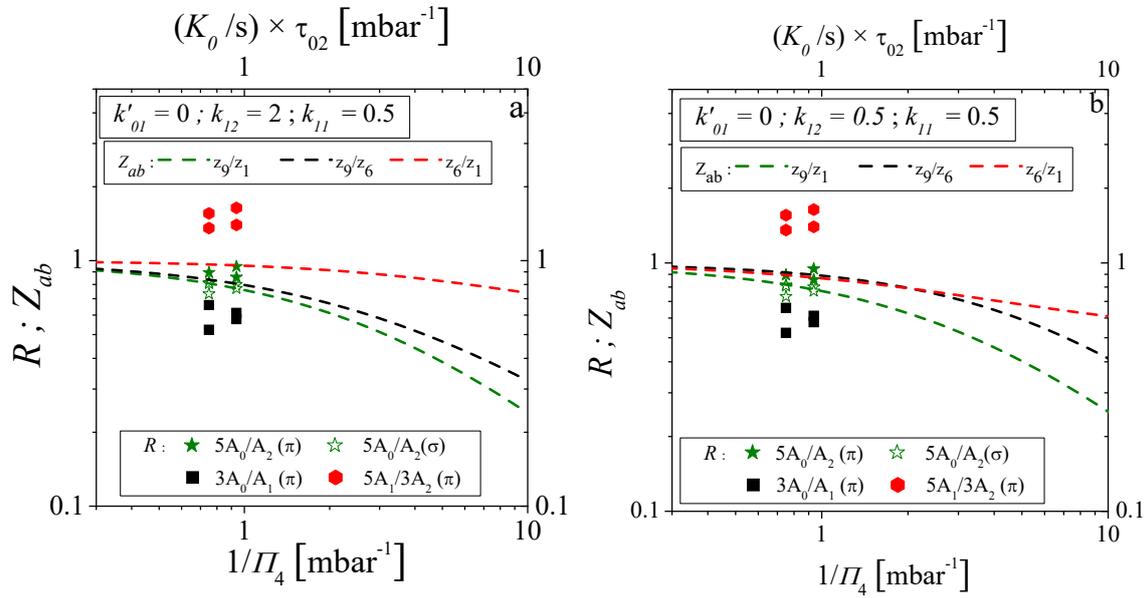


FIGURE 6.23 – Variation du rapport de populations Z_{ab} et des rapports d'aires R pondérés des sous-niveaux non pompés pour un pompage réglé sur D_1 de polarisation σ , pour les deux sondes de polarisation π et σ et pour $k'_{01} = 0$, $k_{12} = 2$ ou $k_{12} = 0.5$ et $k_{11} = 0.5$. Les rapports d'aires de $5A_0/A_2$, $3A_0/A_1$ et $5A_1/3A_2$ sont respectivement comparés aux rapports de populations de z_9/z_1 , z_9/z_6 et z_6/z_1 .

Pompage sur D_2

Polarisation linéaire π

Pour un pompage sur D_2 de polarisation π , seul le sous-niveau Z_3 est peuplé, dans la limite d'une transition de pompe saturée. Pour une sonde de polarisation π , les combinaisons de populations pondérées par les ${}^*T_{jk}^{(4)}$ convenables pour les trois sondes ${}^*D_{0,\pi}$, ${}^*D_{1,\pi}$ et ${}^*D_{2,\pi}$ sont (tableau 5.6) :

$${}^*\Sigma_{({}^*D_{0,\pi})} = \frac{1}{9} z_9 \quad ; \quad {}^*\Sigma_{({}^*D_{1,\pi})} = \frac{3}{9} z_6 \quad ; \quad {}^*\Sigma_{({}^*D_{2,\pi})} = \frac{5}{9} \frac{6z_1 + 4z_3}{10} \quad (6.19)$$

en considérant que $z_6 = z_8$ et $z_1 = \dots = z_5 \neq z_3$.

Dans la figure (6.24a), les rapports d'aires $R - 1$ avec R est égal à $R_{20}(= A_2/5A_0)$ et $R_{21}(= 3A_2/5A_1)$ pondérés sont respectivement comparés aux rapports de combinaison de populations théoriques $Z_{ab} - 1$ avec Z_{ab} égal à $(6z_1 + 4z_3)/10z_9$ et $(6z_1 + 4z_3)/10z_6$.

Pour une sonde de polarisation σ , les combinaisons de populations pondérés par les ${}^*T_{jk}^{(4)}$ convenables pour les trois sondes ${}^*D_{0,\sigma}$, ${}^*D_{1,\sigma}$ et ${}^*D_{2,\sigma}$ sont (tableau 5.6) :

$${}^*\Sigma_{({}^*D_{0,\sigma})} = \frac{1}{9} z_9 \quad ; \quad {}^*\Sigma_{({}^*D_{1,\sigma})} = \frac{3}{9} \frac{z_6 + z_7}{2} \quad ; \quad {}^*\Sigma_{({}^*D_{2,\sigma})} = \frac{5}{9} \frac{18z_1 + 2z_3}{20} \quad (6.20)$$

Ainsi, dans la figure (6.24b), les rapports d'aires $R - 1$ avec R est égal à R_{20} et R_{21} sont respectivement comparés aux rapports de population théoriques $Z_{ab} - 1$ avec Z_{ab} égal à $(18z_1 + 2z_3)/20z_9$ et $(18z_1 + 2z_3)/2z_6$.

Le rapport d'aire égal à $3A_0/A_1$ pour une sonde de polarisation σ et π est comparé au rapport de populations non pompées de z_9/z_6 (fig.6.25).

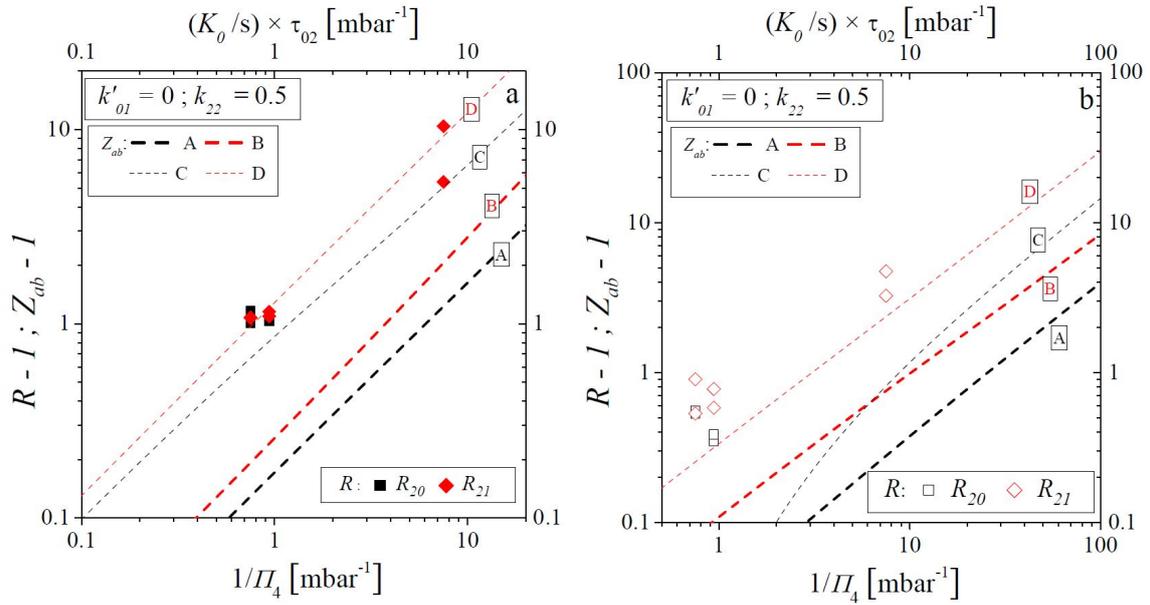


FIGURE 6.24 – Variation des rapports de populations $Z_{ab} - 1$ (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients $R - 1$ en fonction de $1/\Pi_4$ pour un pompage sur D_2 de polarisation π et une sonde de polarisation π (a) ou σ (b); Pour la figure (a), A et B sont respectivement égales au rapport $(6z_1 + 4z_3)/10z_9$ et $(6z_1 + 4z_3)/10z_6$ pour $k_{12} = 2$ alors que C et D sont respectivement égales aux rapports de $(6z_1 + 4z_3)/10z_9$ et $(6z_1 + 4z_3)/10z_6$ pour $k_{12} = 0.5$. Pour la figure (b), A et B sont respectivement égales au rapport de $(18z_1 + 2z_3)/20z_9$ et $(18z_1 + 2z_3)/2z_6$ pour $k_{12} = 2$ alors que C et D sont respectivement égales au rapport de $(18z_1 + 2z_3)/20z_9$ et $(18z_1 + 2z_3)/2z_6$ pour $k_{12} = 0.5$.

Polarisation linéaire σ

Dans la limite d'une forte intensité de pompe, pour un pompage accordé sur la raie D_2 de polarisation σ , les sous-niveaux Z_1 , Z_3 et Z_5 sont également peuplés. Pour une sonde de polarisation π , les combinaisons de populations pondérées par les $*T_{jk}^{(4)}$ convenables pour les trois sondes $*D_{0,\pi}$, $*D_{1,\pi}$ et $*D_{2,\pi}$ sont (tableau 5.6) :

$$*\Sigma_{(*D_{0,\pi})} = \frac{1}{9} z_9 \quad ; \quad *\Sigma_{(*D_{1,\pi})} = \frac{3}{9} z_6 \quad ; \quad *\Sigma_{(*D_{2,\pi})} = \frac{5}{9} \frac{6z_1 + 4z_3}{10} \quad (6.21)$$

en considérant que $z_6 = z_8$, $z_1 = z_3 = z_5$ et $z_2 = z_4$.

Dans la figure (6.26a), les rapports d'aires $R_{20}(= A_2/5A_0)$ et $R_{21}(= 3A_2/5A_1)$ pondérés sont respectivement comparés aux rapports de combinaison de populations théoriques de $(6z_2 + 4z_3)/10z_9$ et $(6z_2 + 4z_3)/10z_6$.

Pour une sonde de polarisation σ , les combinaisons de populations pondérés par les $*T_{jk}^{(4)}$ convenables pour les trois sondes $*D_{0,\sigma}$, $*D_{1,\sigma}$ et $*D_{2,\sigma}$ sont (tableau 5.6) :

$$*\Sigma_{(*D_{0,\sigma})} = \frac{1}{9} z_9 \quad ; \quad *\Sigma_{(*D_{1,\sigma})} = \frac{3}{9} \frac{z_6 + z_7}{2} \quad ; \quad *\Sigma_{(*D_{2,\sigma})} = \frac{5}{9} \frac{14z_3 + 6z_2}{20} \quad (6.22)$$

Ainsi, dans les figures (6.26b et 6.27b) les rapports d'aires R_{20} et R_{21} sont respectivement comparés aux rapports de population théoriques de $(14z_3 + 6z_2)/20z_9$ et $(14z_1 + 6z_2)/20z_6$.

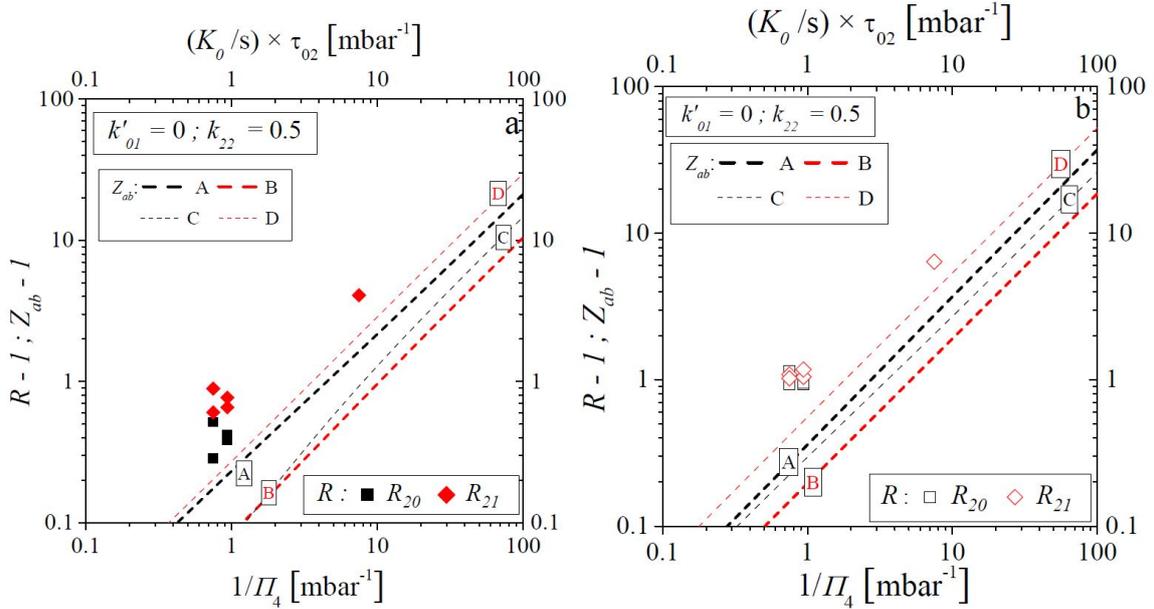


FIGURE 6.26 – Variation des rapports de populations $Z_{ab} - 1$ (lignes pointillées) en fonction de $(K_0/s) \times \tau_{02}$ et des coefficients $R - 1$ en fonction de $1/\Pi_4$ pour un pompage sur D_2 de polarisation σ et une sonde de polarisation π (a) ou σ (b); Pour la figure (a), A et B sont respectivement égales au rapport $(6z_2 + 4z_3)/10z_9$ et $(6z_2 + 4z_3)/10z_6$ pour $k_{12} = 2$ alors que C et D sont respectivement égales aux rapports de $(14z_3 + 6z_2)/20z_9$ et $(14z_1 + 6z_2)/20z_6$ pour $k_{12} = 0.5$. Pour la figure (b), A et B sont respectivement égales au rapport de $(14z_3 + 6z_2)/20z_9$ et $(14z_3 + 6z_2)/20z_6$ pour $k_{12} = 2$ alors que C et D sont respectivement égales au rapport de $(14z_3 + 6z_2)/20z_9$ et $(14z_3 + 6z_2)/20z_6$ pour $k_{12} = 0.5$.

Le rapport d'aire égal à $3A_0/A_1$ est comparé au rapport de populations non pompées de z_9/z_6 (figs.6.27) pour les deux polarisations de sonde.

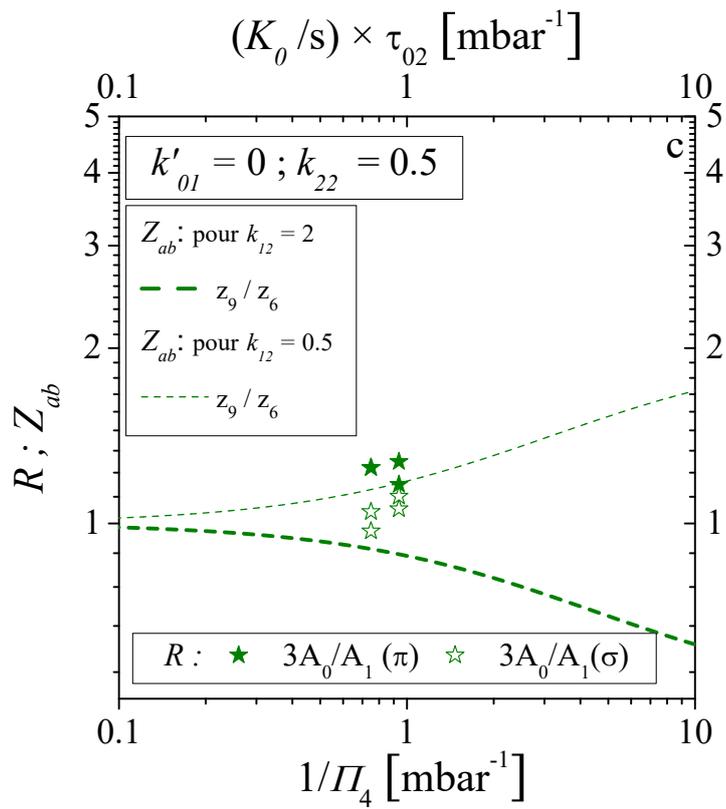


FIGURE 6.27 – Variation du rapport de populations Z_{ab} des sous-niveaux non pompés pour un pompage réglé sur D_2 de polarisation σ , pour les deux sondes de polarisation π et σ et les rapports d'aires R pondérés pour $k'_{01} = 0$, $k_{12} = 2$ ou 0.5 et $k_{22} = 0.5$.

Discussion du modèle avec plusieurs taux de transfert par collisions

Dans cette section, nous avons présenté un modèle toujours simplifié mais plus avancé par rapport au modèle précédent de la redistribution collisionnelle dans l'état 2^3P (où un taux unique de transfert par collisions existait). La différence est que nous avons considéré ici trois taux de collisions γ_{01}, γ_{02} et γ_{12} réduits et a priori différents pour le transfert entre les niveaux J de l'état 2^3P et deux taux de collisions γ_{11} et γ_{22} pour les transferts entre les sous-niveaux m_J d'un même niveau $J = 1$ ou 2 . Pour simplifier ce modèle, les hypothèses énoncées dans [36] sont prises en compte : le taux de transfert entre $J = 0$ et $J = 1$ ou inversement est prédit être nul ($k_{01} = k'_{01} = 0$). Malgré la réponse qu'on a eu du groupe de [36] concernant la contradiction dans leur sur la valeur du taux de transfert par collisions entre $J = 2$ et $J = 1$ par rapport à celui entre $J = 2$ et $J = 0$, nous considérons quand même dans notre analyse et discussion des résultats les deux cas présentés pour $k_{12} = 2$ ou 0.5 (avec $k_{12} = \gamma_{12}/\gamma_{02}$). Puisque aucune prédiction ou calcul théorique dans la littérature ne sont effectués pour déterminer le taux de transfert entre m_J dans $J = 1$ ou $J = 2$, nous n'avons supposé dans cette analyse de données expérimentales que le cas où $k_{11} = k_{22} = 0.5$.

Pour le pompage accordé sur la raie D_0 sur les figures (6.15a et b), quelle que soit sa polarisation, nous observons que les rapports d'aires $R - 1$ se rapprochent des rapports de populations théoriques $Z_{ab} - 1$ attendus dans ce modèle par rapport à celui qui repose sur un taux unique de transfert, quelle que soit la polarisation de la sonde impliquée. En revanche, le rapport d'aire $5A_1/3A_2$ et le rapport de populations z_6/z_1 entre les sous-niveaux non pompés ne montrent un accord en moyenne entre les deux que pour $k_{12} = 2$ (fig.6.16a). En conclusion, ce modèle reproduit la variation du rapport de populations des niveaux non pompés.

Pour le pompage accordé sur la raie D_1 de polarisation linéaire isotrope, les valeurs de $R - 1$ sont plus en accord avec les prédictions théoriques des valeurs de $Z_{ab} - 1$ pour $k_{12} = 0.5$ (fig.6.17b) que ceux pour $k_{12} = 2$ (fig.6.17a). Ceci est aussi vérifié pour le rapport R et Z_{ab} entre les sous-niveaux non pompés (en bleu, fig.6.18b). De même pour le pompage sur la raie D_1 de polarisation π et de sonde de polarisation π (fig.6.19a) ou σ (fig.6.19b) ou pour le pompage de polarisation σ et sonde σ (fig.6.22), les rapports d'aires $R - 1$ sont plus en accord avec les prédictions théoriques de $Z_{ab} - 1$ pour $k_{12} = 0.5$. Quelle que soit la valeur de k_{12} , le rapport d'aires de $5A_0/A_2$ des sous-niveaux non pompés est en moyenne en accord avec les prédictions théoriques sur le rapport des populations de z_9/z_1 pour les deux polarisations de pompe (figs. 6.20 et 6.23). Pour un pompage sur D_1 de polarisation π , nous arrivons aussi par une combinaison appropriée détaillée dans le paragraphe (6.2.1) à déterminer le rapport de populations de $z_7/(z_6 + z_7 + z_8)$ et le comparer aux attentes théoriques. Ce rapport n'est en accord avec les attentes que pour $k'_{01} = 0, k_{12} = 0.5$ avec une valeur de k_{11} entre 0 et 0.5 (fig.6.21b). Les autres rapports d'aires, $3A_0/A_1$ et $5A_1/3A_2$, s'écartent des prédictions théoriques pour un pompage accordé sur D_1 de polarisation σ (figs.6.23a et b).

Pour le pompage accordé sur la raie D_2 , seulement pour le cas de la polarisation de pompe π et de la sonde π , la valeur de $R - 1$ est en accord avec les valeurs des prédictions théoriques de $Z_{ab} - 1$ pour $k_{12} = 0.5$ (fig.6.24). Sinon, un écart entre les valeurs de $R - 1$ et de $Z_{ab} - 1$ est observée (figs.6.24b, 6.26a et b). Pour les rapports d'aires R et de populations Z_{ab} des sous-niveaux non pompés, nous observons que ces deux rapports ne sont en moyenne en accord que pour $k_{12} = 0.5$ (figs.6.25 et 6.27).

En conclusion, ce modèle reposant sur les populations totales dans les niveaux J de l'état 2^3P avec plusieurs taux de transfert par collisions a permis d'améliorer la compréhension du

modèle de redistribution collisionnelle dans cet état. Il nous a aussi permis de tester quelques prédictions et hypothèses relatives aux différents taux de transfert par collisions. Malgré ces quelques améliorations sur ce modèle par rapport au modèle précédent, il reste insuffisant pour expliquer toutes les observations expérimentales, sachant que les spectres d'absorption observés expérimentalement sont constitués d'une combinaison de profil lorentzien (caractérisant les atomes changeant de niveau sans changement de vitesse) et de profil gaussien (caractérisant les atomes qui ont changé leur vitesse). D'où, un modèle plus réaliste prenant en considération deux types de collisions, faibles et fortes, pourra probablement répondre aux observations.

6.3 Comparaison au modèle avancé de la redistribution collisionnelle dans le cas du VSOP

Comme indiqué dans le paragraphe (3.5), ce nouveau modèle avancé, jamais décrit dans la littérature, est basé sur les observations expérimentales des spectres d'absorption à 706.5 nm obtenus, constitués empiriquement de sommes de raies étroites et larges. On y distingue deux types de collisions, faibles et fortes, qui interviennent dans les équations d'évolution des populations, en considérant pour simplifier que le taux de transfert par collisions est indépendant de l'état magnétique de l'atome.

Cas simple d'un pompage accordé sur D_0

En considérant que les taux de transfert par collisions sont indépendants du niveau J et J' , nous arrivons à simplifier ce modèle de redistribution collisionnelle avec un nombre de variables réduit. De ce fait, nous supposons que $z_{6L} = z_{1L}$ et $z_{6G} = z_{1G}$. Les équations (3.101) et (3.102), ainsi que les équations (3.103) et (3.104) deviennent identiques et le système se réduit à 3 équations :

$$(1 + \gamma_c + 4\gamma_{22S} + 4\gamma_{JJ'S} + \gamma_{JJ'W}) z_{1L} = \gamma_{JJ'W} z_{9L} \quad (6.23)$$

$$(1 + \gamma_{\text{mix}}) z_{1G} - \gamma_{\text{mix}} z_{9G} - (\gamma_c + 4\gamma_{22S} + 3\gamma_{JJ'S}) z_{1L} = \gamma_{JJ'S} z_{9L} \quad (6.24)$$

$$-8\gamma_{\text{mix}} z_{1G} + (1 + 8\gamma_{\text{mix}}) z_{9G} - 8\gamma_{JJ'S} z_{1L} = \gamma_c z_{9L}, \quad (6.25)$$

où $\gamma_{\text{mix}} = \gamma_{JJ'S} + \gamma_{JJ'W}$ est la somme des taux de transfert par collisions de type forts et faibles.

L'équation (6.23) a une solution simple, similaire à celle de l'équation (3.30) dans le modèle à un taux de transfert unique, donnant ainsi des rapports d'aires pondérés (A_{0L}/A_{1L}) des composantes lorentziennes étroites, similaires à ceux de l'équation (3.31) pour les aires totales.

Ainsi, lorsque la pompe est accordée sur la raie D_0 , les rapports d'aires lorentziennes, convenablement pondérées sont :

$$\frac{5A_{0L}}{A_{2L}} = \frac{3A_{0L}}{A_{1L}} = \frac{8A_{0L}}{(A_{2L} + A_{1L})} = \frac{\gamma_{\text{tot}}}{\gamma_{JJ'W}} + \frac{1}{\gamma_{JJ'W}}, \quad (6.26)$$

où

$$\gamma_{\text{tot}} = \gamma_c + 4\gamma_{22S} + 4\gamma_{JJ'S} + \gamma_{JJ'W} \quad (6.27)$$

est un taux de perte combiné pour les composantes de populations à vitesse étroite, non pompées qui est proportionnel à la pression du gaz.

L'équation (6.26) implique que la limite haute pression de tous les rapports d'aires lorentziennes, est supérieur à 1. L'excès par rapport à 1 reflète l'importance relative des collisions fortes (changeantes brutalement la vitesse) et faibles (changeantes faiblement ou pas la vitesse). Cela implique également que les rapports d'aires lorentziennes pondérées sont linéaires en fonction de $1/p$, avec une pente commune égale à $1/\gamma_{JJ'W}$. La section efficace des collisions de type faibles correspondante pourra donc, en principe, être déduite des données expérimentales.

Puisque nous avons supposé que les taux de collision sont indépendants de J et J' , certaines expressions peuvent être simplifiées. Tous les résultats des rapports d'aires lorentziennes sont alors exprimés comme des fonctions de deux paramètres, qui sont le taux de collision total γ_{mix} et la fraction commune κ de toutes sortes de collisions à forte variation de vitesse, telle que κ :

$$\kappa = \gamma_{JJ'S}/\gamma_{\text{mix}} = \gamma_{22S}/\gamma_{\text{mix}} = \gamma_c/\gamma_{\text{mix}} \quad (6.28)$$

En conséquence, l'équation (6.26) peut être exprimée comme :

$$\frac{5A_{0L}}{A_{2L}} = \frac{3A_{0L}}{A_{1L}} = \frac{8A_{0L}}{(A_{2L} + A_{1L})} = \frac{1 + 8\kappa}{1 - \kappa} + \frac{1}{(1 - \kappa)\gamma_{\text{mix}}}, \quad (6.29)$$

La figure (6.28) affiche les comparaisons de composantes lorentziennes des aires déduites par ajustement, déjà tracées par les modèles précédents mais pour les aires totales ($A_J = A_{JL} + A_{JG}$). D'autre part, les variations linéaires attendues des rapports d'aires de l'équation (6.29) pour des valeurs de κ (Eq.6.28) comprises entre 0.2 et 0.6 sont tracées en traits pleins.

Dans la figure (6.28), les rapports d'aires pertinents des composantes d'aires étroites (Eq.6.26) à haute pression sont dispersés (carrés noirs, à gauche) et les ajustements linéaires des données (lignes pointillées) tendent vers des limites assez différentes pour les diverses combinaisons de niveaux considérés.

D'autre part, pour les composantes des populations impliquées dans un changement de vitesse, le rapport de l'équation (6.20) dans (6.21) et (6.22) donne :

$$(1 + \gamma_{\text{mix}}) z_{1G} - \gamma_{\text{mix}} z_{9G} = \gamma_A z_{9L} \quad (6.30)$$

$$-8\gamma_{\text{mix}} z_{1G} + (1 + 8\gamma_{\text{mix}}) z_{9G} = \gamma_B z_{9L}, \quad (6.31)$$

où les taux combinés γ_A et γ_B sont égaux à :

$$\gamma_A = [\gamma_{JJ'S} + \gamma_{JJ'W} (\gamma_c + 4\gamma_{22S} + 3\gamma_{JJ'S})] / (1 + \gamma_{\text{tot}}) \quad (6.32)$$

$$\gamma_B = [\gamma_c + 8\gamma_{JJ'W} \gamma_{JJ'S}] / (1 + \gamma_{\text{tot}}). \quad (6.33)$$

Ce système d'équations (2×2) est résolu analytiquement :

$$\frac{z_{1G}}{z_{9L}} = \frac{1}{1 + 9\gamma_{\text{mix}}} [\gamma_A (1 + 8\gamma_{\text{mix}}) + \gamma_B \gamma_{\text{mix}}] = \gamma_A + (\gamma_B - \gamma_A) \frac{\gamma_{\text{mix}}}{1 + 9\gamma_{\text{mix}}} \quad (6.34)$$

$$\frac{z_{9G}}{z_{9L}} = \frac{1}{1 + 9\gamma_{\text{mix}}} [8\gamma_A \gamma_{\text{mix}} + \gamma_B (1 + \gamma_{\text{mix}})] = \gamma_A + (\gamma_B - \gamma_A) \frac{1 + \gamma_{\text{mix}}}{1 + 9\gamma_{\text{mix}}}. \quad (6.35)$$

Pour $\gamma_A = \gamma_B$, les termes à droite des équations (6.34) et (6.35) sont tous les deux égaux à

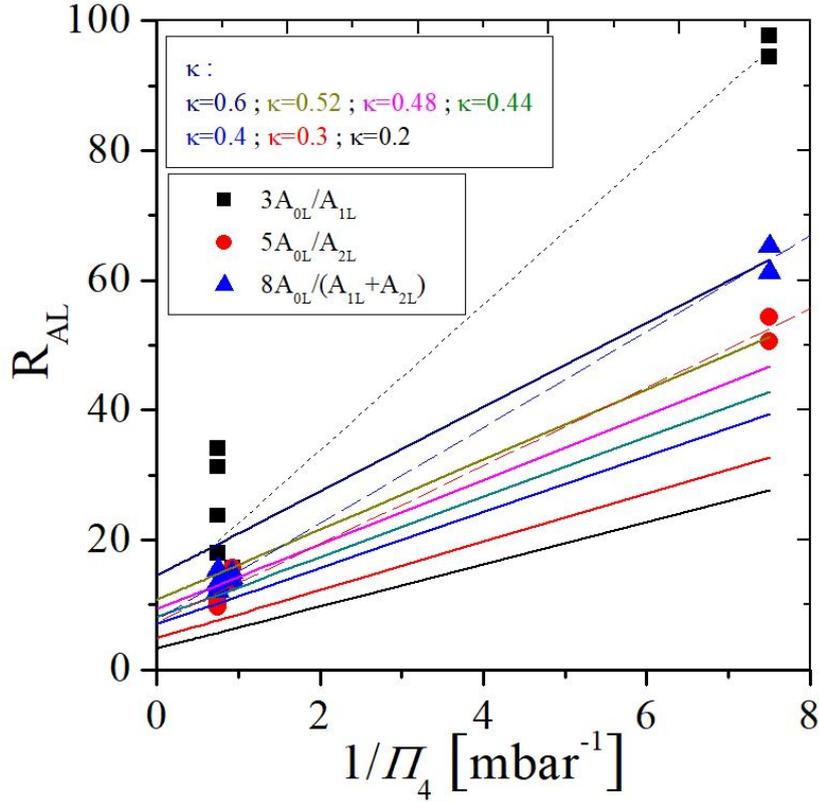


FIGURE 6.28 – Comparaison des rapports d’aires lorentziennes pour un pompage accordé sur la raie D_0 de $l^4\text{He}$ en échelles linéaires. Les traits pleins sont des tracés des variations linéaires attendues de l’équation (6.29) pour des valeurs de κ (Eq.6.28) comprises entre 0.2 et 0.6. Les lignes pointillées sont les ajustements linéaires des rapports d’aires lorentziennes.

γ_A , les équations se simplifient en :

$$\frac{z_{1G}}{z_{9L}} = \frac{z_{9G}}{z_{9L}} = \gamma_A = \kappa \gamma_{\text{mix}} \left[1 + \frac{8(1-\kappa) \gamma_{\text{mix}}}{1 + (1+8\kappa) \gamma_{\text{mix}}} \right] \quad (6.36)$$

qui cède après inversion à :

$$\frac{5A_{0L}}{A_{2G}} = \frac{3A_{0L}}{A_{1G}} = \frac{8A_{0L}}{(A_{2G} + A_{1G})} = \frac{A_{0L}}{A_{0G}} = \frac{1}{\kappa \gamma_{\text{mix}}} - \frac{8(1-\kappa)}{\kappa(1+9\gamma_{\text{mix}})} \quad (6.37)$$

La figure (6.29) affiche la variation des aires des composantes lorentziennes aux aires des composantes gaussiennes déduites par ajustement pour différentes combinaisons d’aire. D’autre part, les variations linéaires attendues de ces rapports d’aires de l’équation (6.37) sont tracées en traits pleins pour des valeurs de κ (Eq.6.28) comprises entre 0.2 et 0.6.

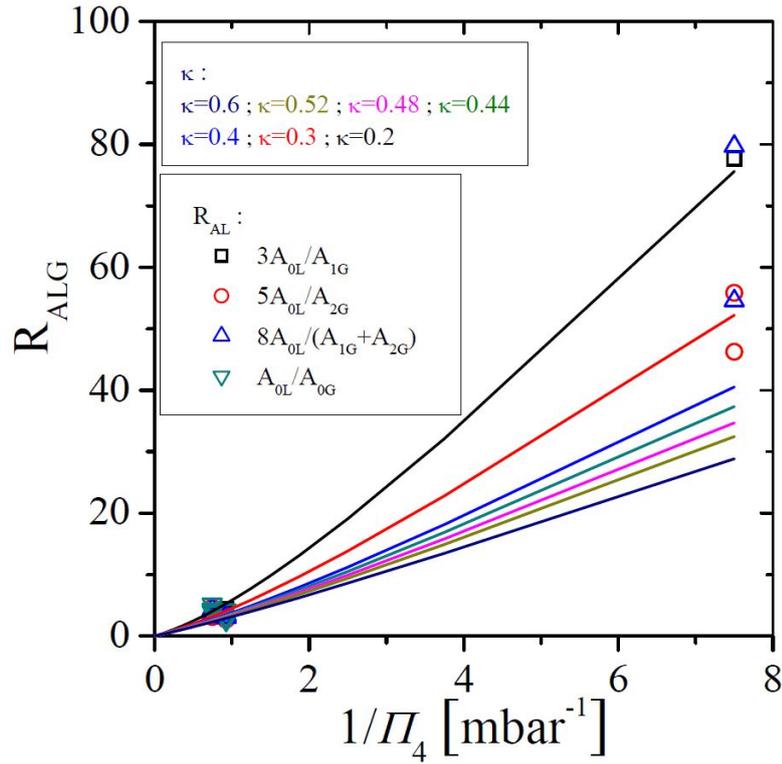


FIGURE 6.29 – Comparaison des rapports d’aires lorentziennes étroites sur d’aires gaussiennes larges d’après l’Eq.(6.37). Les traits pleins sont des tracés des variations linéaires attendues pour des valeurs de κ comprises entre 0.2 et 0.6.

Même si nous nous attendons à ce que cette approximation grossière simple soit quantitativement inexacte, des ordres de grandeur typiques pour les taux de collisions faibles et fortes peuvent être déduits à partir de telles comparaisons entre les aires des composantes étroites et larges dans les spectres enregistrés. Pour une valeur de κ environ entre 0.3 à 0.5, le modèle à taux unique ne donne qu’un accord grossier avec les données expérimentales. Il est insuffisant puisque ce modèle est trop minimal et a besoin d’être développé.

Conclusion et perspectives

Dans ce mémoire, notre objectif était d'étudier et de quantifier l'effet des collisions binaires entre les états 1^1S et 2^3P de l'hélium sur les niveaux impliqués dans le processus du pompage optique. L'échange d'excitation lors des collisions forme une source possible de relaxation de la polarisation nucléaire dans l'état fondamental. Nous avons présenté les résultats d'une étude expérimentale, accompagnée par des modélisations théoriques de la redistribution collisionnelle dans l'état excité 2^3P de l'hélium.

Nous avons effectué des mesures d'absorption de sonde à 706.5 nm dans des cellules d'hélium pur et de mélange isotopique en utilisant une configuration de pompe et de sonde co-propageantes, composée d'une pompe accordée sur la transition $2^3S - 2^3P$ de l'hélium et d'une sonde balayée à 706.5 nm sur toutes les composantes de la transition $2^3P - 3^3S$. Cette configuration de double résonance optique permet un peuplement sélectif de certains sous-niveaux de l'état 2^3P par des atomes de classe de vitesse définie. Elle permet d'établir des liens quantitatifs entre les spectres d'absorption de sonde intégrée à 706.5 nm (ou l'absorption de la pompe à 1083 nm) et les densités d'atomes dans cet état. Les deux faisceaux colinéaires sont combinés à l'aide de miroirs dichroïques, ce qui a un peu limité le choix des polarisations de la lumière des deux faisceaux : seules les polarisations purement linéaires (parallèles ou perpendiculaires à l'axe d'inclinaison des miroirs) ne subissaient aucune modification. Pour les expériences qui nécessiteraient des polarisations de faisceaux de pompe et de sonde circulaires σ^\pm , permettant d'avoir accès à davantage de combinaisons de populations, l'introduction d'un petit angle entre les axes de propagation des faisceaux, par exemple, évitera le recours à ce genre de miroirs. En l'état le montage expérimental a été largement optimisé pour améliorer la qualité du signal à bruit pour pouvoir ainsi observer et distinguer une diversité de signaux d'absorption à 706.5 nm.

Les calculs de la structure des niveaux et des transitions optiques de la transition à 1083 nm, utilisée dans notre travail comme pompe, ont été étendus à la transition à 706.5 nm utilisée comme sonde. Des expressions explicites des décalages de niveaux fins ou hyperfins par effet Zeeman pour les trois états impliqués dans la double résonance optique ont été données et évaluées. Les écarts en fréquence dans les spectres d'absorption ont été vérifiés expérimentalement et sont en excellent accord avec la théorie. Cela fournit une base pour des analyses fiables, à partir des ajustements des spectres observés dans des champs magnétiques appliqués, dans lesquels les formes, les largeurs et les positions des différentes raies peuvent être déterminées (même dans des structures Zeeman mal résolues). Ce montage expérimental a permis de faire des mesures spectroscopiques, en particulier de déterminer la structure hyperfine dans l'état 3^3S de ^3He et le décalage isotopique de la transition $2^3P - 3^3S$ à 706.5 nm. Les mesures obtenues sont là aussi en accord avec la théorie. L'obtention de résultats avec des précisions ne dépassant pas les erreurs statistiques en un seul balayage nécessiterait un autre instrument ou une autre méthode de mesure de longueur d'onde plus précise que celle actuellement utilisée. Cela pourrait être réalisé en utilisant, par exemple, un modèle de lambdamètre plus précis du même fabricant, ou un interféromètre Fabry-Pérot stable

qui pourrait prochainement être mis en place dans l'expérience. D'autre part, une première étude de l'effet de l'intensité de la pompe sur les distributions de vitesse dans les états 2^3S et 2^3P a été brièvement discutée. Ce dernier induit un élargissement supplémentaire imposé par le laser de pompe à forte intensité dans notre montage expérimental doublement résonnant. Diverses approches théoriques ont été utilisées dans des situations similaires (par exemple, [73, 74, 75]). On peut s'attendre à une augmentation du taux d'amortissement de la transition de la sonde, avec des changements dans la forme des raies attendues suite à des oscillations de Rabi, entraînées par une pompe intense dans une approche à atomes habillés. Nous doutons que de tels effets jouent un rôle significatif dans nos expériences où une forte saturation optique n'est pas atteinte. Toutefois une étude plus approfondie serait nécessaire pour caractériser l'élargissement des raies induit par la puissance de la pompe. En particulier, une question reste ouverte sur la forme des spectres d'absorption à 706.5 nm dans les cellules à basse pression où un écart systématique inexplicé jusqu'à présent a été observé. La mise en place d'un modèle de pompage optique et sa comparaison par rapport aux résultats expérimentaux dans l'hélium pur et les mélanges isotopiques pourrait contribuer à résoudre le problème.

Par ailleurs, nous avons présenté une première approche de modèle théorique simple de la redistribution collisionnelle dans l'état 2^3P , où nous avons décrit seulement les populations totales des sous-niveaux de cet état. Dans ce cadre, nous considérons un modèle basé sur un taux de collisions unique pour tout transfert entre les niveaux J de l'état 2^3P et un autre modèle, plus avancé, basé sur plusieurs taux de transfert entre les niveaux J et m_J de cet état. Dans le premier cas, nous avons pu tirer quelques conclusions malgré la simplicité du modèle. La dispersion des valeurs expérimentales trouvées par rapport aux attentes a prouvé que les taux de transfert par collisions sont nécessairement différents pour les transferts d'un niveau J vers d'autres niveaux J' et que le modèle à taux unique ne convient pas. Ceci a été effectué à partir du deuxième modèle qui contient plusieurs taux de transfert par collision qui nous a permis d'améliorer notre compréhension de la redistribution collisionnelle dans l'état 2^3P . Nous avons pu tester quelques prédictions et hypothèses théoriques publiées dans la littérature relatives au rapport entre le taux de transfert par collisions de $J = 0$ vers $J = 2$, de $J = 1$ vers $J = 2$ et de $J = 0$ vers $J = 1$. Nous avons aussi mesuré le transfert de populations vers Z_7 pour une pompe accordée sur D_1 de polarisation π alors que la transition $Y_2 - Z_7$ est interdite. Malgré les quelques améliorations apportées par ce deuxième modèle, cette description de la redistribution collisionnelle reste insuffisante pour expliquer toutes les observations et résultats expérimentaux. Le travail sur ces modèles est poursuivi par le développement du modèle, plus avancé, jamais décrit dans la littérature et basé sur nos observations expérimentales, où deux types de collisions faibles et fortes sont identifiées. Ce troisième modèle prend en compte les distributions de vitesses, avec deux populations distinctes par sous niveau. Une première approximation de ce modèle a été initialisée dans ce travail. Même si nous nous attendons à ce que cette approximation assez simple soit quantitativement inexacte, des ordres de grandeur typiques pour les taux de collisions faibles et forts peuvent être déduits à partir des comparaisons appropriées des aires des composantes étroites et larges de chaque spectre. Nous disposons à l'issue de ce travail de thèse, d'un nombre suffisant de mesures réalisées dans des cellules de gaz pur et de mélanges isotopiques qui pourront être exploitées pour tester les prochains modèles.

Pour les perspectives à long terme, puisqu'il a été déjà observé que la polarisation nucléaire obtenue dans l'état fondamental à pression donnée augmente en fonction du champ magnétique, il sera intéressant d'étendre dans un premier temps l'étude de la redistribution collisionnelle dans l'état 2^3P et, en particulier, de l'échange d'excitation aux cas des champs magnétiques plus élevés. D'autre part, puisque le taux d'échange entre l'état 2^3P et 1^1S

est 1000 fois plus grand que le taux d'échange de métastabilité à basse température, une étude de la redistribution collisionnelle sur la dynamique du pompage optique de l' ^3He serait aussi importante pour analyser l'effet des collisions binaires entre ces deux états dans ces conditions.

Finalement, ce travail fournit les premières données quantitatives nécessaires à la compréhension des limites actuelles de l'efficacité du pompage optique par échange de métastabilité dans l'hélium. En identifiant le processus physique à l'origine de la relaxation induite par le laser de pompe déjà observée, mais non expliqué avant ce travail, nous pourrions essayer dans le futur de réduire ou finalement éliminer cette source de relaxation.

Annexe A

Energies des états atomiques et transitions optiques

La partie supérieure du tableau (A.1) liste les valeurs d'énergie utilisées des différents niveaux hyperfins de l' ^3He , calculés en unités de fréquence. Elles sont déterminées à partir de l'Hamiltonien effectif de la référence [42], pour un champ magnétique nul. La différence entre les énergies du niveau 2^3S et 3^3S résulte de la différence entre les valeurs de leur constante de structure hyperfine ([76], Tab 7), avec :

$$A_S(2^3\text{S}) = 4493.113 \text{ MHz} ; \quad A_S(3^3\text{S}) = 4372.807 \text{ MHz}. \quad (\text{A.1})$$

Les variations à faible champ magnétique des termes d'énergie calculées pour un champ B , pour tous les sous-niveaux Zeeman, ont été utilisées pour extraire les coefficients linéaires, exprimés pour chacun des neuf niveaux dans le tableau (A.1), comme :

$$E(B) - E(0) = g_F m_F \mu_B B + \mathcal{O}(B^2) \quad (\text{A.2})$$

où μ_B est le coefficient du magnéton de Bohr. E , g_F , et m_F sont ici des notations génériques pour l'énergie, le facteur de Landé et la projection du moment angulaire d'un niveau de l' ^3He .

La partie inférieure du tableau (A.1) liste les valeurs d'énergie, à champ nul, des trois niveaux J de l'état 2^3P de l' ^4He , en unité de fréquence. Leurs variations à faible champ magnétique sont données par :

$$E_P^{(4)}(B) - E_P^{(4)}(0) = g_J m_J \mu_B B + \mathcal{O}(B^2). \quad (\text{A.3})$$

Notons que tous les facteurs de Landé sont listés dans la dernière colonne du tableau (A.1).

Les variations à bas champ de l'énergie des états 3^3S et 2^3S sont simplement données par les termes linéaires de l'effet Zeeman, tels que :

$${}^*E_S^{(4)} = {}^*g_S {}^*m_S \mu_B B ; \quad E_S^{(4)}(B) = g_S m_S \mu_B B, \quad (\text{A.4})$$

où ${}^*g_S \approx g_S = 2.00224$ [7, Tab. 5].

L'Hamiltonien effectif, écrit dans [42], donne des différences d'énergie précises, uniquement entre les sous-niveaux de chacun des trois états considérés. Mais les énergies (ou fréquences) de transition optique absolues ne peuvent pas être déduites. En revanche, les différences d'énergie ou de fréquence entre les transitions optiques peuvent être calculées à partir des énergies propres des niveaux (Tab.A.1).

Niveaux de l' ³ He	E/h (GHz)	Facteur g_F
³ S, F=1/2	4.37289	1.3356
³ S, F=3/2	-2.18645	2.66888
² P ₀ , F=1/2	32.23217	-0.17635
² P _x , F=3/2	4.80841	1.41962
² P ₁ , F=1/2	4.13924	2.1795
² P _y , F=3/2	-0.37235	1.38262
² P ₂ , F=5/2	-2.15305	1.20129
² S, F=1/2	4.49313	1.3356
² S, F=3/2	-2.24657	2.66888
Niveaux de l' ⁴ He	$E_P^{(4)}/h$ (GHz)	Facteur g_J
² P ₀ , J=0	31.90812	
² P ₁ , J=1	2.29118	1.50106
² P ₂ , J=2	0	1.50106

TABLEAU A.1 – Liste des énergies calculées dans l'hélium en champ magnétique nul. ${}^*E_S/h$, E_P/h , et E_S/h de haut en bas dans la partie supérieure du tableau sont pour l'³He alors que $E_P^{(4)}/h$ dans la partie inférieure du tableau correspondent à l'⁴He. La troisième colonne liste les facteurs g_F et g_J de Landé, à bas champs, impliqués dans les déplacements d'énergie Zeeman linéaires pour ces niveaux.

Le tableau (A.2) donne les décalages en fréquence ${}^*\epsilon/h$ et (resp. ϵ/h) calculés, à partir de la composante d'énergie la plus élevée (resp. la plus faible) de la raie à 706.5 nm (resp. 1083 nm) pour les deux isotopes, à un champ magnétique nul, tels que :

$${}^*\epsilon_{jk} = [{}^*E_S({}^*A_k) - {}^*E_S({}^*A_5)] - [E_P(B_j) - E_P(B_7)] \quad (\text{A.5})$$

$$\epsilon_{ij} = [E_P(B_j) - E_P(B_7)] - [E_S(A_i) - E_S(A_5)] \quad (\text{A.6})$$

Pour l'³He, les décalages en fréquence de la transition optique de *C_n et de C_n sont exactement opposés quand tous les deux impliquent le même niveau hyperfin $F = 1/2$, comme dans *C_1 et C_1 .

Pour l'⁴He, les décalages entre les composantes de la raie 706.5 nm résultent uniquement de la structure fine de l'état ²P. Pour l'³He, les décalages sont calculés en utilisant la moyenne des deux valeurs publiées des différences de décalage isotopique ΔE entre les énergies des états de l'⁴He et de l'³He.

D'après [2, Tab.2] :

$${}^*\Delta = \Delta E(3^3S_1) - \Delta E(2^3P_0) = 594.106 \text{ MHz} \quad (\text{A.7})$$

Et d'après [76, Tab. 1] :

$${}^*\Delta = 594.658 \text{ MHz}. \quad (\text{A.8})$$

Le calcul des fréquences, listées dans le tableau (A.2) pour les composants de *D_n , inclue la différence suivante :

$${}^*\epsilon_{jk}^{(4)} = [{}^*E_S^{(4)}({}^*Y_k) - {}^*E_S({}^*A_5)] - [E_P^{(4)}({}^*Z_j) - E_P({}^*B_7)] - {}^*\Delta \quad (\text{A.9})$$

Transition à 706.5 nm		Transition à 1083 nm	
line	GHz	line	GHz
*C ₁	0	C ₁	0
*C ₂	-4.51159	C ₂	4.51159
*C ₃	-4.77864	C ₃	4.959
*C ₄	-5.18076	C ₄	5.18076
*C ₅	-6.55934	C ₅	6.7397
*C ₆	-11.07093	C ₆	11.25129
*C ₇	-11.7401	C ₇	11.92046
*C ₈	-32.60452	C ₈	32.60452
*C ₉	-39.16386	C ₉	39.34422
*D ₂	-5.33963	D ₂	38.53362
*D ₁	-7.6308	D ₁	40.82479
*D ₀	-37.24775	D ₀	70.44174

TABLEAU A.2 – Liste des fréquences de transition optique calculées dans le cas de l'³He et l'⁴He pour les transitions à 706.5 nm et 1083 nm. Plus précisément, ce sont les décalages de fréquence de toutes les composantes à $B = 0$, en prenant l'énergie de *C₁ et C₁ comme référence pour la transition à 706.5 nm et 1083 nm ;

Les valeurs des équations (A.7) et (A.8) diffèrent d'une quantité qui peut être négligée, mais qui peut être assez facilement trouvée expérimentalement.

Annexe B

Matrices et intensités de transition dans l'He en champ magnétique nul

Les éléments des matrices de transition ont été calculées pour la polarisation lumineuse σ_{\pm} et π pour toutes les composantes de la transition de pompe $2^3S - 2^3P$ (C_1 à C_9 pour $l^3\text{He}$, D_0 à D_2 pour $l^4\text{He}$) et de sonde $2^3P - 3^3S$ ($*C_1$ à $*C_9$ pour $l^3\text{He}$, $*D_0$ à $*D_2$ pour $l^4\text{He}$) en utilisant les équations et les données de [42] à $B = 0$.

B.0.1 Éléments de la matrice de transition $T_{ij}^{(4)}$ dans $l^4\text{He}$

	m	Y_1	Y_2	Y_3
		-1	0	1
Z_1	-2	1		
Z_2	-1	1/2	1/2	
Z_3	0	1/6	2/3	1/6
Z_4	1		1/2	1/2
Z_5	2			1
Z_6	-1	1/2	1/6	
Z_7	0	1/6	0	1/2
Z_8	1		1/6	1/2
Z_9	0	1/3	1/3	1/3

TABLEAU B.1 – Liste des éléments de la matrice de transition $T_{ij}^{(4)}$ dans $l^4\text{He}$ entre les sous-niveaux Y_i et Z_j pour un champ magnétique $B = 0$. Le nombre quantique m_j désigne les sous-niveaux 2^3S et $m_{j'}$ pour les sous-niveaux 2^3P . Les couleurs indiquent le vecteur de polarisation de la lumière : rouge pour σ_+ , noir pour π et bleu pour σ_- . Les cases vides du tableau correspondent à des transitions interdites ($|\Delta m| > 1$) et donc des valeurs nulles de $T_{ij}^{(4)}$.

B.0.2 Éléments de la matrice de transition ${}^*T_{jk}^{(4)}$ dans 1^4He

	m	*Y_1	*Y_2	*Y_3
		-1	0	1
Z_1	-2	1/3		
Z_2	-1	1/6	1/6	
Z_3	0	1/18	2/9	1/18
Z_4	1		1/6	1/6
Z_5	2			1/3
Z_6	-1	1/6	1/6	
Z_7	0	1/6	0	1/6
Z_8	1		1/6	1/6
Z_9	0	1/9	1/9	1/9

TABLEAU B.2 – Liste des éléments de la matrice de transition ${}^*T_{jk}^{(4)}$ dans 1^4He entre les sous-niveaux Z_j et *Y_k pour un champ magnétique $B = 0$. Les couleurs indiquent le vecteur de polarisation de la lumière : rouge pour σ_+ , noir pour π et bleu pour σ_- . Il correspond au changement du moment angulaire entre les valeurs de m_J et *m_J . Les cases vides du tableau correspondent à des transitions interdites ($|\Delta m| > 1$) et donc des valeurs nulles de ${}^*T_{jk}^{(4)}$.

B.0.3 Éléments de la matrice de transition T_{ij} dans 1^3He

	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6
1	1	0.4				
2		0.6			0	
3	0.1	0.6	0.3		0	0
4		0.3	0.6	0.1	0	0
5			0.6	0.4		0
6				1		
7	0.58395	0.38930			0.02674	
8	0.38930	0.06488	0.51907		0.01783	0.00891
9		0.51907	0.06488	0.38930	0.00891	0.01783
10			0.38930	0.58395		0.02674
11	0.21888	0.14592	0.07296		0.18741	0.37481
12		0.07296	0.14592	0.21888	0.374818	0.18741
13	0.01604	0.01070			0.97325	
14	0.01070	0.00178	0.01426		0.64883	0.32442
15		0.01426	0.00178	0.01070	0.32442	0.64883
16			0.01070	0.01604		0.97325
17		0.09370	0.18741	0.28115	0.29185	0.14592
18	0.28115	0.18741	0.09370		0.14592	0.29185

TABLEAU B.3 – Liste des éléments de la matrice de transition T_{ij} dans 1^3He entre les sous-niveaux A_i et B_j pour un champ magnétique $B = 0$. Les couleurs indiquent le vecteur de polarisation de la lumière : rouge pour σ_+ , noir pour π et bleu pour σ_- . Les cases vides du tableau correspondent à des transitions interdites ($|\Delta m| > 1$) et donc des valeurs nulles de T_{ij} .

B.0.4 Éléments de la matrice de transition ${}^*T_{jk}$ dans 1^3He

	*A_1	*A_2	*A_3	*A_4	*A_5	*A_6
1	1/3					
2	2/15	1/5				
3	1/30	1/5	1/10			
4		1/10	1/5	1/30		
5			1/5	2/15		
6				1/3		
7	0.19465	0.12977			0.00891	
8	0.12977	0.02163	0.17302		0.00594	0.00297
9		0.17302	0.02163	0.12977	0.00297	0.00594
10			0.12977	0.19465		0.00891
11	0.07296	0.04864	0.02432		0.06247	0.12494
12		0.02432	0.04864	0.07296	0.12494	0.06247
13	0.00535	0.00357			0.32442	
14	0.00357	5.94E-4	0.00475		0.21628	0.10814
15		0.00475	5.94E-4	0.00357	.10814	0.21628
16			0.00357	0.00535		0.32442
17		0.03123	0.06247	0.09370	0.09728	0.04864
18	0.09370	0.06247	0.03123		0.04864	0.09728

TABLEAU B.4 – Liste des éléments de la matrice de transition ${}^*T_{jk}$ entre les sous-niveaux B_j et *A_k dans 1^3He pour $B = 0$. La première colonne contient l'indice j du référent au sous-niveau inférieur B_j . Les couleurs indiquent le vecteur de polarisation de la lumière : rouge pour σ_+ , noir pour π et bleu pour σ_- . Il correspond au changement du moment angulaire entre les valeurs de m_F et *m_F , non mentionnés dans ce tableau.

Annexe C

Calcul de l'intensité de pompe moyenne

L'intensité moyenne de pompe $\langle I_p \rangle$ est calculée en supposant une décroissance exponentielle le long du trajet du faisceau dans la cellule. Cette décroissance est représentée avec les notations introduites dans la (Fig.C.1) :

$$\frac{I_2}{I_1} = \left(\frac{1}{L_{cell}} \right) \int_0^{L_{cell}} e^{-k_\alpha z} dz \quad (C.1)$$

avec k_α le taux d'absorption du faisceau de pompe par le gaz. I_1 et I_2 sont les intensités lumineuses à l'intérieur de la cellule au niveau des fenêtres d'entrée et de sortie respectivement.

Généralement, l'intensité de la pompe est mesurée après la traversée de la cellule. Elle est notée I^{off} pour une décharge éteinte et I^{on} pour une décharge allumée ($I_0 = I_{on}$ ou I_{off} , selon la décharge). La différence d'intensité de pompe absorbée ΔI_p dans la cellule peut être calculée par :

$$\Delta I_p = I_2 - I_1 = \frac{I^{off} - I^{on}}{1 - R} \quad (C.2)$$

avec $I_2 = I^{off}/(1 - R)$, $I_1 = I^{on}/(1 - R)$ et R le facteur de réflexion des fenêtres à faces parallèles de la cellule. La valeur de l'intensité I_3 est : $I_3 = I^{off}/(1 - R)^2$.

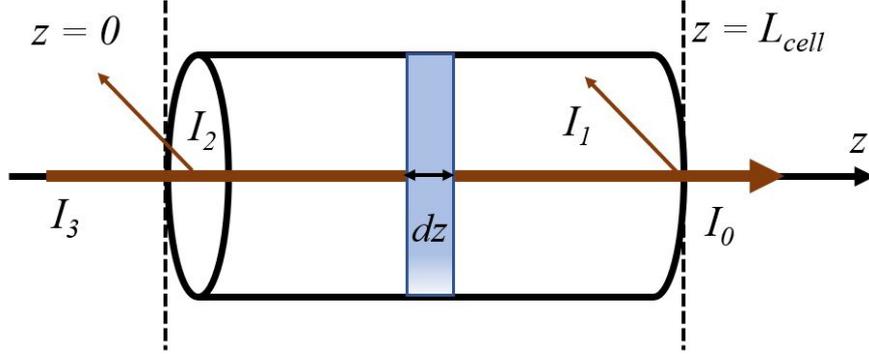


FIGURE C.1 – Schéma de propagation du faisceau de pompe à 1083 nm à travers la cellule d'hélium selon sa direction de propagation z . Les variations d'intensité le long de la cellule sont dues à l'absorption par le gaz et de la perte par réflexion. Les annotations de droite à gauche : I_0 représente l'intensité transmise à la sortie de la cellule mesurée expérimentalement, I_1 l'intensité du faisceau dans la cellule avant de traverser la face de sortie à $z = L_{cell}$, I_2 l'intensité lumineuse dans la cellule à $z = 0$ et I_3 l'intensité du faisceau transmise.

L'intensité moyenne $\langle I_p \rangle$ est égale à :

$$\langle I_p \rangle = \frac{I^{off}}{1 - R} \times K = (1 - R) \Delta I_p \frac{1}{I^{off} \times k_\alpha L_{cell}} \quad (C.3)$$

avec $K = \frac{1 - I^{on}/I^{off}}{k_\alpha L_{cell}}$ et $k_\alpha L_{cell} = \ln(I^{off}/I^{on})$

Donc, $\langle I_p \rangle$ est égale à :

$$\langle I_p \rangle = \frac{\Delta I_p}{\log(I^{off}/I^{on})} \quad (C.4)$$

Annexe D

Mesures d'absorption par une sonde longitudinale

Pour le faisceau laser de sonde, de faible intensité et accordé sur la transition optique L_j (2^3P) - *H_k (3^3S), les mesures d'absorption permettent également de déterminer la valeur absolue de la densité d'atomes excités dans l'état 2^3P .

La variation de l'intensité lumineuse absorbée par unité de longueur z est donnée par :

$$\frac{dI}{I} = -^*k_\alpha(z) dz \quad (D.1)$$

avec $^*k_\alpha(z)$ le taux d'absorption du faisceau de sonde par le gaz en un point z donné à dz près.

La somme de la contribution à l'absorption des classes de vitesse v_z à dv_z près, sur le taux d'absorption $^*k_\alpha(z)$, s'écrit sous la forme de :

$$^*k_\alpha(z) = \frac{1}{I} \int \tilde{n}_m l_j \phi_P(v_z) h\nu_{\text{Las}} \tilde{\gamma}_{jk} dv_z \quad (D.2)$$

où ν_{Las} est la fréquence centrale du laser de sonde, $h\nu_{\text{Las}}$ l'énergie d'un photon et $\tilde{n}_m l_j \phi_P(v_z) \tilde{\gamma}_{jk}$ le nombre de photons absorbés.

A partir des équations (D.1) et (D.2), la variation de l'intensité I en fonction de z s'écrit comme :

$$-\frac{dI}{dz} = \tilde{n}_m h\nu_{\text{Las}} \sum_{j,k} l_j \int \phi_P(v_z) \tilde{\gamma}_{jk} dv_z \quad (D.3)$$

Pour une distribution normalisée de fréquence du laser de sonde incident $\varphi_{\text{Las}}(\nu - \nu_{\text{Las}})$, l'intensité lumineuse de la sonde $I(\nu)$ est égale à :

$$I(\nu) = I_{\text{las}} \varphi_{\text{Las}}(\nu - \nu_{\text{Las}}), \quad \text{avec} \quad \int \varphi_{\text{Las}}(\nu - \nu_{\text{Las}}) d\nu = 1, \quad (D.4)$$

Le taux de transition optique $\tilde{\gamma}_{jk}$, dépendant de v_z , s'écrit alors [33] :

$$\tilde{\gamma}_{jk}(v_z) = \frac{2\alpha^* f}{m_e \nu_{\text{Las}}} \frac{I_{\text{las}}}{\Gamma'} \tilde{T}_{jk} \int \varphi_{\text{Las}}(\nu - \nu_{\text{Las}}) \frac{(\Gamma'/2)^2}{(\Gamma'/2)^2 + 4\pi^2 (\nu - \nu_{jk} - \nu_{jk} v_z/c)^2} d\nu \quad (D.5)$$

Sachant que Γ' est le taux d'amortissement de la cohérence optique, élargi par la pression,

tels que :

$${}^*W = \Gamma'/2\pi \quad (\text{D.6})$$

Le taux de transition optique devient égale à :

$${}^*\tilde{\gamma}_{jk}(v_z) = \frac{\alpha^*f}{2m_e\nu} I_{\text{las}}\tilde{T}_{jk} \int \varphi_{\text{Las}}(\nu - \nu_0) \mathcal{L}[{}^*W, \nu_{jk}] d\nu \quad (\text{D.7})$$

En intégrant sur toute la distribution de vitesse atomique, nous obtenons :

$$\begin{aligned} -dI &= \frac{h\alpha^*f}{2m_e} I_{\text{las}}L_{\text{cell}} \langle \tilde{n}_m \rangle \sum_{j,k} l_j\tilde{T}_{jk} \int \int \phi_P(v_z) \times \varphi_{\text{Las}}(\nu - \nu_{\text{Las}}) \\ &\times \mathcal{L}[{}^*W, \nu_{jk}] dv_z d\nu \end{aligned} \quad (\text{D.8})$$

avec $L_{\text{cell}} \langle \tilde{n}_m \rangle$ déterminée à partir de l'Eq.(5.17).

Cette relation peut être encore simplifiée dans plusieurs situations : lorsque l'échantillon est optiquement mince ou que les distributions de vitesse sont suffisamment larges, l'absorption n'affecte que l'intensité de la sonde $I(z)$ et non pas sa distribution de fréquence φ . En particulier, si φ_{Las} est une distribution de largeur lorentzienne, la convolution dans l'Eq.(D.8) donne simplement une fonction lorentzienne, indépendante de v_z , de largeur égale à la somme des deux largeurs.

Les fonctions spectrales résultent ainsi de la convolution de distributions normalisées. L'intégrale du profil d'absorption, valable pour l' ${}^3\text{He}$ et l' ${}^4\text{He}$, est alors :

$$-\int \ln {}^*\mathcal{T}(\nu) d\nu = \frac{h\alpha^*f}{2m_e} L_{\text{cell}} \left(\langle \tilde{n}_m \rangle \sum_{j,k} l_j\tilde{T}_{jk} \right). \quad (\text{D.9})$$

D.1 Comparaison aux sections efficaces d'absorption

Dans cette section, nous présentons la méthode de comparaison entre les coefficients d'absorption déduits, comme ci-dessus, pour la transition à 706 nm dans l'hélium avec les expressions génériques habituelles reliant les sections efficaces d'absorption avec les forces d'oscillateur et les durées de vie radiatives. Pour un gaz non polarisé, les sous-niveaux sont également peuplés ($\tilde{n}_m l_j = n_L/g_L$, avec n_L la densité d'atomes dans le niveau L).

L'Eq.(D.3) peut donc être identifiée avec l'expression habituelle de la section efficace d'absorption $\sigma_a(\omega)$, telle que, selon [77] :

$$\sigma_a(\omega) = -\frac{1}{n_L I(\omega)} \frac{dI(\omega)}{dz} \quad (\text{D.10})$$

La différence entre l'Eq.(D.3) et les expressions utilisées dans [77] résulte du fait que les fréquences angulaires optiques sont systématiquement utilisées, contrairement à nos expressions (ou dans [78], Eq.3) où la fréquence optique est utilisée.

D'où :

$$\sigma_a(\nu) = A_{HL} \frac{\tilde{\lambda}^2}{8\pi} \frac{g_H}{g_L} g(\nu) \quad (\text{D.11})$$

où $A_{HL} = \tilde{\gamma}$, est le taux d'émission spontanée du niveau supérieur (3^3S) au niveau inférieur (2^3P), $\tilde{\lambda}$ la longueur d'onde de la transition à 706 nm. Le facteur de dégénérescence est g_L

= $2J_L + 1$ pour l'état inférieur et $g_H = 3$ pour l'état supérieur. La fonction $g(\nu)$ représente la forme spectrale normalisée de la raie, à la fréquence $\nu = c/\lambda$.

Puisque le taux de décroissance radiative γ est égal à :

$$\gamma = \frac{2\alpha\omega^2\hbar f}{3m_e c^2}. \quad (\text{D.12})$$

Alors, pour la transition à 706 nm, nous pouvons écrire :

$$\frac{h\alpha^* f}{2m_e} = \frac{3\tilde{\lambda}^2 \tilde{\gamma}}{8\pi} \quad (\text{D.13})$$

En substituant l'Eq.(D.5) dans (D.9),

$$- \int \ln^* \mathcal{T}(\nu) d\nu = \frac{3\tilde{\lambda}^2 \tilde{\gamma}}{8\pi} L_{\text{cell}} \left(\langle \tilde{n}_m \rangle \sum_{j,k} l_j \tilde{T}_{jk} \right) \quad (\text{D.14})$$

Cette relation est utilisée pour déterminer la densité d'atomes excités dans les sous-niveaux de l'état 2^3P .

Annexe E

Mesure de la pression du gaz : taux de décroissance de l'absorption à 1083 nm

Dans cette section, nous déterminons la pression du gaz d'hélium dans les cellules cylindriques à partir du temps de décroissance de l'absorption de la sonde à 1083 nm dans une décharge pulsée. La relation entre le mode de désexcitation le plus lent des atomes et le coefficient de diffusion D^* des atomes métastables dans le gaz est rappelée et discutée dans la 1ère partie. La valeur de D^* est tirée de la littérature pour l' ^4He . Ces résultats sont appliqués aux données récentes dans plusieurs cellules scellées.

E.1 Modes de diffusion et taux d'amortissement dans les cellules cylindriques

Afin de mesurer la pression du gaz d'hélium dans une cellule, nous déterminons la durée de vie des atomes métastables dans un plasma entretenu par un pompage optique. Les solutions factorisées de l'équation de diffusion avec des conditions aux limites, bien définies impliquent des fonctions de Bessel cylindriques des coordonnées transversales et des fonctions trigonométriques de la coordonnée axiale z . Cette approche standard est généralement appliquée pour un écoulement normal nul de l'espèce diffusante dans la direction perpendiculaire de la paroi de la cellule (par exemple pour la diffusion de spin ou de concentration). Pour la diffusion d'atomes métastables, la condition aux limites pertinente est différente et correspond à une densité métastable nulle au contact de la paroi. A partir du temps de diffusion le plus long des métastables, nous pouvons écrire [79, p.108] [80, Eq.3.4] :

$$\frac{1}{\tau_d} = D^* \left(\frac{\alpha_0}{R} \right)^2 \left\{ 1 + \left(\frac{\pi R}{\alpha_0 L_{\text{cell}}} \right)^2 \right\} \quad (\text{E.1})$$

où $\alpha_0 = 2.405$ est le premier zéro de la fonction cylindrique de Bessel J_0 , $2R$ est le diamètre intérieur de la cellule et L_{cell} est la longueur totale intérieure de la cellule. D^* représente le coefficient de diffusion de l'atome métastable. Notons que dans [79, 80] la longueur de la cellule est notée $2L$, d'où elle est remplacée par L_{cell} ici.

Le temps de diffusion varie en $1/\tau_d$, donc proportionnel à la pression du gaz à une température constante.

E.2 Coefficients de diffusion des atomes métastables de l'état 2^3S dans 1^4He

Le temps de diffusion D^* n'a été mesuré expérimentalement dans 1^4He que par Phelps (1955, [81]), puis par Huggins et Cahn (1967, [82]), Fitzsimmons et al. (1968, [83]) et Deloche et al. (1976, [84]) en fonction de la température T . Ces valeurs publiées sont répertoriées dans le tableau (E.1) pour être exprimées à une pression de gaz $p = 1$ torr :

ref.	[81]	[82]	[83]	[84]
pD_4^* (torr.cm ² /s)	470 ± 25 (à 300 K)	490 ± 7 inconnue	480 ± 25 (à 300 K)	420 ± 10 (à 293 K)

TABLEAU E.1 – Tableau des coefficients de diffusion des atomes métastables publiés à 1 torr à partir de quatre références, [81, p. 1310] indique 470 ± 25 cm²/s à 1 torr et 300 K, [82] effectuent deux types de mesures, avec des résultats de 511 ± 8 cm²/s (p.187) et 490 ± 8 cm²/s (p.188, de préférence), à une température non spécifiée (température ambiante). Fitzsimmons et al. [83] publie des données pour 300 K et Deloche et al. [84] publie des données pour 293 K.

Kolker et Michels (1969, [85]) publient l'un des nombreux articles théoriques utilisant des données expérimentales pour contraindre les potentiels atomiques en citant [81], [82] et [83]. Par contre l'article le plus récent [84] ne compare pas leurs données de D_4^* à celles de [83]. En re-dimensionnant le résultat de 293 K à 300 K pour comparaison (avec un facteur $T^{3/2} = 1.036$ pour l'augmentation de p à densité fixe et l'augmentation de la vitesse thermique), la valeur publiée égale à 420 cm²/s augmente à 435 cm²/s, laissant une différence significative dépassant les incertitudes énoncées dans les données publiées. Un autre point intéressant à mentionner est que dans [84], les résultats de [81] et [82] sont cités avec des valeurs fausses (n'existent pas dans les références citées). Notons que les données de [84] ont été mesurées à des pressions élevées (plus que 5 torr), ce qui peut introduire d'importants processus de collision à 3 corps et affecter la précision de la détermination de D_4^* . Nous utilisons dans nos calculs la valeur tirée de [83] qui est aussi la moyenne de [81] et [82] telle que $pD_4^* = 480 \pm 25$ torr.cm²/s.

E.3 Principe expérimental de la mesure de pression

Le principe expérimental de la mesure de la pression repose sur la mesure d'absorption d'un faisceau à 1083 nm d'intensité très atténuée pour éviter la saturation de la transition. La puissance transmise est détectée par la photodiode PD2 et est observée directement à l'oscilloscope ce qui permet en particulier d'effectuer une analyse directe des données. La cellule d'hélium est soumise à une décharge radiofréquence peuplant le niveau métastable, dont l'amplitude est modulée en carré à une fréquence de quelques centaines de Hz. Lorsqu'on éteint la décharge, la population de l'état métastable décroît et la durée de vie de ces atomes est déterminée par le phénomène de diffusion vers la paroi. L'absorption du signal de pompe décroît ainsi exponentiellement avec la constante de temps est celle du mode de diffusion le plus lent. Lorsque la décharge se rallume, la population d'atomes métastables augmente et le faisceau de pompe est absorbé de nouveau dans la cellule. Par conséquent, le signal de pompe transmis à la photodiode diminue.

Un ajustement exponentiel de la décroissance aux temps donne accès au temps caractéristique

τ_{abs} .

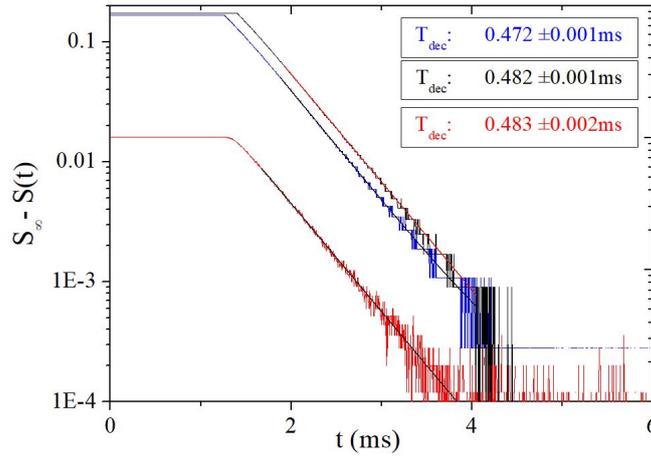


FIGURE E.1 – Exemple d’enregistrements de la décroissance du signal d’absorption $S(t)$ sur la raie D_2 d’ ^4He dans la cellule d’1.33 mbar pour trois atténuations de pompe (filtres neutres de densité : ND05 en bleu, +ND2 en noir, +ND2 + ND1 en rouge).

E.3.1 Liste de mesures de pression effectuées dans des cellules d’ ^4He pur

Une liste de mesure de la pression de quelques cellules d’ ^4He pur utilisées dans les mesures d’absorption à 706 nm le long de ce projet est représentée dans le tableau (E.2).

p_4 (mbar)	0.133	1.06	1.33
\varnothing_{ext} (cm)	3	5	5
R (cm)	1.3	2.25	2.25
L_{ext} (cm)	12.02	4.959	3.97
L_{cell} (cm)	11.52	4.459	3.47
τ_d/p_4 (ms/mbar), Eq.(E.1)	0.448	0.954	0.798
τ_{abs} (ms)	0.05	0.85	0.48
$\tau_{\text{abs}}/(\tau_d/p_4)$ (mbar)	0.111	0.890	0.601

TABLEAU E.2 – Tableau des caractéristiques des cellules d’ ^4He utilisées pour les expériences d’absorption. Les temps de diffusion calculés τ_d (Eq.E.1) utilisent 480 Torr cm²/s. Les temps de décroissance mesurés sont obtenus à partir d’ajustements exponentiels à des temps longs pour des faisceaux à 1083 nm atténuées dans des décharges pulsées.

La précision de cette méthode optique de mesure de la pression est initialement limitée par une incertitude expérimentale due à l’absence des dimensions géométriques internes de la cellule. Nous avons choisis d’utiliser les pressions nominales de remplissage dans les analyses expérimentales.

Bibliographie

- [1] S. D. Rosner and F. M. Pipkin. Hyperfine structure of the $2s13$ state of He3. *Physical Review A*, 1(3) :571–586, March 1970.
- [2] Gordon Drake, editor. *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics*. Springer New York, 2006.
- [3] J. D. Prestage, C. E. Johnson, E. A. Hinds, and F. M. J. Pichanick. Precise study of hyperfine structure in the 2^3p state of ^3He . *Physical Review A*, 32(5) :2712–2724, November 1985.
- [4] Peter J. Mohr, David B. Newell, and Barry N. Taylor. CODATA recommended values of the fundamental physical constants : 2014. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 45(4) :043102, dec 2016.
- [5] M. W. Smith, W. L. Wiese and B. M. Glennon. *Atomic transition probabilities*. U.S. Government Printing Office, 1966.
- [6] G.W.F. Drake. *Atomic, molecular, and optical physics handbook*. AIP press, 1996.
- [7] Wu Q. Precision calculation of electronic g_J factors for n^3s_1 states of ^4He and $^7\text{Li}^+$ ion. *J. Phys.* **B39**, (2006) 4213.
- [8] Alexander Kramida and Yuri Ralchenko. Nist atomic spectra database, nist standard reference database 78, 1999.
- [9] W. C. Martin. Improved $4\text{He } 1s n 1$ ionization energy, energy levels, and lamb shifts for $1s n s$ and $1s n p$ terms. *Physical Review A*, 36(8) :3575–3589, oct 1987.
- [10] M. Batz, S. Baessler, W. Heil, E.W. Otten, D. Rudersdorf, J. Schmiedeskamp, Y. Sobolev, and M. Wolf. He-3 spin filter for neutrons. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 110(3) :293, may 2005.
- [11] T.R. Gentile, W.C. Chen, G.L. Jones, E. Babcock, and T.G. Walker. Polarized he-3 spin filters for slow neutron physics. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 110(3) :299, may 2005.
- [12] V Hutanu, M Meven, S Masalovich, G Heger, and G Roth. ^3He spin filters for spherical neutron polarimetry at the hot neutrons single crystal diffractometer POLI-HEiDi. *Journal of Physics : Conference Series*, 294 :012012, jun 2011.
- [13] S.R. Parnell, E. Babcock, K. Nāñnighoff, M.W.A. Skoda, S. Boag, S. Masalovich, W.C. Chen, R. Georgii, J.M. Wild, and C.D. Frost. Study of spin-exchange optically pumped ^3He cells with high polarisation and long lifetimes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 598(3) :774–778, jan 2009.
- [14] J. Becker, H.G. Andresen, J.R.M. Annand, K. Aulenbacher, K. Beuchel, J. Blume–Werry, Th. Dombo, P. Drescher, M. Ebert, D. Eyl, A. Frey, P. Grabmayr, T. Großmann, P. Hartmann, T. Hehl, W. Heil, C. Herberg, J. Hoffmann, J.D. Kellie, F. Klein, K. Livingston, M. Leduc, M. Meyerhoff, H. Möller, Ch. Nachtigall, A. Natter,

- M. Ostrick, E.W. Otten, R.O. Owens, S. Plützer, E. Reichert, D. Rohe, M. Schäfer, H. Schmieden, R. Sprengard, M. Steigerwald, K.-H. Steffens, R. Surkau, Th. Walcher, R. Watson, and E. Wilms. Determination of the neutron electric form factor from the reaction $^3\text{He}(e,e'n)$ at medium momentum transfer. *The European Physical Journal A*, 6(3) :329–344, November 1999.
- [15] M. Meyerhoff, D. Eyl, A. Frey, H.G. Andresen, J.R.M. Annand, K. Aulenbacher, J. Becker, J. Blume-Werry, Th. Dombo, P. Drescher, J.E. Ducret, H. Fischer, P. Grabmayr, S. Hall, P. Hartmann, T. Hehl, W. Heil, J. Hoffmann, J.D. Kellie, F. Klein, M. Leduc, H. Möller, Ch. Nachtigall, M. Ostrick, E.W. Otten, R.O. Owens, S. Plützer, E. Reichert, D. Rohe, M. Schäfer, L.D. Schearer, H. Schmieden, K.-H. Steffens, R. Surkau, and Th. Walcher. First measurement of the electric formfactor of the neutron in the exclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized ^3He . *Physics Letters B*, 327(3-4) :201–207, may 1994.
- [16] Katarzyna Cieślak, Vasile Stupar, Emmanuelle Canet-Soulas, Sophie Gaillard, and Yannick Crémillieux. Alveolar oxygen partial pressure and oxygen depletion rate mapping in rats using ^3He ventilation imaging. *Magnetic Resonance in Medicine*, 57(2) :423–430, 2007.
- [17] T. Stavngaard, L. Vejby Sogaard, M. Batz, L. M. Schreiber, and A. Dirksen. Progression of emphysema evaluated by MRI using hyperpolarized ^3He (hp ^3He) measurements in patients with alpha-1-antitrypsin (a1at) deficiency compared with CT and lung function tests. *Acta Radiologica*, 50(9) :1019–1026, November 2009.
- [18] E. J. R. van Beek, A. M. Dahmen, T. Stavngaard, K. K. Gast, C. P. Heussel, F. Krummenauer, J. Schmiedeskamp, J. M. Wild, L. V. Sogaard, A. E. Morbach, L. M. Schreiber, and H-U. Kauczor. Hyperpolarised ^3He MRI versus HRCT in COPD and normal volunteers : PHIL trial. *European Respiratory Journal*, 34(6) :1311–1321, jun 2009.
- [19] O. Moreau, B. Chéron, H. Gilles, J. Hamel, and E. NoÛl. Magnétomètre à ^3He pompé par diode laser. *Journal de Physique III*, 7(1) :99–115, jan 1997.
- [20] J. Krimmer, M. Distler, W. Heil, S. Karpuk, D. Kiselev, Z. Salhi, and E.W. Otten. A highly polarized target for the electron beam at MAMI. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 611(1) :18–24, November 2009.
- [21] M. A. Bouchiat, T. R. Carver, and C. M. Varnum. Nuclear polarization in ^3He gas induced by optical pumping and dipolar exchange. *Physical Review Letters*, 5(8) :373–375, oct 1960.
- [22] Thad G. Walker and William Happer. Spin-exchange optical pumping of noble-gas nuclei. *Rev. Mod. Phys.*, 69 :629–642, Apr 1997.
- [23] F. D. Colegrove, L. D. Schearer, and G. K. Walters. Polarization of ^3He gas by optical pumping. *Physical Review*, 132(6) :2561–2572, dec 1963.
- [24] G. K. Walters, F. D. Colegrove, and L. D. Schearer. Nuclear polarization of ^3He gas by metastability exchange with optically pumped Metastable ^3He atoms. *Physical Review Letters*, 8(11) :439–442, jun 1962.
- [25] P.J. Nacher and M. Leduc. Optical pumping in ^3He with a laser. *Journal de Physique*, 46(12) :2057–2073, 1985.
- [26] N. P. Bigelow, P. J. Nacher, and M. Leduc. Accurate optical measurement of nuclear polarization in optically pumped ^3He gas. *Journal de Physique II*, 2(12) :2159–2179, dec 1992.

- [27] Thomas R. Gentile and Robert D. McKeown. Spin-polarizing he3 nuclei with an arc-lamp-pumped neodymium-doped lanthanum magnesium hexaluminate laser. *Physical Review A*, 47(1) :456–467, jan 1993.
- [28] Robert M. Mueller. The yb fiber laser for metastable 3he optical pumping at jülich. *Physica B : Condensed Matter*, 297(1-4) :277–281, March 2001.
- [29] Thomas R. Gentile, Michael E. Hayden, and Michael J. Barlow. Comparison of metastability-exchange optical pumping sources. *Journal of the Optical Society of America B*, 20(10) :2068, oct 2003.
- [30] G. Tastevin, S. Grot, E. Courtade, S. Bordais, and P.-J. Nacher. A broadband ytterbium-doped tunable fiber laser for 3he optical pumping at 1083 nm. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 78(2) :145–156, jan 2004.
- [31] P.-J. Nacher, G. Tastevin, X. Maitre, X. Dollat, B. Lemaire, and J. Olejnik. Aperi-staltic compressor for hyperpolarized helium. *Eur. Radiol.* 9, B18, 1999.
- [32] T.R. Gentile, D.R. Rich, A.K. Thompson, W.M. Snow, and G.L. Jones. Compressing spin-polarized 3he with a modified diaphragm pump. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 106(4) :709, jul 2001.
- [33] Marion Batz. *Metastability exchange optical pumping in 3He gas up to 30 mT : Efficiency measurements and evidence of laser-induced nuclear relaxation*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011.
- [34] T. R. Gentile, P. J. Nacher, B. Saam, and T. G. Walker. Optically polarized He3. *Reviews of Modern Physics*, 89(4), dec 2017.
- [35] Mitsuhiro Kodaira and Tsutomu Watanabe. Collisional transfer of triplet excitations between helium atoms. *Journal of the Physical Society of Japan*, 27(5) :1301–1309, 1969.
- [36] D. Vrinceanu, S. Kotochigova, and H. R. Sadeghpour. Pressure broadening and shift of He(23p_{0,1,2})-he(23s)lines. *Physical Review A*, 69(2), Feb 2004.
- [37] L. D. Schearer. Collision-induced mixing in the 2p3 levels of helium. *Physical Review*, 160(1) :76–80, aug 1967.
- [38] Dia Ali, Nacher Pierre-Jean, Abboud Marie, and Tastevin Geneviève. Spectroscopic study of collisions in the 2³P state of ³He and ⁴He in low pressure gas discharges. In *25^{ème} congrès général de la Société Française de Physique*, Nantes, France, July 2019.
- [39] L. D. Schearer, F. D. Colegrove, and G. K. Walters. Large He3 nuclear polarization. *Physical Review Letters*, 10(3) :108–110, feb 1963.
- [40] E. Stoltz, M. Meyerhoff, N. Bigelow, M. Leduc, P. Nacher, and G. Tastevin. High nuclear polarization in 3he and 3he - 4he gas mixtures by optical pumping with a laser diode. *Applied Physics B*, 63 :629–633, 1996.
- [41] Christian Larat. *Laser LNA de puissance, application au pompage optique de l'hélium-3 et des mélanges hélium-3/hélium-4*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, October 1991.
- [42] E. Courtade, F. Marion, P.-J. Nacher, G. Tastevin, K. Kiersnowski, and T. Dohnalik. Magnetic field effects on the 1 083 nm atomic line of helium. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular and Optical Physics*, 21(1) :25–55, oct 2002.
- [43] P. Nacher, E. Courtade, M. Abboud, A. Sinatra, G. Tastevin, and T. Dohnalik. Optical pumping of helium-3 at high pressure and magnetic field. 2002.
- [44] M. Abboud, A. Sinatra, X. Maître, G/ Tastevin, and P.-J Nacher. High nuclear polarization of 3he at low and high pressure by metastability exchange optical pumping at 1.5 tesla. *Europhysics Letters (EPL)*, 68(4) :480–486, November 2004.

- [45] Marie Abboud. *Pompage optique de l'hélium-3 à forte pression dans un champ magnétique de 1.5 Tesla*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, July 2005.
- [46] J. Klemmer. *Untersuchungen zum optischen Pumpen von ^3He hinsichtlich der Entwicklung eines kompakten Polarisators (in German)*. PhD thesis, PhD thesis Universität Mainz, 2008.
- [47] G. Collier. *Metastability exchange optical pumping of helium-3 in situ*. PhD thesis, Uniwersytet Jagiellonski Krakow, 2011.
- [48] Bartosz Glowacz. *Detection of metastable $\text{He}2^*$ molecules in helium plasma*. Theses, Université Paris 6 Pierre et Marie Curie ; Jagiellonian University, September 2011.
- [49] D Vrinceanu and H R Sadeghpour. Spin polarization transfer in ground and metastable helium atom collisions. *New Journal of Physics*, 12(6) :065039, Jun 2010.
- [50] F. D. Colegrove, L. D. Scheerer, and G. K. Walters. Temperature dependence of helium metastability exchange cross section. *Phys. Rev.*, 135 :A353–A357, Jul 1964.
- [51] J. Dupont-Roc, M. Leduc, and F. Laloë. New value for the metastability exchange cross section in helium. *Physical Review Letters*, 27 :467–470, 1971.
- [52] S. D. Rosner and F. M. Pipkin. Temperature dependence of the helium metastability-exchange cross section in the range 15–115 °k. *Phys. Rev. A*, 5 :1909–1918, Apr 1972.
- [53] RA Zhitnikov, VA Kartoshkin, GV Klementev, and LV Usacheva. *Metastability exchange in a mixture of helium isotopes at liquid-nitrogen temperature*. JETP Lett, 1975.
- [54] R Barbe. Measurement of the helium metastability-exchange cross section at 4.2k. *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, 9(6) :995–999, apr 1976.
- [55] C.G. Aminoff and M. Pinard. Velocity selective optical pumping. *Journal de Physique*, 43(2) :263–277, 1982.
- [56] J. L. Hall, C. J. Bordé, and K. Uehara. Direct optical resolution of the recoil effect using saturated absorption spectroscopy. *Physical Review Letters*, 37(20) :1339–1342, November 1976.
- [57] X. Zhao, P. A. Soletsky, W. H. Bryan, F. B. Dunning, and G. K. Walters. Temperature dependence of $\text{he}(2\ ^3p_j)$ reactions : Collision-induced mixing and conversion to $\text{he}_2(^3\Pi_g)$ molecules. *Phys. Rev. A*, 48 :4350–4357, Dec 1993.
- [58] W. L. Wiese and J. R. Fuhr. Accurate atomic transition probabilities for hydrogen, helium, and lithium. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 38(3) :565–720, sep 2009.
- [59] Anna Nikiel-Osuchowska, Guilhem Collier, Bartosz Głowacz, Tadeusz Pałasz, Zbigniew Olejniczak, Władysław P. Weglarz, Geneviève Tastevin, Pierre-Jean Nacher, and Tomasz Dohnalik. Metastability exchange optical pumping of ^3He gas up to hundreds of millibars at 4.7 tesla. *The European Physical Journal D*, 67(9), sep 2013.
- [60] J F Su and J L Nicol. Measurements of self broadening of the triplet line λ 706.5 nm in helium. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 23(14) :2215–2222, Jul 1990.
- [61] Wolfgang Demtröder. *Laser Spectroscopy 2*. Springer Berlin Heidelberg, 2015.
- [62] D. Le Bolloch and J. F. Sadoc. X-ray coherent diffraction interpreted through the fractional fourier transform. *The European Physical Journal B*, 81(4) :481–487, jun 2011.
- [63] Paul L Stubbs and Irina Novikova W & M Quantum Optics Group. Laser locking with doppler-free saturated absorption spectroscopy. May 12 2010.

- [64] Cavin Talbot, Marion Batz, P-J Nacher, and Genevieve Tastevin. An accurate optical technique for measuring the nuclear polarisation of ^3He gas. (2011).
- [65] Khaldoun Saleh, Jacques Millo, Alexandre Didier, Yann Kersalé, and Clément Lacroûte. Frequency stability of a wavelength meter and applications to laser frequency stabilization. *Applied Optics*, 54(32) :9446, November 2015.
- [66] Luc Couturier, Ingo Nosske, Fachao Hu, Canzhu Tan, Chang Qiao, Y. H. Jiang, Peng Chen, and Matthias Weidemünsrller. Laser frequency stabilization using a commercial wavelength meter. *Review of Scientific Instruments*, 89(4) :043103, apr 2018.
- [67] M. Verlinde, K. Dockx, S. Geldhof, K. König, D. Studer, T. E. Cocolios, R. P. de Groot, R. Ferrer, Yu. Kudryavtsev, T. Kieck, I. Moore, W. Nörtershäuser, S. Raeder, P. Van den Bergh, P. Van Duppen, and K. Wendt. On the performance of wavelength meters : Part 1—consequences for medium-to-high-resolution laser spectroscopy. *Applied Physics B*, 126(5), apr 2020.
- [68] Kristian König, Phillip Imgram, Jörg Krämer, Bernhard Maaß, Konstantin Mohr, Tim Ratajczyk, Felix Sommer, and Wilfried Nörtershäuser. On the performance of wavelength meters : Part 2—frequency-comb based characterization for more accurate absolute wavelength determinations. *Applied Physics B*, 126(5), apr 2020.
- [69] Bastian Aurand, Stephan Kuschel, Christian Rödel, Martin Heyer, Frank Wunderlich, Oliver Jäckel, Malte C. Kaluza, Gerhard G. Paulus, and Thomas Kühl. Creating circularly polarized light with a phase-shifting mirror. *Optics Express*, 19(18) :17151, aug 2011.
- [70] Virgil-Florin Duma. Prototypes and modulation functions of classical and novel configurations of optical chopper wheels. *Latin American Journal of Solids and Structures*, 10(1) :5–18, jan 2013.
- [71] <http://pdfstream.manualsonline.com/9/9f57d362-2519-4edb-9e6e-b1fa30ea4c67.pdf>.
- [72] Ali Dia, Marie Abboud, Pierre-Jean Nacher, and Geneviève Tastevin. Doppler-free spectroscopy of the lowest triplet states of helium using double optical resonance. *Eur. Phys. J. D*, 2021.
- [73] R. M. Whitley and C. R. Stroud. Double optical resonance. *Phys. Rev. A*, 14 :1498–1513, Oct 1976.
- [74] Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc, Gilbert Grynberg, and Pierre Meystre. Atom-photon interactions : Basic processes and applications. *Physics Today*, 45(10) :115–116, oct 1992.
- [75] J. Mompert and R. Corbalán. Generalized einstein b coefficients for coherently driven three-level systems. *Phys. Rev. A*, 63 :063810, May 2001.
- [76] Donald C Morton, Qixue Wu, and G WF Drake. Energy levels for the stable isotopes of atomic helium(^4He i and ^3He i). *Canadian Journal of Physics*, 84(2) :83–105, 2006.
- [77] Robert C. Hilborn. Einstein coefficients, cross sections, f values, dipole moments, and all that. *American Journal of Physics*, 50(11) :982–986, November 1982.
- [78] Michael W Millard, Perry P Yaney, Biswa N Ganguly, and Charles A DeJoseph. Diode laser absorption measurements of metastable helium in glow discharges. *Plasma Sources Science and Technology*, 7(3) :389–394, aug 1998.
- [79] Geneviève Tastevin. *Hélium trois polarisé : ondes de spin et liquéfaction du gaz*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, April 1987.
- [80] Bérengère Villard. *Contributions à l'étude expérimentale de l'hélium-3 liquide polarisé*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, October 1999.

- [81] A. V. Phelps. Absorption studies of helium metastable atoms and molecules. *Physical Review*, 99(4) :1307–1313, aug 1955.
- [82] R. W. Huggins and J. H. Cahn. Metastable measurements in flowing helium afterglow. *Journal of Applied Physics*, 38(1) :180–188, jan 1967.
- [83] W. A. Fitzsimmons, N. F. Lane, and G. K. Walters. Diffusion of He(2s13)in helium gas 2s13-1s01 interaction potentials at long range. *Physical Review*, 174(1) :193–200, oct 1968.
- [84] R. Deloche, P. Monchicourt, M. Cheret, and F. Lambert. High-pressure helium afterglow at room temperature. *Phys. Rev. A*, 13 :1140–1176, Mar 1976.
- [85] H. J. Kolker and H. H. Michels. Elastic scattering, diffusion, and excitation transfer of metastable helium in helium. *The Journal of Chemical Physics*, 50(4) :1762–1771, feb 1969.