



HAL
open science

Vers des mesures précises de violation de la parité dans le Césium : Construction d'une expérience nouvelle utilisant une détection active par émission induite

Philippe Jacquier

► **To cite this version:**

Philippe Jacquier. Vers des mesures précises de violation de la parité dans le Césium : Construction d'une expérience nouvelle utilisant une détection active par émission induite. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1991. Français. NNT : . tel-00011878

HAL Id: tel-00011878

<https://theses.hal.science/tel-00011878>

Submitted on 9 Mar 2006

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.

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ECOLE NORMALE
SUPERIEURE



THESE de DOCTORAT D'ETAT

ès Sciences Physiques

présentée

à l'Université Pierre et Marie Curie

Paris VI

par **Philippe JACQUIER**

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

VERS DES MESURES PRÉCISES DE VIOLATION DE LA PARITÉ DANS LE
CÉSIUM: CONSTRUCTION D'UNE EXPÉRIENCE NOUVELLE UTILISANT
UNE DÉTECTION ACTIVE PAR ÉMISSION INDUITE.

soutenue le: 17 Avril 1991 devant le Jury composé de:

M. S. Haroche
Mme. M.A. Bouchiat
M. J.L. Bobin
M. D. Fournier
M. P. Pillet
M. L. Pottier

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE
SUPERIEURE



THESE de DOCTORAT D'ÉTAT
ès Sciences Physiques

présentée

à l'Université Pierre et Marie Curie

Paris VI

par **Philippe JACQUIER**

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

VERS DES MESURES PRÉCISES DE VIOLATION DE LA PARITÉ DANS LE
CÉSIIUM: CONSTRUCTION D'UNE EXPÉRIENCE NOUVELLE UTILISANT
UNE DÉTECTION ACTIVE PAR ÉMISSION INDUITE.

soutenue le: 17 Avril 1991 devant le Jury composé de:

M. S. Haroche

Mme. M.A. Bouchiat

M. J.L. Bobin

M. D. Fournier

M. P. Pillet

M. L. Pottier

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au sein du Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure, je remercie MM. Brossel et Dupont-Roc de m'y avoir accueilli et de m'avoir ainsi permis de bénéficier d'un environnement scientifique tout à fait remarquable.

Ce sont Marie-Anne Bouchiat et Lionel Pottier qui ont dirigé ce travail, je ne saurais dire tout ce que l'un comme l'autre, grâce à leur exceptionnelle compréhension de la physique, ils ont su m'apporter, tout ce qu'il m'ont appris et transmis, je leur suis très reconnaissant et les remercie très sincèrement.

Je n'oublie pas non plus que ce travail est celui d'une équipe et je remercie aussi avec plaisir Jocelyne Guéna et Michel Lintz ainsi que les différents visiteurs qui sont venus nous apporter leur aide, des moments très agréables que nous avons passés à travailler ensemble et qui ont toujours été très enrichissants pour moi.

Je tiens à remercier MM. Haroche, Bobin, Fournier et Pillet de l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce travail en acceptant de participer au jury.

C'est un travail expérimental dont il est ici question et il n'a pu être mené que grâce à la compétence des personnels techniques du Département de Physique en général et du Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne en particulier. Je mesure toute la chance que j'ai eu de pouvoir compter toujours sur le travail et l'enthousiasme de ces techniciens et ingénieurs. Malheureusement la diminution continue de leur effectif me fait craindre que malgré leurs efforts cet atout exceptionnel ne finisse par perdre de son efficacité.

Mme Bouniol a assuré la frappe difficile de ce mémoire, acceptant avec beaucoup de bonne grâce les nombreuses modifications que je lui demandais. Mme Moissenet a dessiné la plupart des figures. Mlle Gazan a effectué le tirage du tout avec sa gentillesse habituelle

et M. Manceau la reliure. Je les en remercie tous.

Enfin je voudrais saisir cette occasion de dire à tous mes amis et amies du Département de Physique et d'ailleurs combien je leur suis reconnaissant du soutien qu'ils m'ont apporté au moment de la difficile épreuve qu'avec ma famille j'ai dû surmonter pendant le cours de ce travail, sans leur aide je n'y serais peut-être pas parvenu.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
PARTIE I: motivations pour une mesure précise de la violation de la parité atomique. .	5
I-1 Violation de la parité et interaction faible dans les atomes	7
1) Violation de la parité par l'interaction faible	7
2) Courants neutres	8
3) Interférence électrofaible	8
4) Potentiel violant la parité, amplitude E_1^{PV}	10
I-2 Les premières expériences et leurs implications	13
1) Expériences de pouvoir rotatoire	13
2) Expériences sur des transitions très interdites en présence d'un champ électrique .	16
3) Détermination des constantes de couplage C_1^u et C_1^d	20
4) Extension du domaine de test de la théorie électrofaible	22
5) Complémentarité entre des informations venant de la physique atomique et des hautes énergies	23
I-3 Nouvelles motivations pour de nouvelles expériences	25
1) Interrogations sur le modèle standard	25
2) Couplage axial-nucléonique, vectoriel-électronique	26
3) Corrections radiatives	30

I-4 Les nouvelles expériences	35
1) Etendre la gamme d'atomes mesurés	35
2) Mesures précises dans le césium	36
I-5 Notre stratégie	43
PARTIE II: Principales étapes de la progression de l'expérience	45
II-1 Principe de l'expérience	47
1) Position du problème	47
2) Exploitation de l'émission induite	49
3) Description de l'expérience idéale	50
a) Excitation $6S - 7S$	52
i) Amplitude de transition et matrice effective de transition $6S - 7S$	52
ii) Matrice densité de $7S$, orientation et alignement	53
b) Détection par émission induite, matrice de gain	57
i) Détection de l'alignement	57
ii) Matrice de gain	59
c) Ordres de grandeur	63
i) Nombre d'atomes excités	63
ii) Intensité du faisceau sonde	65
iii) Amplification possible	66
iv) Rapport signal sur bruit	66
4) Les avantages et les inconvénients des non-linéarités	67
a) Amplification de l'asymétrie	67
i) Principe de l'effet	67
ii) Ordre de grandeur de l'effet	68
b) Les dangers des non-linéarités	70
i) Le problème	70
ii) Le remède	71

5) Réexamen critique de la méthode de détection: choix de la transition sonde	73
II-2 Une expérience exploratoire avec des lasers continus	75
1) Les objectifs de cette étude	75
2) Principe de l'expérience et allure des spectres obtenus	76
3) Interprétation et exploitation des signaux	80
4) Sensibilité de l'émission induite à l'anisotropie de l'état $7S$	86
a) Détection sur la fluorescence	87
b) Détection sur le faisceau transmis	87
5) Conclusion	91
II-3 Une expérience préliminaire: l'étude de l'amplification pulsée en champ transverse	93
1) Pourquoi ne pas tenter l'expérience de violation de la parité en continu?	93
2) But de cette expérience préliminaire	94
3) Configuration expérimentale	95
4) Résultats obtenus	97
a) Observation d'untransitoire d'amplification	97
b) Spectres d'amplification	99
<i>i</i> Structure hyperfine, largeur des résonances	100
<i>ii</i> Grandeur du gain réalisable à résonance	102
<i>iii</i>) Absorption par l'état $6P_{3/2}$	103
<i>iv</i>) Utilisation des "bipulses"	105
c) Trois régimes d'amplification	107
<i>i</i>) Etude succincte de la superradiance spontanée	108
<i>ii</i>) Manifestation de la superradiance déclenchée	110
<i>iii</i>) Passage continu du régime d'amplification linéaire à celui de superradiance déclenchée	112
d) Sensibilité à l'anisotropie de l'état $7S$	114
<i>i</i>) Mesure du dichroïsme circulaire	114
<i>ii</i>) Propriétés et forme spectrale du signal de dichroïsme	122

iii) Amplification de l'asymétrie par propagation dans la vapeur optiquement épaisse	123
5) Conclusion	126
II-4 Observation de l'alignement Stark en champ longitudinal, test de la procédure de calibration	129
1) Amplification du faisceau sonde	130
2) Absorption du faisceau sonde, choix de la densité optimale de césium	132
a) Caractéristiques concernant la population excitée dans $6P_{3/2}$	132
b) Tentative d'interprétation	134
c) Choix de la densité optimale de césium	139
3) Manifestement de l'alignement Stark	141
4) Réalisation de la procédure de calibration et test de la validité de cette méthode	141
a) Le modulateur Faraday et son étalonnage	142
b) Obtention d'un spectre impair en θ_F	144
c) Validité de la méthode de calibration: proportionnalité entre le signal et θ_F	145
5) Amplification de l'asymétrie	146
6) Sensibilité de l'expérience parité – Perspectives d'amélioration	149
7) Un exemple de défaut: une hélicité parasite du faisceau vert	153
8) Conclusion	156
II-A Complément	159
1) Matrice densité de $7S$, population, orientation et alignement	159
a) Matrice densité de $6P_{3/2}$	159
b) Excitation $6S - 7S$	160
c) Matrice de transition	161
d) Matrice densité $7S_{1/2}, F$	162
e) Population de $7S$	165
f) Orientation	166
g) Alignements	167

2) Matrice de gain, coefficients K, k_0, k_1	169
a) Amplification du faisceau sonde	169
b) Matrice de gain	169
PARTIE III: Construction du montage expérimental	177
III-1 Le laser d'excitation	183
1) Principe du laser	183
a) Un laser continu dont le faisceau est extérieurement amplifié	183
b) Principe de fonctionnement des amplificateurs	184
c) Que veut dire intensité incidente suffisante?	185
d) Le choix du nombre d'étages	186
2) Description technique	187
a) Le laser continu	187
i) Schéma	187
ii) Asservissement des éléments sélectifs, stabilisation du mode laser	187
iii) Isolation optique	189
b) La partie amplification	191
i) Schéma général	191
ii) Les cellules à colorant	191
3) Performances	194
a) Energie des impulsions	194
b) Durée et qualité spectrale	194
III-1-A Mesures de sécurité	199
1) Opérateurs et étrangers	199
2) Protection des étrangers	200
3) Protection des opérateurs	200

III-2 Le laser sonde	201
1) Raisons du choix d'un laser à centres colorés et de la transition $7S - 6P_{3/2}$ à $1.47 \mu\text{m}$	201
a) Transitions (et longueurs d'onde) possibles	201
b) Lasers disponibles à ces longueurs d'onde	202
c) Choix du laser à centres colorés à $1.47 \mu\text{m}$	203
2) Description du laser	204
a) Description sommaire des divers composants de la cavité	204
b) Contrôle de la fréquence	206
i) Asservissement de la fréquence à une référence atomique externe	206
ii) Asservissement de l'étalon de Fabry-Perot interne	207
iii) Repérage pratique de la fréquence	209
c) Pompage du cristal	212
3) Performances du laser	214
a) Puissance, rendement	214
b) Largeur spectrale	216
c) Accordabilité	216
d) Durée de vie	218
III-2-A Calcul de la cavité en anneau	219
1) Motivation d'un calcul complet	220
2) Dépliage de la cavité	222
3) Condition de stabilité de la cavité	222
a) Equivalence de l'ensemble d'une lentille suivie d'un miroir plan	222
b) Expression la condition de stabilité de la cavité	224
c) Etude (et choix) du waist du laser	226
d) Confirmation expérimentale de nos calculs	228
4) Compensation de l'astigmatisme	228
III-2-B Fabrication des cristaux	231
1) Tirage d'un monocristal	231

2) Création de défauts par irradiation	233
3) Affinage: obtention des centres voulus $F_A(Tl^+)$ ou $Tl^0(1)$	234
III-2-C Le cryostat	239
III-3 Les cellules, le champ électrique	243
1) Principe généraux de construction des cellules	243
2) Les deux cellules	244
3) Le problème de la conduction du verre	247
4) Le problème des décharges: recours à une alimentation de champ électrique impulsionnelle	249
III-4 L'interrupteur optique	251
1) Principe de l'interrupteur optique	253
2) Mise en œuvre et performances	257
III-5 Le polarimètre	261
1) Principe et réalisation	
2) Utilisation à la mesure d'une biréfringence, d'un pouvoir rotatoire ou d'un dichroïsme	266
a) Représentation de la polarisation par un vecteur polarisation et de l'effet d'un système optique par une matrice de transfert	266
b) Expression du taux de polarisation dans ce formalisme	268
c) Mesure des coefficients de dichroïsme et de biréfringence à l'aide du polarimètre	269
III-6 La détection des impulsions lumineuses	273
1) Introduction	273
2) Enregistrement des impulsions	276
a) Système préliminaire	275
b) Peaufineur	276
c) Carte DMA	278
3) Chaîne de mesure des polarisations	281
a) Présentation de la chaîne choisie	281

b) Etude des différentes causes de bruit de la chaîne de mesure	284
c) Procédure de mesure du bruit	289
d) Résumé de quelques mesures de bruit sans lumière parmi les plus significatives .	291
e) Etude du bruit en présence de lumière: mesure du taux de polarisation avec élimination des fluctuations d'intensité grâce au fonctionnement en mode équilibré du polarimètre	294
i) Réjection du bruit d'intensité sur la différence des impulsions fournies par les deux voies	294
ii) Réjection du bruit sur le signal des photons de fuite	295
f) Réduction du bruit des impulsions lumineuses au niveau du bruit de photons .	296
i) Etude de la dépendance en τ	296
ii) Etude de la dépendance du bruit en fonction de la taille des impulsions lumineuses	298
iii) Résultats et commentaires	301
III-6-A Non-linéarités dans la chaîne de mesure des polarisations	303
1) Effet d'une non-linéarité commune sur la réjection du bruit commun	303
2) Effet d'une non-linéarité différente sur les deux voies	304
3) Mesure de la différence des non-linéarités des deux voies. Conclusion	305
III-6-B Ecart quadratique moyen du bruit de conversion analogique-numérique. Choix de la résolution du convertisseur	309
1) Définitions	309
2) Calcul de $\langle e(x) \rangle$ et σ^2	310
3) Application au choix de notre convertisseur	311
III-7 Problèmes de synchronisation	313
1) Synchronisation des lasers	314
2) Synchronisation des lasers avec l'impulsion de champ électrique	314
3) Synchronisation du peaufineur et des convertisseurs analogique – numérique . . .	316
CONCLUSION	319

INTRODUCTION

L'objet de ce travail est un projet de physique atomique actuellement en cours visant à la mesure précise d'un effet de violation de la parité dans le césium. Ce projet qui constitue un travail de longue haleine s'inscrit dans un vaste ensemble de recherches menées depuis une vingtaine d'années autour du modèle standard électrofaible unifiant les interactions faibles et électromagnétiques. Ce que nous relatons ici ce sont les trois étapes successives de sa construction qui ont amené son développement au seuil de l'étape finale d'exploitation, qui n'est pas encore engagée

Les toutes premières expériences de violation de la parité en physique atomique (la première expérience de l'équipe de l'E.N.S. a abouti en 1982-83) avaient contribué à apporter à basse énergie une confirmation du modèle standard, avec une précision d'environ 10%. Simultanément elles réussissaient à imposer des contraintes sérieuses à des modèles concurrents.

Les expériences actuelles, dont celle abordée ici, ont des motivations en fait différentes. En effet le but — mesurer avec une précision si possible de l'ordre du pourcent une amplitude de transition dipolaire électrique qui ne dépasse pas 10^{-11} unité atomique — n'est pas de refaire mieux le même test du modèle, dont plus personne ne doute en tant que théorie effective à basse énergie ($\lesssim 100$ GeV). L'acquisition d'une décimale supplémentaire resterait d'un intérêt limité si elle ne faisait progresser vers la réponse à des questions essentielles. La mesure porte sur une grandeur fondamentale dont la comparaison à la valeur théorique permet de tester le modèle véritablement en profondeur, c'est-à-dire au-delà de l'approximation à l'ordre le plus bas. Actuellement on a lieu de penser que la théorie électrofaible n'est pas une théorie complète. Or une mesure à basse énergie, si elle est très précise, peut apporter des informations relatives aux phénomènes de hautes énergies par le biais des corrections radiatives mettant en jeu des transitions virtuelles. Ainsi une telle mesure peut fournir un complément utile aux informations venues des plus grands accélérateurs.

Ce mémoire est divisé en trois parties : la première précise ces motivations, qui ne sont pas toujours bien connues de la communauté de la physique atomique compte tenu qu'elles concernent un domaine d'énergie très différent de celui auquel elle est habituée. A cette fin on cherchera

particulièrement à situer l'apport de la physique atomique à la théorie électrofaible vis-à-vis de celui des expériences de physique des particules.

Nous avons choisi dans notre nouvelle expérience d'exciter le césium, en présence d'un champ électrique statique, sur la transition interdite $6S - 7S$ par un laser impulsif. On réalise ainsi une inversion de population permettant de détecter les atomes excités non pas par fluorescence comme dans l'expérience initiale mais par émission induite par un deuxième laser. La violation de la parité se manifestera comme une modification chirale de la polarisation du faisceau sonde ainsi amplifiée par la vapeur, due à un dichroïsme plan de celle-ci d'origine "électrofaible". La complexité prévisible de l'expérience finale nous a incité à ne procéder à ces bouleversements qu'imposaient les nouvelles exigences de sensibilité et de précision que par étapes à partir de la situation correspondant à l'expérience de 1982-83. Ce sont ces étapes que décrit la deuxième partie.

La troisième partie concerne quant à elle le montage expérimental graduellement mis en œuvre. Une place importante a été réservée à la réalisation des systèmes laser, à la détection sensible des impulsions lumineuses au bruit de photons près, ainsi qu'à celle des très petites modifications qui altèrent leur polarisation de manière corrélée avec les basculements des paramètres de l'expérience.

L'ampleur des difficultés rencontrées dans une expérience de ce genre implique qu'elle ne peut être menée à bien qu'au sein d'une équipe travaillant en bonne intelligence. La nôtre est composée de Marie-Anne Bouchiat, Jocelyne Guéna, moi-même, Michel Lintz et Lionel Pottier auxquels se sont joints de manière temporaire successivement Arthur Zajonc, Emlyn Hughes et Sven Redsun. Chacun de ses membres, dont les compétences et les goûts sont différents et complémentaires, a contribué au travail présenté ici qui est le résultat des efforts conjoints de tous.

PARTIE I

**MOTIVATIONS POUR UNE MESURE PRECISE
DE LA VIOLATION DE PARITE ATOMIQUE**

Chapitre I-1
VIOLATION DE LA PARITE
ET
INTERACTION FAIBLE DANS LES ATOMES

1) Violation de la parité par l'interaction faible

Le but d'une expérience de violation de la parité dans un atome est d'étudier l'interaction faible entre électrons et noyau à basse énergie. C'est qu'en effet seule l'interaction faible viole la parité.

Il est bien connu par exemple que l'interaction électromagnétique est invariante par renversement des coordonnées d'espace (c'est l'opération "d'inversion d'espace" ou "parité"), cela se voit facilement sur les équations de Maxwell. C'est cette conservation de la parité qui a permis à Wigner d'expliquer les règles de sélection de Laporte [1]. L'existence de règles de sélection analogues pour les processus mettant en jeu l'interaction forte montre que celle-ci conserve aussi la parité et il semble bien qu'il en soit de même pour la gravitation. En fait l'hypothèse que la symétrie par parité pourrait ne pas être une règle fondamentale de la nature n'a pas été envisagée avant 1956. A cette époque T.D. Lee et C.N. Yang proposèrent d'interpréter un ensemble de résultats expérimentaux inexplicés connus sous le nom de puzzle $\theta - \tau$ [2] par le fait que l'interaction faible ne conservait pas la parité [3], ce que devait confirmer quelques mois plus tard C.S. Wu et coll. dans une expérience devenue célèbre [4].

La violation de la parité est donc l'apanage exclusif de l'interaction faible et elle est d'ailleurs systématique : l'interaction faible viole toujours la parité. Cette propriété permet de distinguer sans ambiguïté l'interaction faible des autres, c'est ce que nous utilisons dans une expérience de physique atomique pour séparer l'effet de l'interaction faible entre électron et noyau de celui de l'interaction

électromagnétique, pourtant bien plus intense.

2) Courants neutres

Tous les processus mettant en jeu l'interaction faible connus jusqu'en 1970 étaient des processus dits "à courants chargés" et ces processus ne peuvent avoir lieu dans un atome dont le noyau est stable. L'exemple de la capture K électronique est à cet égard typique : un électron interagit avec un quark u du noyau en échangeant, comme on le sait maintenant, un boson W^+ ou W^- chargé, dans cette interaction l'électron est transformé en neutrino et le noyau voit sa charge diminuer d'une unité, le quark u étant changé en d : c'est bien un cas de radioactivité, l'atome n'est donc pas stable.

C'est depuis qu'en 1971 t'Hooft a montré [5] que les "théories de jauge à symétrie spontanément brisée" étaient renormalisables qu'on sait disposer d'une théorie satisfaisante de l'interaction faible : le modèle développé quelques années auparavant par Glashow, Salam et Weinberg [6] fondé sur le groupe de jauge $SU(2) \otimes U(1)$ et qui en fait unifie les interactions faible et électromagnétique.

Ce modèle souvent appelé théorie électrofaible ou modèle standard prédisait qu'outre les W^+ et W^- dont l'existence avait déjà été soupçonnée, il existait un troisième boson massif, neutre : le Z^0 , médiateur d'un nouveau type d'interaction faible dit "à courants neutres". Cette interaction fut bientôt mise en évidence dans la chambre à bulle Gargamelle au CERN dans des expériences de diffusion de neutrinos [7]. Comme chacun sait le boson Z^0 fut produit directement au CERN en 1983 [8] et est fabriqué désormais quotidiennement dans les "usines à Z^0 " que sont le SLC et surtout le LEP.

3) Interférence électrofaible

A cause de la très grande masse du Z^0 ($\sim 91 \text{ GeV}/c^2$), l'interaction faible est à très courte

portée : à l'échelle d'un atome elle apparaît comme une interaction de contact très peu intense (d'où son nom d'ailleurs). De plus, alors que l'existence même d'une diffusion neutrino-électron observée dans Gargamelle était en soi une démonstration de l'interaction faible à courant neutre, une interaction élastique (sans transformation du noyau) entre un électron et un noyau atomique est loin d'être spécifique de l'interaction faible, l'interaction électromagnétique étant au contraire très nettement prépondérante jusqu'aux énergies correspondant à la masse du Z^0 .

Deux amplitudes contribuent donc en principe à un processus mettant en jeu un électron et un noyau : une amplitude électromagnétique A_{em} représentée par l'échange d'un photon et une amplitude faible représentée par l'échange d'un Z^0 . Comment peut-on les distinguer l'une de l'autre ? Comme nous l'avons déjà dit en utilisant le fait que l'interaction faible viole la parité, qu'elle soit à courants chargés ou comme ici à courants neutres. Dans le modèle standard le courant faible de l'électron qui se couple au Z^0 , comme d'ailleurs celui des quarks du noyau, contient à la fois une partie vectorielle et une partie pseudo-vectorielle [9]. L'amplitude résultante contient donc une partie pseudo-scalaire A_W (il y a aussi une partie scalaire, qui se comporte exactement comme A_{em} et que nous négligerons). Considérons maintenant très schématiquement la probabilité de transition correspondant à une expérience donnée, elle peut a priori s'écrire :

$$\mathcal{P} = |A_{em} + A_W|^2 = |A_{em}|^2 + |A_W|^2 + 2Re(A_{em}^* A_W)$$

où les deux premiers termes du 3^{ème} membre sont des scalaires et où le troisième terme, représentant l'interférence entre le processus faible et le processus électromagnétique est un pseudo-scalaire. Dans une réflexion d'espace A_W et A_{em} se comportent de manière différente: si l'on réalise l'expérience image miroir de la première, donc de chiralité opposée, une des amplitudes change, l'autre pas, on obtient donc une probabilité différente :

$$\mathcal{P}' = |A_{em}|^2 + |A_W|^2 - 2Re(A_{em}^* A_W)$$

Il y a donc bien violation de la parité avec une asymétrie proportionnelle à A_W en première approximation :

$$A^{pv} = \frac{\mathcal{P} - \mathcal{P}'}{\mathcal{P} + \mathcal{P}'} \# 2 \frac{A_W}{A_{em}}$$

dont la mesure permet d'atteindre A_W c'est-à-dire l'effet de l'interaction faible à courants neutres entre l'électron et le noyau.

4) Potentiel violant la parité amplitude E_1^{pv}

Dans un atome la partie de A_W correspondant à la partie pseudo-vectorielle du courant électronique et vectorielle du courant nucléaire est prépondérante. On peut représenter son existence par un potentiel effectif pseudo-scalaire très petit par rapport au potentiel Coulombien. Dans la limite non-relativiste il s'écrit :

$$V_1^{pv} = \frac{G_F}{4\sqrt{2}} Q_W \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{m_e c} \rho_N(r) + hc$$

Dans cette expression on reconnaît un pseudo-scalaire formé de variables électroniques $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} / m_e c$, il provient du courant pseudo-vectoriel électronique qui se couple au Z^0 ; $\rho_N(r)$ est la densité nucléaire normalisée et représente le fait que l'interaction faible est, à l'échelle de l'atome une interaction de contact. G_F est la constante de Fermi qui donne l'intensité effective de l'interaction faible. Q_W indique l'importance du couplage du Z^0 au courant vectoriel nucléaire et joue le même rôle que la charge électrique dans l'interaction de Coulomb, on l'appelle charge faible du noyau. On peut montrer qu'à cause de la symétrie de jauge il y a conservation du courant vectoriel faible et que donc Q_W est simplement la somme des charges faibles de chacun des quarks du noyau, on l'écrit généralement sous la forme :

$$Q_W = -2 [(2Z + N)C_1^u + (Z + 2N)C_1^d]$$

en fonction des constantes de couplage vectoriel C_1^u et C_1^d du Z^0 aux quarks u et d qui constituent le noyau de Z protons et N neutrons. Le facteur -2 n'a aucune signification physique, il résulte d'une convention d'origine purement historique.

Comment mettre en évidence V_1^{PV} dans un atome ? Bien sûr en mettant à profit son caractère pseudo-scalaire qui lui fait violer la parité. Nous avons déjà dit qu'une conséquence de la conservation de la parité par l'interaction électromagnétique est la règle de Laporte selon laquelle l'élément de matrice de l'opérateur moment dipolaire électrique \mathbf{d} est nul entre deux niveaux de même parité. Sous l'effet de V_1^{PV} tout niveau est en réalité légèrement contaminé par les niveaux de parité opposée. Un dipôle électrique pourra donc exister entre états "de même parité". Cependant il résulte de l'invariance par renversement du sens du temps satisfaite par l'interaction à courants faibles neutres (cf. par exemple l'expression de $V_1^{PV}(\mathbf{r})$ ci-dessus) que seuls peuvent être non-nuls les éléments de matrice de \mathbf{d} pris entre des niveaux différents, un dipôle statique restant donc impossible [10]. Par contre on s'attend à pouvoir mettre en évidence un dipôle électrique de transition non-nul entre deux états de même parité nominale, donné en première approximation par :

$$\mathbf{d}^{PV} = E_1^{PV} \boldsymbol{\sigma} = \sum_p \frac{\langle n | V_1^{PV} | p \rangle \langle p | \mathbf{d} | n' \rangle}{E_n - E_p} + \frac{\langle n | \mathbf{d} | p \rangle \langle p | V_1^{PV} | n' \rangle}{E_{n'} - E_p}$$

où la somme s'étend sur tous les états de parité opposée à $|n\rangle$ et $|n'\rangle$. Compte tenu de l'extrême petitesse de V_1^{PV} comparé au potentiel Coulombien, E_1^{PV} est excessivement petit. M.-A. et C. Bouchiat ont cependant montré [11], et c'est d'ailleurs essentiellement cette remarque qui lança véritablement le sujet à l'époque, que pour les atomes lourds E_1^{PV} est augmenté par un facteur un peu plus grand que Z^3 . Pour le césium qui nous intéressera au premier chef dans cette thèse ($Z = 55$) E_1^{PV} reste tout de même encore très faible :

$$|E_1^{PV}(6S \rightarrow 7S)| = 0.83 \times 10^{-11} e a_0$$

Entre deux niveaux de même parité une amplitude dipolaire magnétique de transition M_1 peut exister en l'absence même de violation de la parité, elle est même nettement plus grande que E_1^{PV} . Une importante conséquence supplémentaire de l'invariance par renversement du temps est que E_1^{PV}/M_1

est nécessairement imaginaire pur [12], c'est-à-dire qu'avec la convention habituelle, M_1 réel, E_1^{pv} est un imaginaire pur, nous l'écrivons donc désormais $i \operatorname{Im} E_1^{pv}$.

Comme nous l'avons vu plus haut, la différence de comportement entre les interactions faible et électromagnétique se traduira par une asymétrie violant la parité, rapport de l'amplitude faible sur l'amplitude électromagnétique, c'est-à-dire ici :

$$\mathcal{A}^{pv} \propto \frac{\operatorname{Im} E_1^{pv}}{M_1}$$

Dans le césium la transition choisie ($6S - 7S$) est en fait très interdite, M_1 est bien inférieur à μ_B/c :

$$|M_1(6S - 7S)| = 4 \times 10^{-5} \left| \frac{\mu_B}{c} \right|$$

L'asymétrie \mathcal{A}^{pv} est donc finalement raisonnablement mesurable :

$$\mathcal{A}^{pv} \sim 6 \times 10^{-5}$$

Nous verrons plus loin que les méthodes employées expérimentalement, ayant recours à l'application d'un champ électrique statique, conduisent à des asymétries en fait plus faibles (10^{-6} à 10^{-5}) en contrepartie d'un meilleur contrôle des effets observés et donc d'un résultat plus sûr. Néanmoins le bénéfice dû au recours à une transition d'amplitude M_1 particulièrement faible, demeure tout à fait réel.

Chapitre I-2

LES PREMIERES EXPERIENCES ET LEURS IMPLICATIONS

Les premières expériences de mesure d'un effet de violation de la parité dans les atomes se regroupent en deux catégories :

- d'une part des expériences de pouvoir rotatoire sur des transitions dipolaires magnétiques permises,
- d'autre part des expériences sur des transitions magnétiques dipolaires interdites en présence d'un champ électrique.

1) Expériences de pouvoir rotatoire

Ces expériences sont conceptuellement les plus simples : un faisceau de lumière polarisée linéairement est envoyé à travers la vapeur d'un atome lourd, accordé à une fréquence proche de celle d'une transition M_1 permise. En l'absence d'un champ magnétique le plan de polarisation tourne à la traversée de cette vapeur d'un angle Φ^{pv} qui est la quantité violant la parité — donc manifestation de l'interaction faible — que l'on mesure. Ce pouvoir rotatoire, dû à ce que l'indice de la vapeur est différent suivant que l'onde est polarisée circulairement droite ou gauche, est associé à un dichroïsme circulaire dû à l'interférence entre M_1 et $i Im E_1^{pv}$. Pour mesurer le pouvoir

rotatoire qui au voisinage de la résonance varie en fonction de la fréquence selon une forme de dispersion on désaccorde le laser par rapport à la résonance. En choisissant un grand désaccord on peut utiliser une vapeur optiquement épaisse sans être trop gêné par l'absorption du faisceau. Malgré cela l'angle $\Phi^{p\nu}$ reste extrêmement faible : dans la dernière expérience faite à Oxford [14] sur la transition $6p^3 \ ^4S_{3/2} \rightarrow 6p^3 \ ^2D_{3/2}$ du bismuth à $\lambda = 876$ nm, l'angle mesuré n'était qu'une fraction de microradian malgré une épaisseur optique à résonance de 10 longueurs d'absorptions !

Ces expériences se sont révélées très difficiles, la difficulté principale résidant dans la discrimination de l'effet réel de rotation violant la parité d'autres effets, associés à des défauts (inévitables) du montage expérimental. En particulier pour atteindre des niveaux d'angle $\Phi^{p\nu}$ mesurables, il faut pousser la densité de vapeur vers des valeurs très élevées, ce qui ne va pas sans problèmes, d'homogénéité, de fond moléculaire, etc... Ce n'est que récemment que ces expériences, pourtant commencées très tôt, ont véritablement abouti à des résultats concordants, reproductibles et fiables. Le tableau I-1 résume la situation actuelle pour les deux atomes étudiés, le plomb et le bismuth.

Transition	$10^8 \times \frac{E_1^{pv}}{M_1}$ Théorie [20]	$10^8 \times \frac{E_1^{pv}}{M_1}$ Expérience	Référence
Bi: $6p^3 \ ^4S_{3/2} \rightarrow 6p^3 \ ^2D_{5/2}$ $\lambda = 648 \text{ nm}$	-12 ± 3	-9.3 ± 1.4	Oxford [15]
		-7.8 ± 1.8	Moscou [16]
		-20.2 ± 2.7	Novosibirsk [17]
Bi: $6p^3 \ ^4S_{3/2} \rightarrow 6p^3 \ ^2D_{3/2}$ $\lambda = 876 \text{ nm}$	-10 ± 3	-10.0 ± 1.0	Oxford [14]
		-10.4 ± 1.7	Seattle [18]
Pb: $6p^2 \ ^3P_0 \rightarrow 6p^2 \ ^3P_1$ $\lambda = 1.28 \ \mu\text{m}$	-10 ± 3	-9.9 ± 2.5	Seattle [19]

Tableau I-1 Résumé des résultats des expériences de pouvoir rotatoire sur le plomb et le bismuth comparés à une estimation théorique.

2) Expériences sur des transitions très interdites en présence d'un champ électrique

Dès le début [11] l'idée d'utiliser une transition très interdite pour laquelle M_1 est bien plus faible et donc l'asymétrie bien plus grande a été proposée et mise en pratique. Mais la situation n'est pas aussi simple qu'on pourrait le croire de prime abord et tenter une expérience de pouvoir rotatoire sur une transition interdite n'est pas une solution envisageable : le signal serait bien trop faible. En fait sur la transition $6S - 7S$ du césium M_1 est si faible qu'il est possible, en appliquant à la vapeur un petit champ électrique d'induire un dipôle de transition Stark conservant la parité qui bien que dominant nettement M_1 reste très petit devant le dipôle d'une transition permise.

Les avantages sont considérables : en effet tout en augmentant nettement l'asymétrie mesurable par rapport aux expériences de pouvoir rotatoire (de $E_1^{pv}/M_1 \sim 10^{-7}$ pour le bismuth, on passe pour le césium à $E_1^{pv}/E_1^{ind} \sim$ quelques 10^{-6} à 10^{-5} , malgré un facteur Z^3 presque 10 fois moins favorable), on s'offre la possibilité de contrôler dans une large mesure le taux de transition, ce qui est fort utile pour choisir les conditions de meilleur rapport signal sur bruit. De plus on a accès de la sorte à un plus large choix de grandeurs physiques violant la parité, de nature tensorielle variée. En effet le dipôle électrique induit est de la forme :

$$\mathbf{D} = \alpha \mathbf{E} + i \beta \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{E}$$

où α et β sont réels (ceci résulte de considérations de symétrie, c'est en particulier la symétrie de ce dipôle par renversement du temps qui conduit à introduire le facteur i), les deux contributions scalaires et tensorielles $\alpha \mathbf{E}$ et $i \beta \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{E}$ peuvent l'une et l'autre donner avec $i \text{Im} E_1^{pv}$ des termes d'interférences violant la parité différents. Comme de plus l'orientation de \mathbf{E} par rapport à la direction du faisceau laser et à sa polarisation est a priori quelconque, on aboutira à de multiples schémas possibles d'expériences. Mais les deux parties du dipôle Stark peuvent aussi interférer soit entre elles soit avec M_1 et donner lieu à des grandeurs mesurables qui bien que d'origine fondamentalement différente et ne violant pas la parité sont de même nature tensorielle que l'effet de violation de la parité choisi, elles s'en distinguent par un comportement différent dans le basculement de l'ensemble des paramètres de l'expérience. Elles conduisent à un procédé de calibration fort utile. Tout ceci

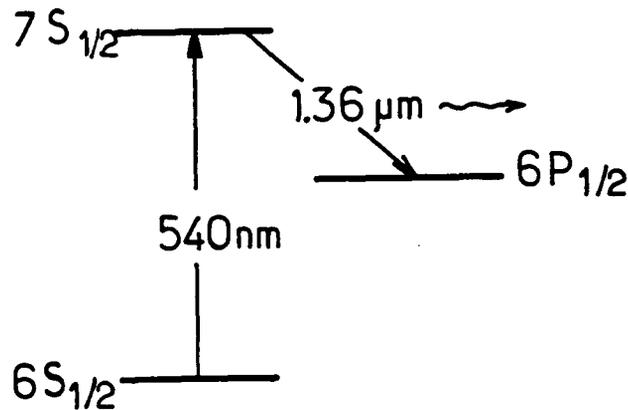


Fig. I-1 : Schéma des niveaux de césium pour l'ancienne expérience de l'E.N.S. : les atomes sont excités de $6S_{1/2}$ vers $7S_{1/2}$ par un laser et détectés par la fluorescence sur la transition $7S_{1/2} - 6P_{1/2}$.

contribue à donner à ces expériences une crédibilité reconnue.

Malgré la diversité des expériences possibles, elles se caractérisent par un schéma commun :

- on excite l'atome sur une transition interdite. C'est durant cette excitation qu'a lieu la violation de la parité.

- L'état excité porte une marque de la violation de la parité, sous forme d'une altération chirale soit de sa population, soit de ses caractéristiques angulaires (orientation ou alignement).

- Cette marque est ensuite analysée en utilisant pour détecter les atomes excités une autre transition, permise, qui part du niveau excité.

Ce schéma très général est celui de plusieurs expériences qui ont abouti dans le début des années 1980 tant sur le césium à l'E.N.S. [21] que dans le thallium à Berkeley [22][23]. Plus tard une expérience a été réalisée à Boulder sur le césium selon le même schéma général et est venue confirmer, en 1985 et 1988 les premiers résultats et améliorer leur précision [24][25]. Ce n'est pas ici le lieu de faire une revue de ces différentes expériences, nous nous contenterons de présenter rapidement le principe de l'expérience faite à l'E.N.S. en 1982-83 sur la transition $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ du césium car c'est à partir de celle-ci que s'est développé le travail dont cette thèse rend compte. Nous indiquerons par

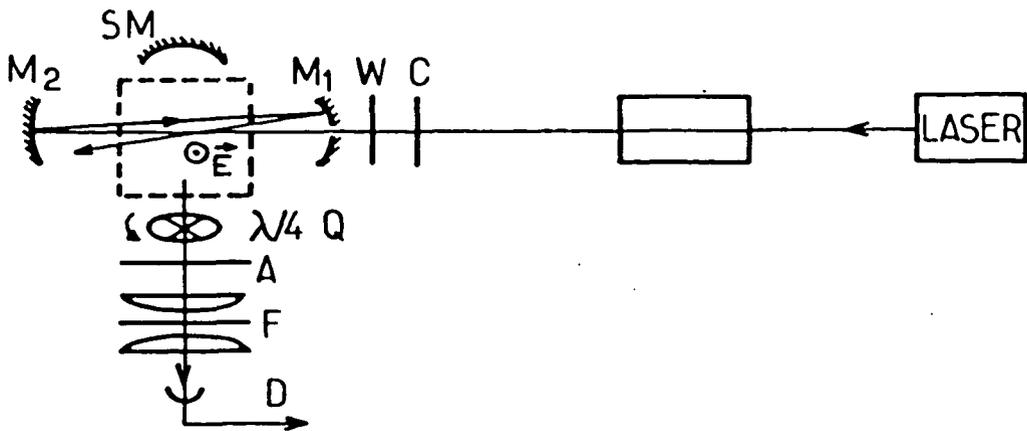


Fig. I-2 : Schéma de l'ancienne expérience de l'E.N.S. Q : lame quart d'onde tournante ; A : analyseur Polaroid ; F : filtre interférentiel à $\lambda = 1.36 \mu m$; D : détecteur ; SM : miroir sphérique ; $M_1 M_2$: miroir du système à multipassage ; W : fenêtre d'entrée ; C : compensateur de biréfringence.

la suite en quoi l'expérience de Boulder en diffère (cf. §I-4-3).

Dans l'expérience de l'E.N.S. [26] la vapeur était excitée de $6S_{1/2}$ vers $7S_{1/2}$ par un laser continu polarisé circulairement en présence d'un champ électrique perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau. Par suite de l'interférence entre les deux dipôles induits, αE et $i\beta \sigma \times E$, le moment cinétique des photons est partiellement transféré aux atomes excités qui acquièrent ainsi une certaine orientation dans la direction du faisceau laser donnée à un facteur angulaire près par :

$$P \propto -\frac{\beta}{\alpha} \xi k$$

(ξ et k sont respectivement l'hélicité et la direction du faisceau). Les termes d'interférences $\alpha E - M_1$ et $\alpha E - i \text{Im} E_1^{pv}$ sont quant à eux responsables de l'apparition d'une petite composante d'orientation perpendiculaire à k , comportant deux parties proportionnelles à :

$$\mathbf{P}^{(1)} \propto - \frac{M_1}{\alpha E} \mathbf{k} \times \mathbf{E}$$

$$\mathbf{P}^{PV} \propto - \frac{Im E_1^{PV}}{\alpha E} \xi \mathbf{k} \times \mathbf{E}$$

$\mathbf{P}^{(1)}$, comme \mathbf{P} est un pseudo-vecteur alors que \mathbf{P}^{PV} est un vrai vecteur, c'est-à-dire que dans une réflexion d'espace l'orientation globale de l'état excité n'est pas simplement transformée en son image, \mathbf{P}^{PV} étant évidemment la composante dont le comportement viole la parité. La détection de l'état excité se fait par la fluorescence sur la transition $7S_{1/2} - 6P_{1/2}$ (cf. fig. I-1) dont la polarisation circulaire est analysée pour déterminer l'orientation de $7S_{1/2}$ (fig. I-2). Dans la direction normale au faisceau et à \mathbf{E} , le taux de polarisation mesuré est simplement proportionnel à $\mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{PV}$. La composante \mathbf{P}^{PV} peut être extraite de ce taux de polarisation grâce à un basculement alternatif du signe de ξ ¹: la composante intéressante est la partie impaire en ξ . De plus les propriétés de symétrie de \mathbf{P}^{PV} sont mises à profit dans l'utilisation d'un multipassage : grâce à un jeu de deux miroirs le faisceau est renvoyé de multiples fois (~ 100 fois) sur lui-même de façon que la zone d'interaction dont on analyse la fluorescence soit éclairée par des faisceaux dirigés aussi bien selon $-\mathbf{k}$ que selon \mathbf{k} . Comme dans une réflexion \mathbf{k} est renversé tandis que le moment angulaire des photons $\xi \mathbf{k}$ est conservé, la contribution de $\mathbf{P}^{(1)}$ est fortement diminuée alors que celle de \mathbf{P}^{PV} est au contraire multipliée par le nombre d'allers et retours. En ajoutant encore un renversement périodique de la direction de \mathbf{E} , on peut extraire \mathbf{P}^{PV} comme la partie du taux de polarisation qui est à la fois impaire en ξ , impaire en \mathbf{E} et non annulée par le multipassage.

Cette expérience a permis une mesure très sûre de $Im E_1^{PV}$, avec une très bonne réjection des effets systématiques qui auraient pu mimer une violation de la parité à cause de défauts dans l'appareillage. Le résultat obtenu ainsi que ceux, plus récents, de Boulder sont regroupés tableau I-4, où ils sont comparés à la théorie.

¹ En réalité la modulation de ξ était plus complexe pour aboutir à une meilleure réjection des signaux parasites, nous n'entrerons pas ici dans ces détails, voir [26] et [27].

3) Détermination des constantes du couplage C_1^u et C_1^d

Les expériences de physique atomique n'ont pas été les premières à montrer l'existence d'une violation de la parité due aux courants neutres dans l'interaction électron-noyau. La première expérience de ce type est en fait une expérience de haute énergie réalisée à SLAC en 1978 [28]. Un faisceau d'électrons énergétiques (16 à 22 GeV) et polarisés longitudinalement étaient diffusés par les noyaux d'une cible de deutérium liquide. Le nombre d'électrons Y_{\pm} diffusés dans un angle donné était mesuré pour deux hélicités opposées (+ et -), on pouvait alors former l'asymétrie :

$$A^{Pv} = \frac{Y_+ - Y_-}{Y_+ + Y_-}$$

et l'étudier en fonction du taux de polarisation des électrons. On peut exprimer le résultat de la mesure en fonction des constantes de couplage C_1^u et C_1^d des quarks qui composent le noyau de deutérium, on trouve [29] que A^{Pv} est fonction d'une certaine combinaison linéaire de C_1^u et C_1^d :

$$A^{Pv} \# q^2 \frac{3}{5} \frac{G_F}{\sqrt{2} \pi \alpha} (C_1^u - \frac{1}{2} C_1^d)$$

où q est la quantité de mouvement perdue par les électrons. Le modèle standard prédit les valeurs de C_1^u et C_1^d et l'asymétrie expérimentale ($\sim 10^{-4}$) est en accord avec cette prédiction dans les limites des incertitudes (10% statistique, 10% systématique). On peut cependant chercher à déterminer C_1^u et C_1^d indépendamment du modèle standard. Il est clair que l'expérience de SLAC ne permet pas une telle détermination : seule la combinaison linéaire particulière $C_1^u - \frac{1}{2} C_1^d$ est déterminée. Mais nous avons vu que la valeur de $Im E_1^{Pv}$ mesurée par une expérience de physique atomique fait intervenir la valeur de la charge faible Q_W du noyau envisagé, une mesure de $Im E_1^{Pv}$, sitôt qu'on dispose d'un calcul théorique reliant E_1^{Pv} et Q_W (c'est le cas bien sûr, comme nous le verrons plus loin), permet une mesure de la combinaison linéaire :

$$(2Z + N)C_1^u + (Z + 2N)C_1^d$$

par exemple pour le césium ($^{133}_{55}\text{Cs}$) la combinaison linéaire mesurée est :

$$188 C_1^u + 211 C_1^d$$

Cette combinaison est quasiment orthogonale à celle mesurée à SLAC et donc les deux expériences combinées permettent de déterminer C_1^u et C_1^d sans ambiguïté, ceci est illustré fig. I-3. Les valeurs obtenues sont d'ailleurs tout à fait compatibles avec le modèle standard.

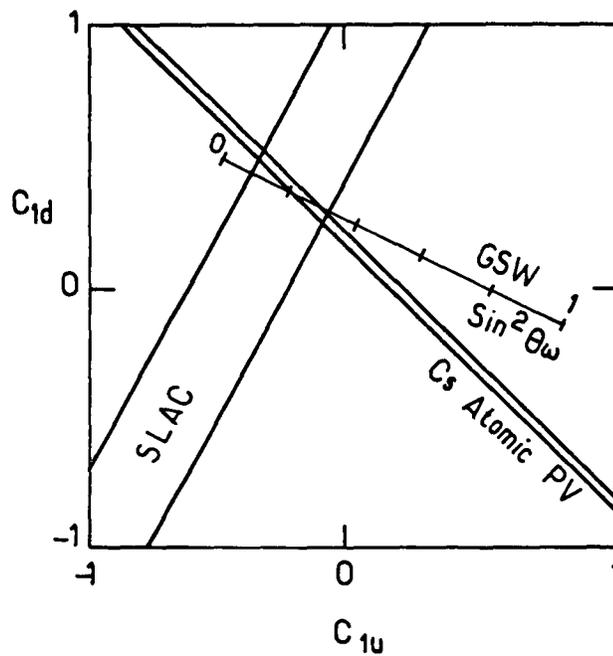


Fig. I-3 : Domaines du plan (C_1^u , C_1^d) autorisés par l'expérience de SLAC d'une part et les expériences de physique atomique sur le césium d'autre part. Le segment indique les valeurs obtenues dans le cadre du modèle standard en faisant varier $\sin^2\theta_w$ de 0 à 1.

4) Extension du domaine de test de la théorie électrofaible

L'une des forces de la théorie électrofaible standard est son économie de moyens : si l'on suppose admises les masses des particules de matière elle ne nécessite en effet l'introduction que d'une seule constante fondamentale nouvelle, par exemple la masse du Z^0 ou bien celle des W^+ et W^- ou encore l'angle de θ_W mélange électrofaible tel que $\sin^2 \theta_W = 1 - (M_W/M_Z)^2$. A l'ordre le plus bas de la théorie tous ces choix sont équivalents, on s'accorde à utiliser θ_W qui permet des expressions assez simples. Tous les résultats expérimentaux sur les interactions faibles peuvent ainsi être exprimés en fonction de diverses constantes connues comme α et G_F et de $\sin^2 \theta_W$. par exemple les constantes de couplage vectoriel des quarks u et d introduites plus haut s'expriment très simplement à l'ordre le plus bas en fonction de $\sin^2 \theta_W$:

$$\begin{aligned} C_1^u &= -\frac{1}{2} + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \\ C_1^d &= \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \end{aligned}$$

et la charge faible d'un noyau s'écrit alors quant à elle :

$$Q_W = Z(1 - 4 \sin^2 \theta_W) - N$$

La mesure de $Im E_1^{pv}$, c'est-à-dire de Q_W peut être vue comme une mesure à base énergie de $\sin^2 \theta_W$. Si le modèle standard est correct les différentes déterminations expérimentales de $\sin^2 \theta_W$ doivent coïncider, la figure I-4 montre que tel est bien le cas ², elle montre d'ailleurs aussi que le domaine d'énergie couvert est énorme : le paramètre q^2 , carré du transfert de quantité de mouvement dans l'interaction élémentaire qui est le paramètre important, s'étend des expériences de physique atomique à la production du Z^0 sur près de 10 ordres de grandeurs ! Peu de théories ont été testées aussi largement et on peut noter que la contribution des expériences de physique atomique à la largeur de ce domaine est très significative.

² Le niveau de précision atteint par certaines de ces expériences nécessite maintenant de ne plus se limiter à l'interprétation à l'ordre le plus bas mais d'introduire les corrections radiatives électrofaibles (cf. §I-3-3)

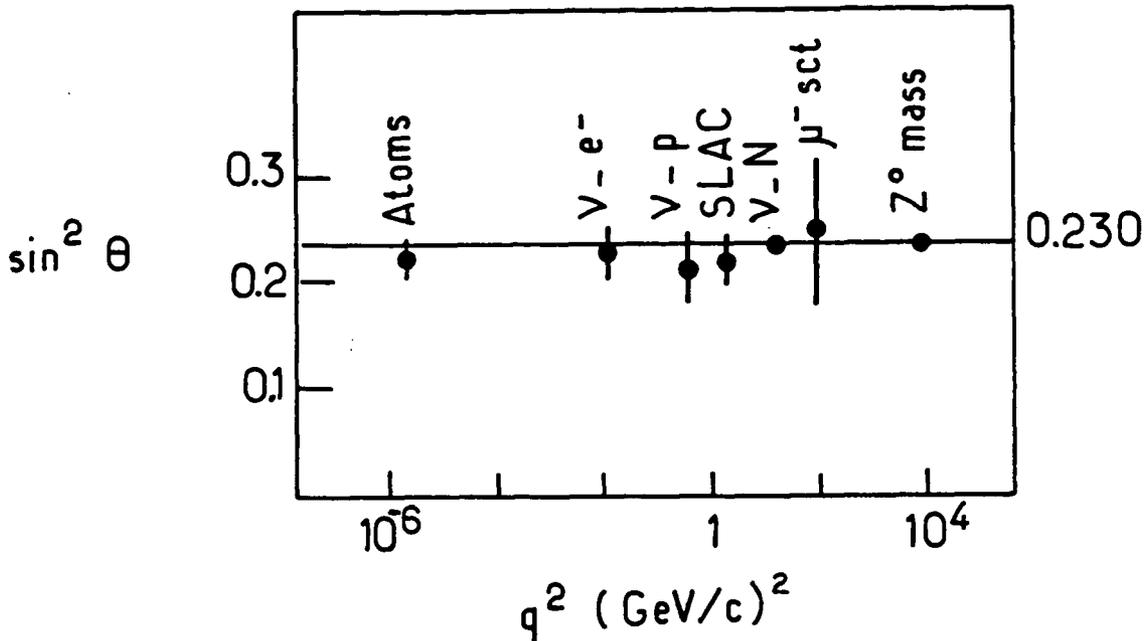


Fig. I-4 : Valeurs de $\sin^2 \theta_W$ données par diverses expériences dans des domaines d'énergie très variés. q est la valeur typique du transfert de quantité de mouvement dans chaque expérience.

5) Complémentarité entre des informations venant de physique atomique et des hautes énergies

Les deux figures précédentes montrent bien que loin d'être redondantes, les informations fournies par les expériences de violation de la parité dans les atomes lourds sont complémentaires de celles qu'on extrait des seules expériences de hautes énergies.

Ceci bien sûr est dû à ce que les énergies mises en jeu en physique atomique sont justement très petites, cela est particulièrement évident sur la figure I-4 mais c'est vrai aussi pour la détermination de C_1^u et C_1^d : nous avons vu que dans un atome l'interaction faible subie par un électron faisait intervenir la charge faible totale des $2Z + N$ quarks u et des $Z + 2N$ quarks d , cela vient de ce que dans

un atome les quarks agissent de façon cohérente. Au contraire dans l'expérience de SLAC l'énergie cédée par les électrons au noyau était si grande que celui-ci était brisé si bien qu'on doit considérer que chaque électron interagissait avec un seul quark et que les contributions de ceux-ci s'ajoutaient de manière incohérente, c'est ce qui est à l'origine d'une combinaison linéaire quasi-orthogonale. Le même type d'information serait accessible par diffusion élastique d'électrons polarisés sur des noyaux. Mais pour que la section efficace élastique ne soit pas trop faible, le transfert de quantité de mouvement est choisi entre 0.1 et 1 GeV/c, ce qui conduit à de faibles asymétries ($10^{-6} - 10^{-7}$). Les meilleurs résultats atteints actuellement [30] ont une précision statistique encore faible : l'effet observé correspond à 4 écarts standards.

Les motivations des nouvelles expériences ont changé mais si les expériences dans les atomes restent attractives c'est toujours parce qu'elles apportent sur l'interaction faible des informations complémentaires de celles des expériences de haute énergie.

NOUVELLES MOTIVATIONS POUR DE NOUVELLES EXPERIENCES

1) Interrogations sur le modèle standard

Malgré les succès remarquables de la théorie électrofaible et du modèle standard en général à décrire correctement la structure de la matière et ses interactions aux plus petites échelles testées expérimentalement, on s'accorde à penser qu'il ne s'agit pas encore d'une théorie complète. Une raison assez évidente à cela est que la gravité n'est pas encore incluse de façon satisfaisante dans ce schéma général, une autre raison non moins convaincante est le nombre, 21 au moins, de paramètres du modèle dont la valeur numérique doit y être injectée sans qu'elle soit expliquée par celui-ci : par exemple les masses des particules élémentaires de matière (le nombre de famille de quarks et de leptons, 3 savons-nous maintenant [31], est lui-même un mystère total). L'idée prévaut généralement que la majeure partie, sinon la totalité de ces constantes devraient être prédites par la "vraie théorie", une physique nouvelle doit donc presque certainement se cacher derrière le modèle standard que des expériences plus fines encore sur les interactions fondamentales et en particulier sur l'interaction faible permettront peut-être de découvrir.

A l'intérieur même de la théorie électrofaible il reste encore un certain nombre d'incertitudes et d'interrogations. Les valeurs de certaines constantes de couplage restent par exemple inconnues expérimentalement. Deux particules, pourtant nécessaires à la cohérence de la théorie, n'ont toujours pas été détectées : le boson de Higgs et le quark top. Le cas du quark top est particulièrement intéressant : en effet le groupe $SU(2) \otimes U(1)$ sur lequel est bâti toute la théorie reflète des symétries

observées dans le comportement des particules de matière, en particulier $SU(2)$ reflète l'équivalence sous certains rapports des membres de "doublets d'isospin faible" qui groupent les particules par paires à l'intérieur d'une même famille : (u, d) , (ν_e, e^-) ... S'il se révélait finalement que le quark top était absent du doublet (b, t) , les fondements même de la théorie électrofaible se trouveraient sérieusement ébranlés. Enfin notons qu'un test expérimental complet de la structure de jauge de la théorie électrofaible n'a toujours pas été effectué, en particulier les couplages trilineaires des bosons de jauge, prédits de manière très spécifiques par la théorie, n'ont pas été testés.

Nous allons voir qu'à un certain nombre de ces questions les expériences de physique atomique peuvent contribuer utilement à apporter des réponses.

2) Couplage axial-nucléonique, vectoriel-électronique

Nous avons jusqu'à présent considéré un seul schéma de couplage du Z^0 dans l'atome : celui où il se couple à la partie axiale (pseudo-vectorielle) du courant des quarks et à la partie vectorielle du courant nucléonique. Le schéma inverse de couplage est possible, où le Z^0 se couple au contraire à la partie vectorielle du courant électronique et à la partie pseudo-vectorielle du courant de quarks (les autres combinaisons conservent la parité et ne nous intéressent donc pas). Ce couplage conduit à un potentiel effectif violant la parité différent de V_1^{PV} :

$$V_2^{PV} = \frac{G_F}{4\sqrt{2}} A_W \left\{ \frac{\mathbf{I} \cdot \mathbf{p}}{m_e c} + i \frac{\mathbf{I} \cdot (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p})}{m_e c} \right\} S_N(\mathbf{r}) + h.c.$$

où \mathbf{I} est le spin du noyau. Dans cette expression $\frac{\mathbf{p}}{m_e c}$ et $\frac{1}{2} \frac{\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p}}{m_e c}$ sont respectivement les parties convective et magnétique du courant vectoriel électronique, $S_N(\mathbf{r})$, la densité de spin du noyau représente, comme $\rho_N(\mathbf{r})$ dans V_1^{PV} le fait que l'interaction faible est dans un atome une interaction de contact, enfin A_W le moment axial faible représente la contribution du couplage axial du Z^0 aux quarks.

Comme V_1^{PV} , V_2^{PV} donne lieu à un dipôle de transition entre états de même parité nominale, de

sorte que d^{Pv} contient maintenant trois termes :

$$d^{Pv} = iIm E_1^{Pv} \left(\sigma + \eta \frac{\mathbf{I}}{I} + i \eta' \frac{\sigma \times \mathbf{I}}{I} \right)$$

Il se trouve que le terme η ne dépend aucunement de la structure atomique et peut donc être prédit sans aucun recours à des calculs de physique atomique (il n'en est pas ainsi de η' mais on dispose néanmoins de déterminations théoriques de η'/η). En conséquence A_W peut être mesuré directement par comparaison des asymétries mesurées sur plusieurs composantes hyperfines de la transition (il existe une combinaison linéaire des asymétries telle que seul le 2^{ème} terme dans d^{Pv} contribue). Il est important de noter qu'en contrepartie une combinaison linéaire adéquate élimine totalement la contribution dépendant du spin nucléaire et fournit celle due à Q_W sans introduire d'incertitude autre que d'origine expérimentale.

En réalité si V_2^{Pv} n'a pour l'instant joué pratiquement aucun rôle dans les expériences c'est que deux caractéristiques de ce nouveau schéma de couplage contribuent à en faire une quantité très petite, bien plus petite encore que V_1^{Pv} :

i) Le Z^0 se couple axialement aux quarks or il n'y a pas comme pour le courant vectoriel, de loi de conservation du pseudo-courant conduisant à l'équivalent d'une charge totale des quarks. Au contraire les couplages individuels des quarks s'ajoutent comme leurs spins. En terme des constantes de couplage axiales des protons et neutrons on peut écrire A_W sous la forme [32] :

$$A_W \frac{\mathbf{I}}{I} = \langle C_2^p \sum_p \sigma_p + C_2^n \sum_n \sigma_n \rangle$$

ii) Le Z^0 se couple vectoriellement aux électrons, et le couplage prédit par le modèle standard est proportionnel à [9] :

$$1 - 4 \sin^2 \theta_W$$

Or $\sin^2 \theta_W$ est très proche de $1/4$ ($\simeq 0.230$), ce terme est donc très inférieur à l'unité ($\simeq 0.08$). Dans le modèle standard, les valeurs de C_2^p et C_2^n sont alors elles-mêmes très petites [33] :

$$C_2^n = 0.036$$

$$C_2^p = -0.05$$

(compte tenu des corrections radiatives).

Finalement ceci donne lieu à une partie dépendant du spin nucléaire du dipôle de transition de l'ordre de

$$\eta \sim 10^{-3}$$

et la précision de mesure requise pour être sensible à V_2^{pv} est d'au moins 0,1% , on en est encore loin. Par ailleurs du fait que cette interaction est si réduite il faut envisager d'autres effets possibles dépendant du spin nucléaire.

Nous avons jusqu'à présent considéré l'interaction faible entre électrons et noyaux, à l'intérieur du noyau l'interaction faible joue aussi entre nucléons, aussi bien d'ailleurs par échange de W^+ et W^- que de Z^0 . Cette interaction a été envisagée très tôt (1957) par Zel'dovich [41], elle a pour effet de modifier la distribution du courant électromagnétique dans le noyau qui acquiert une petite composante chirale $\mathbf{j}^{pv}(\mathbf{r})$, c'est-à-dire se comportant comme un pseudo-vecteur. Cette chiralité peut être caractérisée par le "moment anapolaire" du noyau :

$$\mathbf{a} = -\pi \int \mathbf{r}^2 \mathbf{j}^{pv}(\mathbf{r}) d^3r$$

qui serait manifestement nul en l'absence de violation de la parité. On peut montrer [35] que l'interaction, purement électromagnétique, de \mathbf{j}^{pv} avec le courant électromagnétique des électrons de l'atome se traduit par un potentiel de contact V_{an} proportionnel au moment anapolaire du noyau et dont la forme est identique à celle de V_2^{pv} ³ :

$$V_{\text{an}} = e \frac{|\mathbf{a}|}{I} \left(\frac{\mathbf{I} \cdot \mathbf{p}}{m_e c} + \frac{\mathbf{I} \cdot \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p}}{m_e c} \right) S_N(r) + h.c.$$

Dans un atome donné V_{an} n'est pas discernable de V_2^{pv} , on est ainsi amené à définir des constantes de couplage axial effectives $C_2^p(\text{eff})$ et $C_2^n(\text{eff})$ qui représentent les contributions combinées de C_2^p , C_2^n et du moment anapolaire. De même que $|\mathbf{a}|$, V_{an} croît en première approximation comme $Z^{2/3}$ (comme le carré du rayon du noyau), il domine assez nettement dans les atomes lourds, le paramètre η défini plus haut valant, compte tenu de V_{an} plusieurs millièmes. Récemment C. Bouchiat et C.A. Piketty [32] ont développé une méthode de calcul du moment anapolaire très puissante qui leur a permis en particulier de préciser la variation de $C_2^p(\text{eff})$ en fonction du noyau étudié au-delà de la loi grossière en $Z^{2/3}$, ils ont ainsi montré qu'en exploitant de façon judicieuse des mesures de η faites sur plusieurs atomes de Z assez différents (qui fournissent $C_2^p(\text{eff})$ sans incertitude venant de la théorie atomique), on pouvait par extrapolation à $Z = 1$ extraire la constante de couplage axial faible du proton C_2^p . Ainsi donc des mesures de violation de la parité d'une précision de quelques dixièmes de pourcent non seulement permettraient de prouver expérimentalement l'existence du moment anapolaire mais elles pourraient même contribuer à déterminer la valeur de C_2^p qui n'est pas encore accessible expérimentalement.

³ En toute rigueur la fonction $S_N(r)$ n'est pas tout à fait la même pour V_{an} et pour V_2^{pv} mais les effets dus à cette différence sont de l'ordre de 1 à 5% .

3) Corrections radiatives

Jusqu'à présent nous avons décrit l'interaction faible dans l'atome comme due à l'échange d'un seul Z^0 entre un électron et le noyau, c'est une description au premier ordre de l'interaction faible. Au second ordre de nombreux autres processus sont possibles, sur la fig. I-5 sont représentés les diagrammes correspondant à quelques-uns d'entre eux.

La théorie électrofaible étant renormalisable ces diagrammes du second ordre contribuent collectivement à des corrections finies de quelques pourcents à Q_W appelées "corrections radiatives" par analogie avec les corrections radiatives de Q.E.D.

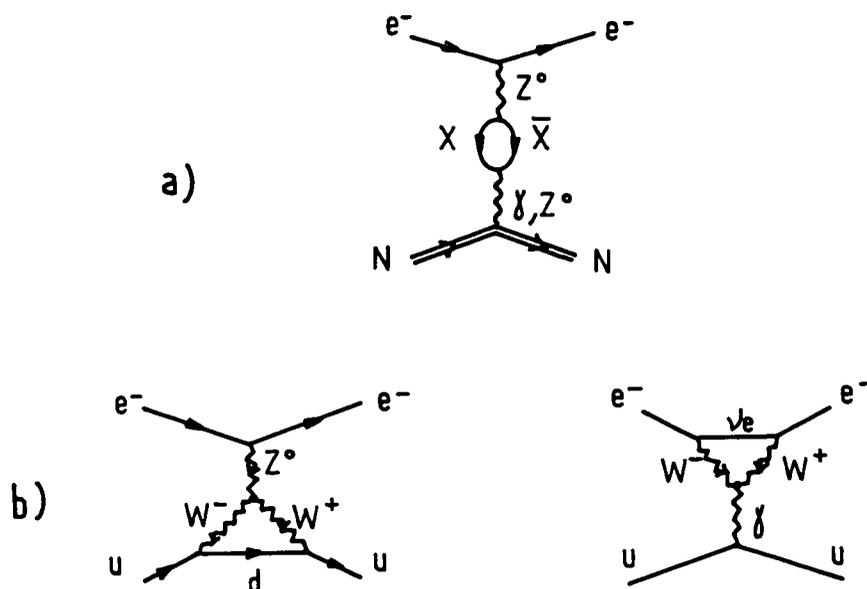


Fig. I-5 : Quelques exemples de diagrammes du second ordre contribuant aux corrections radiatives :

- a) un diagramme de polarisation du vide : X est n'importe quelle particule de matière, par exemple le quark top ;
- b) deux diagrammes dits de "correction de vertex".

On ne peut en fait calculer que des corrections relatives, c'est-à-dire qu'il faut supposer connue une des grandeurs physiques impliquées dans la théorie, la masse du Z^0 par exemple, pour calculer les corrections aux autres grandeurs en fonction de cette grandeur de référence. Les différents choix possibles de référence ne sont plus équivalents comme ils l'étaient au premier ordre. Faire un choix particulier s'appelle choisir un schéma de renormalisation [36]; bien sûr puisque la théorie est renormalisable le résultat numérique final ne dépend pas du schéma choisi (du moins il n'en dépendrait pas si la grandeur référence était connue sans incertitude). Cependant suivant qu'on aura choisi tel ou tel schéma, les corrections à une grandeur donnée, telle que Q_W , feront intervenir des diagrammes du second ordre différents. La comparaison des résultats de différentes expériences conduira ainsi à tester différents aspects de la théorie.

Actuellement la grandeur électrofaible la mieux connue expérimentalement est la masse du Z^0 , mesurée récemment au LEP [37] : $M_Z = 91.17 \pm 0.12 \text{ GeV}/c^2$. Il est donc naturel de choisir un schéma de renormalisation où c'est M_Z qui sert de référence. Il se trouve qu'alors les diagrammes du genre de celui de la figure I-5a, dits de "polarisation du vide" n'interviennent pour ainsi dire pas dans les corrections à Q_W qui sont dans ces conditions indépendantes de la masse du quark top, inconnue jusqu'à présent. Au contraire ces corrections font intervenir des diagrammes où apparaissent des "couplages trilineaires" des bosons de jauge entre eux (fig. I-6). Ces couplages sont prescrits de façon très spécifique par la symétrie de jauge particulière au modèle standard. Une mesure suffisamment précise de Q_W , combinée avec la mesure précise de M_Z au LEP peut donc contribuer significativement à tester la structure de jauge de la théorie électrofaible [38].

Il est aussi possible d'utiliser comme référence le rapport R_ν entre les amplitudes à courants neutres d'une part, et à courants chargés d'autre part dans les diffusions neutrino-hadrons, jusqu'en Août 1989 ce rapport était la grandeur électrofaible mesurée avec la meilleure précision. Dans ce cas là les corrections à Q_W dépendent fortement des processus de polarisation du vide. La contribution du diagramme avec une paire de quarks top - antitop est assez importante : la correction croît quadratiquement avec m_t et atteint plusieurs pourcents (cf. Tableau I-2). On voit tout de suite qu'une mesure de Q_W avec une précision de 1% ou mieux met des contraintes très fortes sur la masse du top : la valeur actuelle $Q_W = -71.76 \pm 1.79$ (voir plus loin) donne :



Fig. I-6 : Couplages trilinéaires des bosons de jauge de la théorie électrofaible.

$$\frac{Q_W^{\text{exp}} - Q_W^{\text{th}}(m_t = 4.5 \text{ GeV}/c^2)}{Q_W^{\text{th}}(m_t = 4.5 \text{ GeV}/c^2)} = (0.36 \pm 2.75)\%$$

la valeur $Q_W^{\text{th}}(m_t = 4.5 \text{ GeV}/c^2)$ étant choisie ici arbitrairement comme origine. La comparaison avec le Tableau I-2 impose déjà que :

$$m_t < 150 \text{ GeV}/c^2 \text{ à } 1\sigma$$

la comparaison de M_Z et R_ν aussi donne une borne de m_t :

$$m_t < 165 \text{ GeV}/c^2 \text{ à } 1\sigma$$

m_t (GeV/c ²)	45	60	90	120	150	180	210	240
$\frac{\Delta Q_W}{Q_W}$	0	0.01	1.3	2.1	3.1	4.3	5.6	7.1

Tableau I-2 Variation de la correction radiative du 2^{ème} ordre à Q_W en fonction de la masse du top. La valeur pour $m_t = 45$ GeV/c² a été prise arbitrairement pour origine. Le schéma de renormalisation correspond à prendre \mathcal{R}_ν comme grandeur de référence.

Chapitre I-4

LES NOUVELLES EXPERIENCES

Bien que de nombreux types d'expériences nouvelles puissent être envisagés, ce qui précède tend à indiquer deux directions d'évolution plus particulièrement intéressantes : aller d'une part vers une gamme plus large d'atomes mesurés et d'autre part arriver à des déterminations très précises de Q_W dans l'atome qui semble le mieux s'y prêter, le césium, dans le but de réaliser un test du modèle standard au niveau de ses corrections du second ordre.

1) Etendre la gamme d'atomes mesurés

L'intérêt serait principalement d'ouvrir la voie à une détermination expérimentale de C_2^p par la méthode proposée par Bouchiat et Piketty. L'espoir d'arriver dans l'avenir à cette détermination peut ainsi motiver un renouveau des expériences de pouvoir rotatoire sur le bismuth [39] et sur la transition $6P_{1/2} - 6P_{3/2}$ à $\lambda = 1.23 \mu\text{m}$ du thallium où la valeur de E_1^{pv} serait assez grande [40], ainsi que des expériences Stark sur le thallium [41]. Bien sûr il sera à terme nécessaire que les mesures portant sur le rapport des amplitudes E_1^{pv} relatives à des composantes hyperfines différentes soient très précises (une précision de quelques dixièmes de pourcents semble un minimum), rappelons en contrepartie que nous avons noté que la détermination de C_2^p ne serait pas entachée d'incertitude

provenant de la théorie atomique.

Le cas des terres rares dont l'intérêt potentiel a aussi été souligné depuis quelques temps [42] est un peu différent. Dans ces atomes une quasi-dégénérescence de niveaux de parité opposée laisse espérer que le mélange de parité dû à la partie pseudo-scalaire d'origine électrofaible du potentiel sera très efficace, conduisant à une grande valeur de E_1^{pv} . Le samarium a par exemple été envisagé mais récemment abandonné [43], le cas du dysprosium où une dégénérescence vraiment extraordinaire existe est actuellement à l'étude à Berkeley [44]. Ces atomes sont trop compliqués pour qu'on puisse espérer un calcul de E_1^{pv} dont la précision permette une détermination de Q_W suffisamment précise pour être exploitable, l'idée est différente : il s'agit de comparer pour deux isotopes différents du même atome l'asymétrie qui, proportionnelle à Q_W est de la forme :

$$A^{pv} = C [Z(1 - 4 \sin^2 \theta_W) - N]$$

dans le but d'en extraire une détermination très précise de $\sin^2 \theta_W$, indépendamment de tout calcul atomique. Malheureusement la dépendance isotopique faisant intervenir la structure du noyau limite la précision de cette méthode [45].

2) Mesures précises dans le césium

L'intérêt spécial que présente le césium pour étudier les effets atomiques de l'interaction faible est sa simplicité d'atome à un seul électron périphérique avec un cœur relativement peu polarisable qui permet des calculs d'une grande précision de E_1^{pv} . Des mesures très précises de cette amplitude sur les diverses composantes hyperfines ont donc un sens puisqu'elles peuvent être traduites avec fiabilité en terme de Q_W (ainsi bien sûr que de η et η') et ainsi permettre les tests dont nous avons parlé plus haut.

Le calcul de E_1^{pv} d'une manière directe ou indirecte se ramène à celui de l'expression du premier ordre des perturbations suivante :

$$E_1^{\text{pv}} = \sum_n \left\{ \frac{\langle 7S | V^{\text{pv}} | nP_{1/2} \rangle \langle nP_{1/2} | d | 6S \rangle}{E(7S_{1/2}) - E(nP_{1/2})} + \frac{\langle 7S | d | nP_{1/2} \rangle \langle nP_{1/2} | V^{\text{pv}} | 6S \rangle}{E(6S_{1/2}) - E(nP_{1/2})} \right\}$$

La difficulté, considérable, tient à ce que dans un atome lourd comme le césium les énergies et les fonctions d'onde sont modifiées par des effets à N-corps. Deux méthodes complètement différentes ont été considérées pour attaquer ce problème en tenant compte de ces effets :

- des calculs ab-initio,
- une méthode "semi-empirique".

		$E_1^{\text{pv}} / (Q_W/N)$ ($10^{-11} ea_0$)	$E_1^{\text{pv}} (10^{-11} ea_0)$ avec $Q_W^{\text{th}} = -73.1$
Paris (86)	[46]	0.935 ± 0.036	-0.876 ± 0.034
Oxford (90)	[47]	0.904 ± 0.020	-0.847 ± 0.019
Novosibirsk (89)	[49]	0.908 ± 0.010	-0.851 ± 0.009
Göteborg (90)	[50]	0.936 ± 0.040	-0.877 ± 0.037
Notre-dame (90)	[38]	0.906 ± 0.009	-0.849 ± 0.009

Tableau I-3 Comparaison des prévisions théoriques obtenues pour E_1^{pv} par des méthodes complètement différentes: en haut à partir de calculs semi-empiriques, en bas à partir des premiers principes.

La méthode semi-empirique développée à l'E.N.S. [46] et récemment améliorée par le groupe d'Oxford [47] consiste à essayer de relier E_1^{pv} à autant de grandeurs que possible qui soient connues expérimentalement et qui fassent aussi intervenir les valeurs des mêmes fonctions d'onde à l'origine d'une part, pour évaluer l'effet de V^{pv} et à longue distance d'autre part, pour évaluer l'interaction avec le rayonnement. De cette façon il est possible de diminuer très significativement l'influence des effets à N-corps sur la précision des calculs. Celle-ci est actuellement limitée par l'incertitude sur les

valeurs expérimentales des forces d'oscillateurs incorporées dans les calculs [47], elle est de l'ordre de 2% mais sera automatiquement améliorée dès lors que ces forces d'oscillateurs seront mieux connues.

Les calculs ab-initio sont pour l'instant les plus précis ($\sim 1\%$ [38]). Ces calculs développés en utilisant différentes stratégies à Notre-Dame [38,48], Novosibirsk [49] et Göteborg [50], nécessitent tous des calculs intensifs sur super-ordinateurs d'un très grand nombre de diagrammes de la théorie des perturbations à N-corps et ont demandé le développement de techniques spéciales pour les sommer.

Le Tableau I-3 regroupe l'ensemble des résultats, l'accord entre les résultats obtenus par les deux types d'approche bien que celles-ci soient très différentes mérite tout particulièrement d'être noté.

Remarquons que dans tous les cas il faut aussi calculer la polarisabilité vectorielle β car les résultats expérimentaux concernent en fait le rapport $Im E_1^{pv} / \beta$. Là encore les résultats de déterminations faites de manière semi-empirique d'une part [51] et ab-initio d'autre part [38] sont en très bon accord. Comme indiqué plus haut la possibilité de calculs précis justifie la poursuite du travail expérimental sur le césium, c'est ainsi qu'à Boulder une expérience complètement différente de celle de 1982-83 à l'E.N.S. a été construite visant à la dépasser en précision.

Cette expérience reprend l'idée initialement proposée à l'E.N.S. [52] de soumettre le césium à deux champs électrique et magnétique perpendiculaires. Si le champ magnétique est suffisant pour résoudre la structure Zeeman de la transition $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$, alors pour chacune des composantes Zeeman la section efficace d'absorption contient un terme pseudo-scalaire, différent pour chaque composante (en moyenne nul) et qui dépend de la configuration précisément choisie. Ici les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} sont tous les deux perpendiculaires à la direction du faisceau d'excitation qui est polarisé circulairement, le terme pseudo-scalaire est alors proportionnel à :

$$\frac{Im E_1^{pv}}{\beta E} \xi \hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{B}}$$

L'asymétrie affecte la population créée dans $7S$ et donc le taux de fluorescence réémise. Sa détection ne nécessite plus l'analyse de la polarisation de la lumière de fluorescence d'où la possibilité d'une efficacité de détection accrue.

De manière à permettre l'usage d'un champ magnétique faible l'expérience a été conduite sur un jet atomique réduisant ainsi l'effet Doppler [53]. Ceci peut paraître dangereux pour la grandeur du

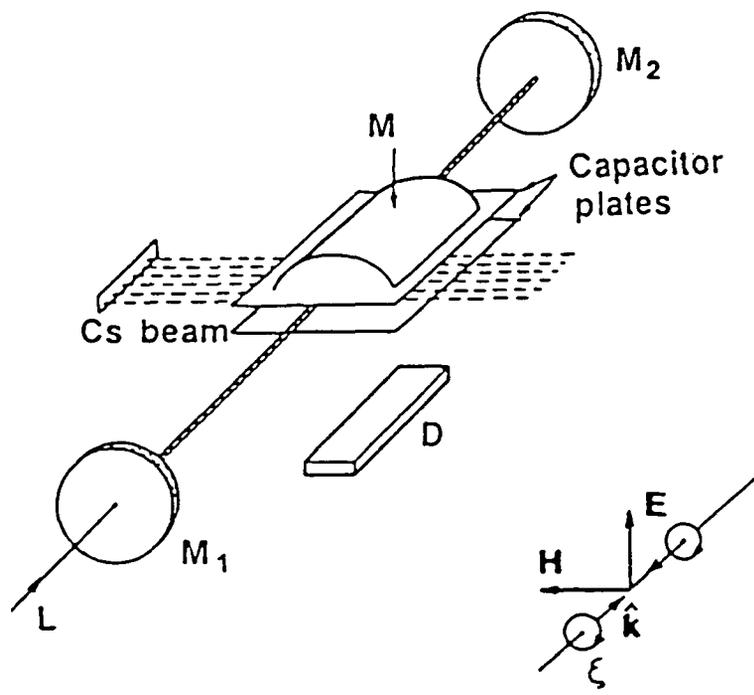


Fig. I-7 : Schéma de l'expérience de Boulder sur un jet de césium. M est un miroir cylindrique, D une photodiode allongée, les électrodes du condensateur sont transparentes à $\lambda = 894 \text{ nm}$. M_1 et M_2 sont les deux miroirs de la cavité Fabry-Perot. Le petit schéma à droite précise la géométrie : E et H sont les champs électrique et magnétique transverses, ξ la polarisation circulaire du faisceau excitateur.

signal, un jet étant nécessairement beaucoup moins dense qu'une vapeur, d'autant plus que n'exciter qu'une composante Zeeman à la fois diminue encore le signal d'un facteur $1/2(2J + 1) = 1/16$. En fait la réduction de la largeur Doppler qui contribue à augmenter la section efficace moyenne ne compense que très partiellement cette perte. Mais cette expérience comme celle de l'E.N.S. peut bénéficier d'un renforcement du signal par aller et retour du faisceau d'excitation. Aussi le jet est-il placé entre les miroirs d'une cavité Fabry-Perot accordée sur la longueur d'onde du laser (fig. I-7). L'intensité lumineuse d'excitation est ainsi considérablement augmentée (par un facteur ~ 1600) ce

qui contribue à une meilleure précision statistique. Mais l'absence d'analyse de polarisation à la détection est l'avantage essentiel de la méthode : elle permet de détecter les atomes excités avec un bon rendement global par une photodiode sensible à la lumière de fluorescence $6P - 6S$ émise par cascade lors de la désexcitation des atomes $7S$. Le terme pseudo-scalaire est obtenu en changeant périodiquement la chiralité du montage par renversement de ξ , E ou B .

L'expérience de Boulder est à ce jour celle qui a publié les résultats les plus précis [24,25] ($\sim 2,5\%$). L'ensemble des résultats expérimentaux sur le césium est regroupé Tableau I-4 : l'accord global théorie-expérience est excellent ($\sim 2\%$) et confirme jusqu'à présent le modèle standard. On voit aussi que les derniers résultats de Boulder sont en très bon accord avec les valeurs antérieurement obtenues à l'E.N.S. tout en améliorant la précision. Ceci est une bonne indication de la fiabilité des expériences Stark : pendant longtemps il n'en a pas été de même pour les expériences de pouvoir rotatoire.

L'expérience de Boulder est actuellement en cours de perfectionnement : une nouvelle cavité Fabry-Perot a été mise en place permettant d'amplifier l'intensité lumineuse par un facteur 14000 ! De plus il est envisagé de pomper optiquement le jet atomique vers un état de m_F donné, ceci permettrait de regagner en partie le facteur 1/16 cité plus haut, enfin la méthode de détection est elle-même en cours d'amélioration mais au détriment de la densité d'atomes dans le jet.

Le choix qui a été fait dans notre équipe à l'E.N.S. consiste aussi à entreprendre sur le césium des mesures aussi précises que possible car nous pensons que ce sont celles qui sont les plus aptes à jouer un rôle comme tests de la théorie électrofaible, grâce d'une part à la disponibilité de calculs précis et d'autre part aux progrès technologiques qui nous permettent d'envisager une amélioration substantielle de la sensibilité de l'expérience.

		E_1^{PV} / β (mV/cm)	E_1^{PV} ($10^{-11} ea_0$) avec $\beta = 27.18 \pm 0.27$ valeur semi-empirique
Paris (82 - 83)	[21]	-1.52 ± 0.18	-0.803 ± 0.095
Boulder (85)	[24]	-1.65 ± 0.13	-0.872 ± 0.069
Boulder (88)	[25]	-1.576 ± 0.04	-0.853 ± 0.020
moyenne des prédictions théoriques			-0.853 ± 0.009

Tableau I-4 Comparaison des valeurs expérimentales de E_1^{PV} du césium fournies par les expériences de l'E.N.S. et de Boulder. La moyenne des prédictions théoriques (cf. Tableau I-3) est donnée pour comparaison.

Chapitre I-5

NOTRE STRATEGIE

Le principe que nous avons retenu pour notre nouvelle expérience est radicalement différent de celui mis en œuvre à Boulder.

Il diffère aussi notablement de la première expérience faite à l'E.N.S. en cherchant à exploiter les ressources de l'optique non-linéaire. Ainsi c'est maintenant un laser pulsé et non plus continu qui excite la transition interdite $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ en présence d'un champ électrique, qui n'est plus perpendiculaire mais parallèle au faisceau laser (il n'y a pas de champ magnétique). Mais la différence essentielle tient à la méthode de détection, désormais active : un deuxième laser excite l'émission induite des atomes excités $7S_{1/2}$ sur la transition $7S_{1/2} - 6P_{3/2}$ ce qui permet d'augmenter très nettement l'efficacité de détection, presque tous les atomes participant au signal. Nous avons conservé l'idée de mesurer un effet de violation de la parité qui soit une asymétrie angulaire de l'état excité mais en l'occurrence celle-ci devient un alignement au lieu d'être une orientation : il agit de manière chirale sur la polarisation du faisceau sonde ce qui permet de le distinguer, nous obtenons ainsi une réjection plus efficace du fond que si nous détectons une population.

Il faut noter que ce principe n'est intéressant qu'à la condition que l'on puisse réaliser sur la transition sonde des densités optiques au moins de l'ordre de l'unité (cf. §II-1). En pratique ceci implique le recours à une excitation pulsée pour exciter dans l'état $7S$ un grand nombre d'atomes, mais pour la même raison cela exclut aussi l'usage d'un jet atomique et implique au contraire l'emploi d'une vapeur atomique relativement dense.

Ce choix, malgré certaines analogies de principe avec l'expérience initiale, implique à l'évidence des bouleversements, entre autres technologiques, considérables. Plutôt que de construire à partir de zéro l'expérience complète sous la forme qu'aurait suggéré le schéma de principe, nous avons préféré progresser par étapes dans la complexité de l'expérience en partant d'une situation relativement proche de celle correspondant à l'ancien montage. C'est cette progression graduelle que relate la partie II de cette thèse, la partie III étant consacrée à une description assez détaillée de l'appareillage expérimental dont le développement a demandé un travail important.

Le principe de l'expérience est exposé dans la partie II-1. Dans une première étape à laquelle est dévolue la partie II-2 nous avons voulu établir, en n'utilisant que des lasers continus et un champ transverse, l'aptitude de l'émission induite sur la transition $7S_{1/2} - 6P_{3/2}$ à fournir des signaux exploitables. Nous avons à cette occasion développé une méthode de spectroscopie que nous appelons "de fluorescence inhibée" qui nous a permis de mettre en évidence l'effet des collisions Cs - Cs et le rôle des atomes piégés dans le niveau de résonance $6P_{3/2}$.

L'objet de la partie II-3 est la mise en place, en champ transverse toujours, d'une excitation pulsée et d'une détection, encore assez fruste mais spécialement adaptée à cette situation, de signaux de polarisation. L'importance de mesurer le taux de polarisation à chaque impulsion s'est révélée de façon évidente.

La partie II-4 enfin correspond à la mise en œuvre d'un champ électrique longitudinal pulsé : bien qu'encore imparfait ce champ offrait la possibilité de mesurer un alignement (qui conserve la parité) : son étude à l'aide de la chaîne de mesure très précise d'impulsions lumineuses que nous avons mise au point conduit à la conclusion que l'alignement violant la parité que nous voulons utiliser quand nous aurons mis en place la cellule définitive donnera très probablement les signaux que nous espérons au début de ce projet et permettra une mesure de violation de la parité avec une précision nettement accrue.

PARTIE II

PRINCIPALES ETAPES DE LA PROGRESSION DE L'EXPERIENCE

Chapitre II-1

PRINCIPE DE L'EXPERIENCE

1) Position du problème

Notre but est de parvenir à gagner un ordre de grandeur sur la mesure de l'amplitude E_1^{PV} responsable de la violation de la parité dans l'atome de césium et d'atteindre si possible 1% sur la détermination de la charge faible nucléaire. La principale limitation rencontrée lors de la toute première expérience de violation de la parité réalisée dans le césium à l'E.N.S. [21] a été l'insuffisance de la précision statistique. Cependant cette insuffisance peut apparaître comme la conséquence et même la contrepartie d'un certain nombre de qualités auxquelles il ne s'agit pas a priori de renoncer sans justification motivée :

i) Il ne s'agit pas de perdre l'avantage essentiel que représente le choix d'une transition interdite. Ce qui caractérise ce type de transition c'est, toutes proportions gardées, une asymétrie relativement grande ($\sim 10^{-5}$ alors que l'interaction faible dans l'atome de Cs est $\sim 10^{11}$ fois plus faible que l'interaction électromagnétique). Insistons sur ce point qui à notre avis est très important : même si la mesure a une précision statistique suffisante, si l'asymétrie est trop faible, elle sera inévitablement cachée par les asymétries parasites dues aux défauts du montage et tout le travail nécessaire à l'obtention d'une sensibilité accrue aura été fait en pure perte.

ii) L'état excité de la transition interdite était, lors de cette première expérience parité, détecté par une méthode extrêmement sélective fondée sur la détection directe de la fluorescence $7S - 6P_{1/2}$ avec analyse de la polarisation. Cette méthode avait permis une réjection totale de tout bruit de fond mais au prix malheureusement d'une perte considérable sur l'efficacité de la détection : dans

la mesure de la polarisation de la lumière de fluorescence, seul un atome excité sur 2000 environ participait au signal. De là résultait le faible flux de fluorescence et la précision statistique médiocre.

On est naturellement conduit à s'interroger : est-il possible de rendre la détection des atomes $7S$ excités beaucoup plus efficace tout en conservant le caractère très spécifique de la détection ? Afin de préserver ce caractère important nous voulons par exemple éviter qu'interviennent les dimères Cs_2 . A cet égard la méthode de fluorescence par échelon utilisée à Boulder [24] où c'est la deuxième étape de la cascade radiative du niveau $7S$, la transition $6P - 6S$, qui est utilisée pour la détection nous paraît peut-être acceptable sur un jet d'atomes mais à rejeter en phase vapeur : sous l'action des photons d'excitation accordés sur la transition $6S - 7S$ les dimères Cs_2 se dissocient, l'un des deux atomes formés étant excité dans $6P$ et pouvant contribuer de façon parasite au signal alors qu'il ne contribue pas à la fluorescence sur la transition $7S - 6P$.

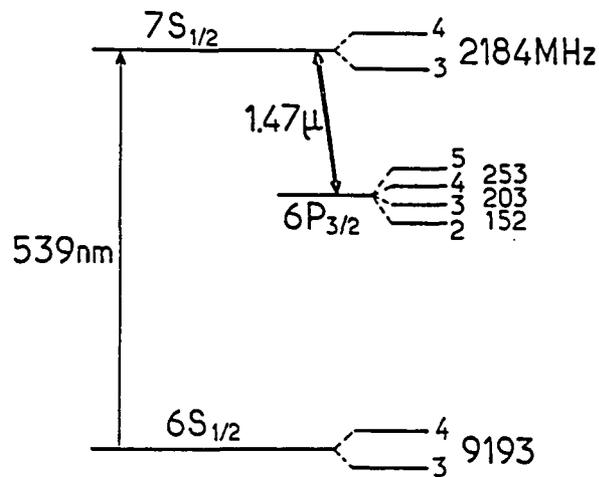


Fig. II-1 : Niveaux du césium et transitions mis en jeu dans notre expérience.

2) Exploitation de l'émission induite

La méthode que nous avons décidé d'utiliser part d'une idée simple : il s'agit d'exploiter non plus l'émission spontanée de l'état $7S$ mais l'émission induite sur la transition $7S - 6P$ par un faisceau laser (fig. II-1). Les atomes de césium, une fois excités de l'état fondamental $6S_{1/2}$ vers l'état $7S_{1/2}$ par un premier laser (que dans la suite nous appellerons laser vert à cause de sa longueur d'onde : 539.4 nm), sont forcés par un deuxième laser (accordé sur la transition $7S_{1/2} - 6P_{3/2}$ de longueur d'onde $1.47 \mu\text{m}$ ⁴) à émettre sur une même transition, dans une même direction (celle du laser), et avec une même polarisation. Si l'intensité du laser sonde est suffisante pour saturer la transition, c'est-à-dire pour que l'émission stimulée soit plus probable que l'émission spontanée on peut espérer détecter pratiquement tous les atomes excités par l'intermédiaire de l'amplification du faisceau sonde qui résulte de cette émission induite.

Evidemment pour que la zone d'interaction ne soit pas ridiculement petite il faut absolument que les deux faisceaux laser soient colinéaires, la géométrie sera donc différente de celle de l'expérience qui utilisait la fluorescence.

Comme la transition de $6S$ vers $7S$ peut être aidée par les collisions $\text{Cs} - \text{Cs}$, pour que cette méthode de détection conserve un caractère véritablement spécifique il faudra rechercher un signal associé à une anisotropie angulaire de l'état $7S$. Rappelons en effet rapidement (nous y reviendrons un peu plus loin) que c'est au cours du processus d'excitation que se manifeste la violation de la parité : une interférence "électrofaible" entre une amplitude de transition "Stark" d'origine purement électromagnétique et l'amplitude E_1^{Pv} , dont l'origine est à rechercher dans l'interaction faible entre les électrons et le noyau, se manifeste par une dépendance des probabilités de transition $6S - 7S$ sur la polarisation du faisceau laser qui brise la symétrie par réflexion d'espace. En particulier cette asymétrie dans les probabilités d'excitation peut laisser sa marque dans l'état excité sous la forme d'une anisotropie angulaire : une orientation ou un alignement.

En exploitant la polarisation de la sonde on peut très bien être sensible à cette anisotropie : cela consiste à mesurer la dépendance du gain de la vapeur excitée vis-à-vis de la polarisation du

⁴ Nous disposons d'un tel laser (cf. § III-2) mais pas d'un laser permettant d'utiliser la transition $7S - 6P_{1/2}$ à $1.36 \mu\text{m}$.

laser sonde. Comme les deux lasers sont colinéaires on s'attend à ce que la structure hyperfine de la transition $7S - 6P$ soit résolue quand on utilise l'émission induite (ce qui n'était pas le cas avec la fluorescence), on a alors le choix entre détecter l'orientation de $7S$ ou bien son alignement.

Il est intéressant de considérer l'avantage que présente cette méthode d'une autre façon:

Lorsqu'on a recours à la détection sur un faisceau transmis le signal qu'on mesure est en définitive toujours le produit d'une asymétrie (violant la parité) par une épaisseur optique. Or au départ, pour que l'asymétrie soit assez grande il a fallu choisir une transition très interdite pour laquelle l'épaisseur optique est donc très faible, ceci interdisait d'essayer de détecter l'effet sur le faisceau transmis. Dans la méthode utilisant l'émission induite ce qu'on fait consiste finalement à transférer sur une transition permise, et pour laquelle l'épaisseur optique peut être grande, l'asymétrie produite sur la transition interdite de telle sorte que le signal, asymétrie \times épaisseur optique, est nettement augmenté ⁵.

Une autre caractéristique très nouvelle de cette expérience inhérente à son principe est qu'on utilisait pour l'excitation un laser pulsé. En effet si l'on utilise un laser continu, l'amplification du faisceau sonde par émission induite que l'on pourrait raisonnablement escompter ne serait au plus que de l'ordre de 10^{-3} (cf. § II-2) et l'asymétrie, qui ne joue que sur la fraction du faisceau rajoutée par l'émission induite, serait alors diluée d'un facteur mille et deviendrait par conséquent extrêmement difficile à mesurer. Au contraire si l'excitation est pulsée il est possible (cf. § II-3, II-4) d'obtenir des gains de l'ordre de l'unité ou même plus grands, il n'y a plus alors à craindre d'effet de dilution.

3) Description de l'expérience idéale

Dans l'ancienne expérience, un champ électrique transverse (perpendiculaire au faisceau laser) était appliqué à la vapeur de césium [21]. Les avantages que l'on peut tirer de l'utilisation d'un

⁵ On peut comprendre de cette façon les difficultés rencontrées ailleurs pour mesurer un pouvoir rotatoire dans le bismuth [15] : la transition utilisée est dipolaire magnétique permise, ce qui favorise des épaisseurs optiques grandes, mais c'est alors l'asymétrie relative à cette même transition qui est très petite.

champ électrique avaient été clairement mis en lumière à cette époque : d'une part la possibilité de régler presque à volonté le nombre d'atomes excités en changeant simplement la valeur du champ apporte une très grande souplesse dans la recherche des meilleures conditions de fonctionnement et l'optimisation du rapport signal sur bruit [26]. D'autre part l'application d'un champ électrique enrichit beaucoup le domaine d'effets physiques exploitables, il apparaît ainsi de nouvelles grandeurs violant la parité. La dépendance caractéristique de ces nouveaux effets dans le champ électrique, en particulier dans son signe, fournit un critère de sélection du signal utile qui permet très efficacement de rejeter les effets systématiques [26]. Compte tenu des remarques faites plus haut il était donc clair dès l'abord qu'il serait sans doute judicieux de continuer dans la nouvelle expérience à utiliser un champ électrique.

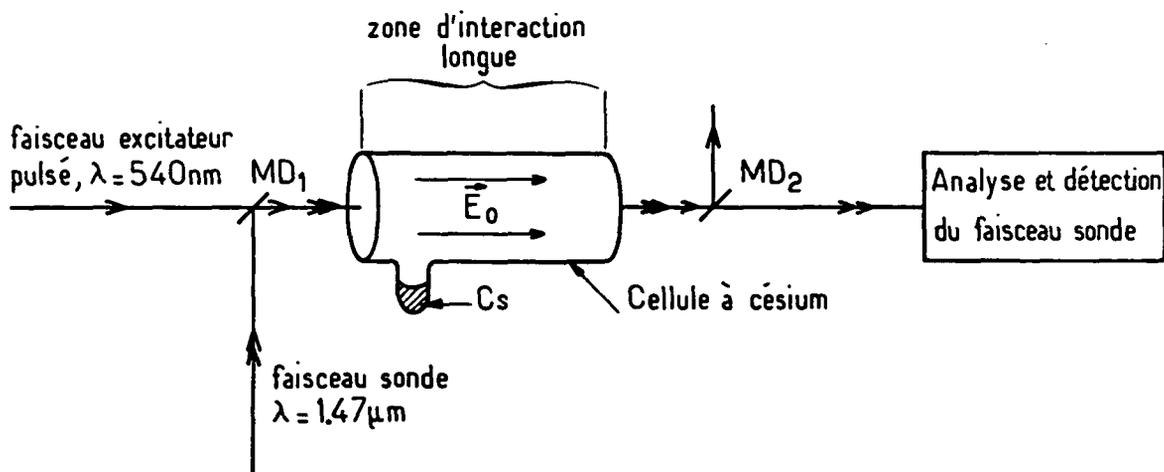


Fig. II-2 : Schéma de la configuration expérimentale retenue : le faisceau excitateur et le faisceau sonde sont colinéaires et superposés, un champ électrique longitudinal E est appliqué à la vapeur. MD_1 et MD_2 : miroirs dichroïques.

Dans les conditions de l'ancienne expérience, champ E transverse, laser polarisé circulairement, la grandeur qui violait la parité était une orientation PPV orthogonale à la fois au champ électrique et à la direction du faisceau laser. Cette géométrie est très bien adaptée à la détection par fluo-

rescence mais elle convient mal à la détection dans l'axe du faisceau laser par émission induite. La configuration que nous avons choisie pour notre expérience nouvelle est tout à fait différente : les deux faisceaux laser, faisceau sonde et faisceau d'excitation, qui sont parallèles (de direction \mathbf{k}) sont polarisés linéairement et le champ électrique \mathbf{E} est longitudinal, c'est-à-dire parallèle aux faisceaux (fig. II-2). La grandeur violant la parité qui apparaît dans l'état $7S$ est alors un alignement qui a sur le faisceau sonde un effet tout à fait exploitable.

Nous allons maintenant préciser les effets physiques mis en jeu et introduire en particulier la notion de matrice de gain sur laquelle nous nous appuyerons pour discuter des asymétries mesurables. Les calculs détaillés, assez encombrants, sont regroupés dans un complément (II-A), seuls les résultats les plus significatifs sont repris ici.

a) Excitation $6S - 7S$

i) *Amplitudes de transition et matrice effective de transition* $6S - 7S$

On peut montrer [11] que l'action du faisceau exciteur sur les atomes lorsqu'il est accordé sur la transition $6S - 7S$ peut être représentée par une matrice effective de transition τ agissant sur le spin électronique :

$$\tau = a + \mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (II - 1 - a)$$

avec

$$a = \alpha \mathbf{E} \cdot \hat{\boldsymbol{\epsilon}}_1 \quad (II - 1 - b)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{b} = & i \beta \mathbf{E} \times \hat{\boldsymbol{\epsilon}}_1 \\ & - M_1 \hat{\mathbf{k}}_1 \times \hat{\boldsymbol{\epsilon}}_1 \\ & + i \text{Im} E_1^{\text{pv}} \hat{\boldsymbol{\epsilon}}_1 \end{aligned} \quad (II - 1 - c)$$

$\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_1$ est le vecteur polarisation complexe du faisceau vert et $\hat{\mathbf{k}}_1$ le vecteur unitaire dans sa direction (ce n'est pas le vecteur d'onde). \mathbf{E} est le champ électrique statique, que nous appellerons souvent "champ Stark", $\boldsymbol{\sigma}$ est l'habituel opérateur de Pauli du spin électronique.

Dans cette expression, α et β sont les polarisabilités scalaires et vectorielles pour la transition $6S - 7S$. Le rapport α/β a été mesuré précisément [54][55][56] : $\alpha/\beta = -9.9 \pm 0.1$. Ces polarisabilités traduisent le mélange de parité induit dans $7S$ par le champ statique \mathbf{E} par effet Stark qui entraîne l'apparition d'un dipôle électrique de transition induit. Le deuxième terme dans l'expression de \mathbf{b} représente l'amplitude de transition dipolaire magnétique M_1 ($M_1/\beta = -30$ V/cm [53][57]) dont l'existence entre deux niveaux $S_{1/2}$ est le reflet d'effets relativistes très faibles. Enfin le dernier terme qui est de loin le plus faible ($\text{Im } E_1^{\text{pv}}/\beta = -1.6$ mV/cm [11][25]) représente le dipôle électrique violant la parité dû aux interactions faibles. Comme nous l'avons expliqué dans la partie I c'est cette quantité que nous cherchons à mesurer avec une précision accrue.

ii) *Matrice densité de $7S$, orientation, alignements*

Dans notre expérience sous sa forme idéale, \mathbf{E} et $\hat{\mathbf{k}}_1$ sont parallèles (le terme a dans τ disparaît donc) et $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_1$ est réel : le laser est polarisé linéairement. Choisissons des axes $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}}$ tels que $\hat{\mathbf{x}}$ soit parallèle à $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_1$ et $\hat{\mathbf{z}}$ à \mathbf{k}_i , (alors $\mathbf{E} = E\hat{\mathbf{z}}$). La matrice de transition se simplifie nettement :

$$\tau = (i\beta E - M_1) \sigma_y + i \text{Im } E_1^{\text{pv}} \sigma_x \quad (\text{II} - 2)$$

Nous ne calculerons pas ici la matrice densité complète, nous nous contenterons de chercher comment dépendent de la polarisation du laser et de la valeur de E la population, l'orientation et l'alignement sans nous préoccuper de leur dépendance en vitesse et en fréquence. La partie intéressante de la matrice densité restreinte de l'état $7S, F$ s'écrit alors au premier ordre des perturbations après excitation résonnante sur la composante $F_i \rightarrow F$ de la transition $6S - 7S$:

$$\rho_{7F} = \mathbb{P}_F \tau \mathbb{P}_{F_i} \tau^\dagger \mathbb{P}_F \quad (\text{II} - 3)$$

où \mathbb{P}_F est le projecteur sur le sous-espace F . La transition est tellement interdite qu'il n'y a absolument pas lieu de considérer les ordres supérieurs. Dans la suite nous ne donnerons explicitement les expressions envisagées que dans le cas $F = F_i$, on obtient des expressions tout à fait équivalentes dans les cas $\Delta F = \pm 1$ (cf. II-A).

On trouve alors qu'à un coefficient multiplicatif près faisant intervenir la section efficace, l'intensité laser, etc... et en négligeant les termes en $(\text{Im } E_1^{\text{pv}})^2$, ρ_{7F} est donnée par :

$$\begin{aligned}
\rho_{\gamma F} &= (\beta^2 E^2 + M_1^2) F_y^2 \\
&+ \beta E \operatorname{Im} E_1^{\text{pv}} (F_x F_y + F_y F_x) \\
&+ M_1 \operatorname{Im} E_1^{\text{pv}} F_z
\end{aligned} \tag{II - 4}$$

On voit tout de suite que $\rho_{\gamma F}$ n'est pas isotrope : le premier terme représente un alignement selon la direction \hat{y} , dont la contribution est proportionnelle à $\beta^2 E^2$ dès que $E \geq 30$ V/cm, nous l'appellerons pour cette raison "alignement Stark", il ne provient que d'amplitudes de transition d'origine purement électromagnétique et conserve donc la symétrie de la configuration expérimentale. Le deuxième terme par contre représente un alignement dont les axes sont orientés à 45° de la direction de la polarisation du laser excitateur : il viole par conséquent la parité. Il s'agit là d'un "alignement électrofaible" résultant de l'interférence entre l'amplitude Stark $i\beta E\sigma_y$ et l'amplitude faible $i\operatorname{Im} E_1^{\text{pv}}\sigma_x$. Le troisième terme enfin traduit l'existence d'une orientation parallèle à \hat{z} , c'est-à-dire à la direction de propagation du faisceau et qui viole donc aussi la parité, elle résulte quant à elle de l'interférence entre l'amplitude faible et l'amplitude magnétique $M_1\sigma_y$.

Pour préciser ce que nous venons d'indiquer, on peut calculer explicitement la population, l'alignement et l'orientation. La population est tout simplement la trace de $\rho_{\gamma F}$:

$$\begin{aligned}
n_{\gamma F} &= \operatorname{tr}(\rho_{\gamma F}) \\
&= (2F + 1) \times \frac{1 + 2g_F}{3} (M_1^2 + \beta^2 E^2)
\end{aligned} \tag{II - 5}$$

où g_F et F sont reliés au spin nucléaire $I = 7/2$ par :

$$\begin{aligned}
g_F &= \frac{\varepsilon_F}{2I + 1} \\
F &= I + \frac{\varepsilon_F}{2} \\
\varepsilon_F &= \pm 1
\end{aligned} \tag{II - 6}$$

La dépendance quadratique en E de cette population, quasiment exacte dès que $E > 30$ V/cm est une caractéristique que nous attendions de l'application d'un champ Stark et qui sera exploitée

très systématiquement dans la recherche des conditions opératoires optimales. Notons qu'au premier ordre en $Im E_1^{Pv}$ il n'y a ici aucun effet de l'interaction faible sur la population de $7S$.

L'alignement Stark est :

$$\frac{\langle F_x^2 - F_y^2 \rangle}{\langle F_x^2 + F_y^2 \rangle} = - \frac{2F(F+1) - 3/2}{4F(F+1) - 1/2} \quad (II - 7)$$

quant à l'alignement électrofaible, on le calcule en projetant sur les axes \hat{X} et \hat{Y} orientés selon les première et deuxième bissectrice de (\hat{x}, \hat{y}) :

$$\frac{\langle F_X^2 - F_Y^2 \rangle}{\langle F_X^2 + F_Y^2 \rangle} = 2 \frac{Im E_1^{Pv} \times \beta E}{\beta^2 E^2 + M_1^2} \times \frac{2F(F+1) - 3/2}{4F(F+1) - 1/2} \quad (II - 8)$$

Contrairement à l'alignement Stark, l'alignement électrofaible dépend du champ électrique et en particulier son signe change quand on inverse le sens du champ, ceci fournira d'ailleurs un critère fort appréciable quand il s'agira d'extraire sa contribution du signal expérimental.

Du fait de l'existence de cette composante violant la parité les axes propres de l'alignement total ne sont pas ceux de l'alignement Stark, ils ne sont pas dans les plans de symétrie du montage expérimental, ils sont au contraire tournés par rapport à ceux-ci d'un angle très petit θ_0^{Pv} :

$$\theta_0^{Pv} = - \frac{Im E_1^{Pv} \times \beta E}{\beta^2 E^2 + M_1^2} \quad (II - 9)$$

nous verrons plus loin que c'est là la façon la plus constructive de considérer l'effet de l'alignement électrofaible. On vérifie aisément alors que la grandeur absolue de l'alignement dépend de la composante hyperfine sur laquelle a été faite l'excitation, mais que par contre l'angle θ_0^{Pv} n'en dépend aucunement ; l'expression (II-9) obtenue sur l'exemple d'une transition $\Delta F = 0$ reste vraie pour $\Delta F = \pm 1$. Comme celui de l'alignement électrofaible, le signe de θ_0^{Pv} change avec le sens de \mathbf{E} . On voit sur l'expression (II-9) que θ_0^{Pv} est maximum pour $E = M_1/\beta = 30$ V/cm, il vaut alors -2.7×10^{-5} rd ; pour $E = 1$ kV/cm, θ_0^{Pv} est déjà près de vingt fois plus faible : $\theta_0^{Pv} = -1.6 \times 10^{-6}$ rd.

Enfin l'orientation de $7S, F$ qui est la valeur moyenne du moment cinétique \mathbf{F} vaut :

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \frac{tr(\mathbf{F}\rho_{7F})}{tr(\rho_{7F})} = \frac{M_1 Im E_1^{Pv}}{\beta^2 E^2 + M_1^2} \hat{\mathbf{z}} \quad (II - 10)$$

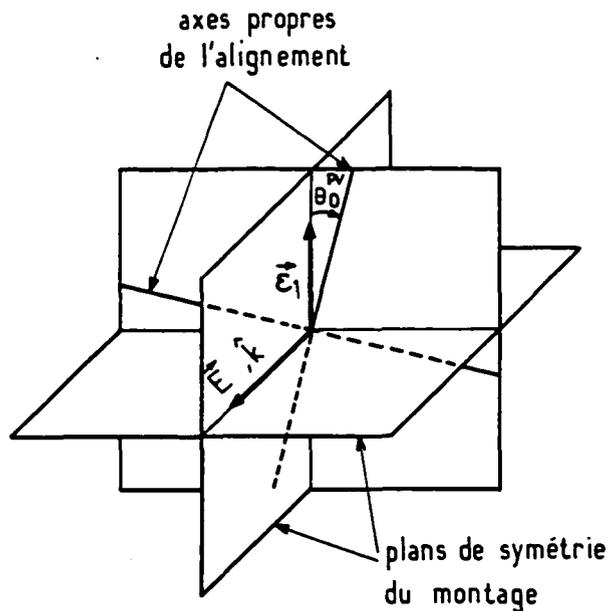


Fig. II 3 : Axes propres de l'alignement total des atomes excités : ils ne sont pas dans les plans de symétrie du montage, ils font avec ceux-ci un petit angle θ_0^P .

elle est bien dirigée selon l'axe du faisceau laser. Comme nous le verrons au paragraphe suivant, le fait qu'elle dépend de \mathbf{E} de façon peu exploitable, qu'en particulier son signe n'en dépend pas et qu'elle diminue très vite quand E augmente, nous donne de bonnes raisons de nous intéresser dans la suite surtout à l'alignement.

Finalement, nous avons vu que l'interaction faible qui dans l'atome de césium est responsable de l'existence du terme $i \text{Im} E_1^{Pv}$ dans la matrice de transition agit "pendant" l'absorption d'un photon vert. Dans la configuration choisie, elle laisse sa marque dans l'état excité $7S$ sous la forme principalement d'une anisotropie violant la parité en particulier un alignement dont le signe change avec le sens de \mathbf{E} .

b) Détection par émission induite, matrice de gain

i) *Détection de l'alignement*

Pour accéder expérimentalement à la mesure de l'anisotropie de l'état $7S$ que nous venons de décrire, il faut soit mesurer le dichroïsme plan de la vapeur dont est responsable son alignement soit mesurer son dichroïsme circulaire, associé à son orientation, le laser sonde sera respectivement polarisé linéairement ou circulairement. Nous avons indiqué dès le début de ce chapitre que puisque les deux lasers étaient nécessairement colinéaires, la structure hyperfine de la transition $7S - 6P_{3/2}$ pouvait en principe être résolue, on a donc le choix entre mesurer l'orientation ou mesurer l'alignement (rappelons que si la structure hyperfine n'est pas résolue, l'alignement n'est plus mesurable de même que si la structure fine n'était pas résolue, l'orientation ne serait pas non plus mesurable). Ce choix doit d'ailleurs être fait dès le départ : suivant qu'on décide de mesurer l'orientation ou alors l'alignement, la conception de l'expérience présente des différences.

En effet, l'orientation violant la parité ne semble véritablement être intéressante qu'en champ électrique nul, sinon elle devient vite trop petite. Mais en champ électrique nul, même si l'orientation est assez grande ($\sim 5 \times 10^{-5}$) le gain de la vapeur lui sera très petit. Peut-être est-il possible d'opérer dans des conditions radicalement différentes de celles que nous rapportons dans cette thèse, par exemple avec d'assez fortes densités de césium, une cellule considérablement allongée et réussir ainsi à atteindre des amplifications suffisantes pour qu'on puisse voir la transition sans champ électrique. Jusqu'ici nous n'avons pas essayé de le faire.

La mesure de l'alignement électrofaible au contraire ne peut se faire qu'en présence d'un champ électrique car l'alignement n'existe pas en champ nul. Or on sait produire des champs tels que l'amplification atteigne, ou même dépasse, l'unité et nous avons vu plus haut que nous considérons cela comme une condition importante à satisfaire. A ces valeurs de champ l'alignement électrofaible est déjà 50 fois plus grand que l'orientation.

L'expérience parité sur l'orientation en champ électrique nul s'éloignant par trop de ce que nous savions déjà faire, nous avons donc jugé préférable de nous concentrer sur la mesure de l'alignement en présence d'un champ non nul. En particulier nous pensons bien que comme par le passé il sera possible d'exploiter le champ électrique pour rechercher les conditions opératoires optimales et aussi

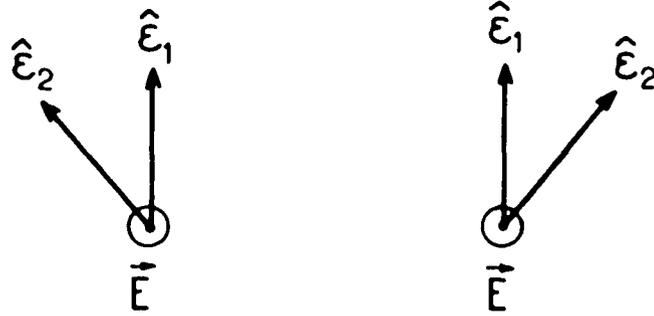


Fig. II-4 : Deux configurations géométriques symétriques qui à cause de la violation de la parité ne sont pas équivalentes.

qu'il participera de manière utile à la signature de l'effet cherché et facilitera ainsi sa discrimination.

Considérons donc le cas où le laser sonde est polarisé linéairement de façon à détecter l'alignement, nous noterons $\hat{\epsilon}_2$ son vecteur polarisation. L'expression de la probabilité d'émission stimulée comporte, outre un terme constant de la forme $\beta^2 E^2 + M_1^2$ provenant de la population de $7S$, deux termes anisotropes dépendant de la direction de $\hat{\epsilon}_2$ vis-à-vis de $\hat{\epsilon}_1$. L'un, scalaire, est associé à l'alignement Stark :

$$(\beta \mathbf{E} \times \hat{\epsilon}_1 \cdot \hat{\epsilon}_2)^2 + (M_1 \hat{\mathbf{k}} \times \hat{\epsilon}_1 \cdot \epsilon_2)^2 \quad (II - 11)$$

l'autre est pseudo-scalaire :

$$\beta \text{Im} E_1^{\text{pv}} (\hat{\epsilon}_1 \cdot \hat{\epsilon}_2) (\mathbf{E} \times \hat{\epsilon}_1 \cdot \hat{\epsilon}_2) \quad (II - 12)$$

il fait intervenir $\text{Im} E_1^{\text{pv}}$ et provient de l'alignement électrofaible.

Il en résulte que les deux configurations, pourtant symétriques, de la figure II-4 ne sont pas physiquement équivalentes, elles donnent lieu à des taux d'émission induite différents : on retrouve ainsi dans un signal expérimental mesurable une manifestation claire de la violation de la parité.

ii) *Matrice de gain*

Pour que la détection par émission induite soit une méthode intéressante il faut nécessairement que l'amplification du faisceau sonde soit grande (cf. § II-1-1 et II-1-2). La situation physique correspond alors à l'amplification, forcément non linéaire, de la lumière dans un milieu optiquement épais et sur des temps suffisamment longs pour vider le milieu. Ce problème n'est déjà pas simple [58] quand on ne s'occupe pas de la polarisation, il n'est généralement étudié que moyennant des hypothèses restrictives quant au nombre de niveaux couplés par l'onde laser et dans le cas d'impulsions lumineuses de forme bien définie, enfin souvent de façon numérique. Il n'est pas question ici de l'aborder dans toute sa généralité. Par contre ce qui nous a paru important, c'est de dégager dans les grandes lignes le rôle de l'anisotropie de la vapeur, en particulier de voir comment cette anisotropie affecte sa réponse d'une manière qui dépende de la polarisation du faisceau sonde et finalement de parvenir à quelques idées simples sur le comportement des signaux mesurables.

Ceci peut être fait dans le cadre considérablement plus simple d'un traitement linéaire et limité aux temps courts devant le temps d'amortissement du dipôle optique et les périodes de Rabi de la transition $7S - 6P_{3/2}$.

Dans cette hypothèse on est amené à introduire une matrice de gain g agissant sur la polarisation complexe du faisceau sonde. Considérons une tranche de vapeur de césium d'épaisseur dz excitée dans l'état $7S, F$ et soumise à l'instant t_0 au faisceau sonde. Appelons $\vec{\mathcal{E}}(z)$ l'enveloppe complexe ⁶ du champ électrique du faisceau sonde à l'entrée de la tranche considérée, elle devient $\vec{\mathcal{E}}(z + dz)$ à la sortie. La matrice de gain g définie par :

$$\vec{\mathcal{E}}(z + dz) = [\mathbb{1} + g dz(t - t_0)] \cdot \vec{\mathcal{E}}(z) \quad (II - 13)$$

exprime dans l'approximation linéaire la contribution rayonnée par la vapeur polarisée par le champ de l'onde sonde.

Dans le cas d'exacte résonance que nous considérons ici, avec le faisceau vert polarisé linéairement suivant \hat{x} , la matrice de gain se met sous la forme :

⁶ L'enveloppe complexe $\vec{\mathcal{E}}(z)$ du champ de l'onde est définie de telle sorte que le champ réel soit :

$$\vec{\mathcal{E}}(z, t) = \frac{1}{2} \{ \vec{\mathcal{E}}(z) e^{-i(\omega t - kz)} + c.c. \}$$

$$\mathbf{g} = g \left\{ \mathbb{1} + k_0 \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} + 2 k_0 \theta_0^{\text{pv}} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} + 2 k_1 \theta_1^{\text{pv}} \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} \right\} \quad (\text{II} - 14)$$

où tous les coefficients sont réels. Le facteur g est le paramètre de gain donné par :

$$g = \frac{\omega}{2\varepsilon_0 \hbar c} |\langle 7S \parallel \mathbf{d} \parallel 6P_{3/2} \rangle|^2 n_{7S} K(F_i, F, F') \quad (\text{II} - 15)$$

qui fait intervenir l'élément de matrice réduit du dipôle électrique entre $7S$ et $6P_{3/2}$ ($\simeq 6.5 ea_0$), $K(F_i, F, F')$ est un facteur occasionné par la dégénérescence angulaire qui dépend des deux transitions particulières $6S, F_i \rightarrow 7S, F$ et $7S, F \rightarrow 6P_{3/2}, F'$.

Dans l'expression de \mathbf{g} (II-14) le premier terme représente la partie isotrope du gain, associé à la population de l'état $7S$. Le deuxième terme représente le dichroïsme plan dû à l'alignement Stark. Le coefficient k_0 est égal à la valeur de cet alignement à un facteur près qui dépend de la transition $7S, F - 6P_{3/2}, F'$ choisie. On reconnaît dans le troisième terme la contribution de l'alignement électrofaible faisant intervenir le même coefficient k_0 . Quant au dernier terme il traduit un dichroïsme circulaire originaire de l'orientation électrofaible de l'état $7S$; l'angle θ_1^{pv} est défini par analogie avec θ_0^{pv} :

$$\theta_1^{\text{pv}} = \frac{M_1 \text{Im} E_1^{\text{pv}}}{\beta^2 E^2 + M_1^2} \quad (\text{II} - 16)$$

Les valeurs des coefficients K , k_0 et k_1 calculés dans le Complément II-A sont donnés dans le tableau II-1.

On voit clairement sur (II-14) que les axes principaux du dichroïsme Stark sont \hat{x} et \hat{y} alors que ceux du dichroïsme électrofaible sont à 45° de ceux-ci et si l'on suppose que le faisceau sonde à l'entrée de la cellule est polarisé linéairement suivant \hat{x} , il acquerra en sortie de cellule une composante polarisée selon \hat{y} .

Dans une expérience pulsée il est très important pour mesurer l'asymétrie de ne pas combiner des informations associées à des tirs différents étant données les fluctuations d'un tir à l'autre du laser. Montrons comment il est en fait simple de mesurer à chaque impulsion l'angle θ_0^{pv} .

On trouvera partie III-5 la description détaillée de notre polarimètre à deux voies qui permet de mesurer simultanément l'intensité de deux composantes de polarisation orthogonales d'un même

faisceau, il nous suffira ici d'admettre que grâce à lui on peut mesurer à chaque tir l'accroissement d'intensité ΔI (intégré sur un temps court) à la fois de la composante polarisée selon \hat{X} et de celle polarisée selon \hat{Y} . Dans le cas où la polarisation initiale est dirigée selon \hat{x} : $\vec{\mathcal{E}} = \mathcal{E} \hat{x}$, (cf. fig. II-5-a) l'équation (II-14) donne pour le champ en sortie de cellule :

$$\vec{\mathcal{E}}' = \mathcal{E} \{ [1 + G(1 + k_0)] \hat{x} + 2G(k_0 \theta_0^{pv} + ik_1 \theta_1^{pv}) \hat{y} \}$$

où $G = g dz(t - t_0)$.

Les signaux que mesurent les photodiodes du polarimètre sont :

$$I'_X = | \hat{X} \cdot \vec{\mathcal{E}}' |^2 = \frac{|\mathcal{E}|^2}{2} [1 + G(1 + k_0)] [1 + G(1 + k_0) + 4Gk_0 \theta_0^{pv}]$$

$$I'_Y = | \hat{Y} \cdot \vec{\mathcal{E}}' |^2 = \frac{|\mathcal{E}|^2}{2} [1 + G(1 + k_0)] [1 + G(1 + k_0) - 4Gk_0 \theta_0^{pv}]$$

(on a négligé les termes contenant $(\theta_0^{pv})^2$ ou $(\theta_1^{pv})^2$ qui sont excessivement petits). On peut alors calculer le rapport R_{pv} qui représente l'asymétrie mesurée

$$R_{pv} = \frac{\Delta IX - \Delta IY}{\Delta IX + \Delta IY} = 2 \theta_0^{pv} \frac{k_0}{1 + k_0} \frac{1 + G(1 + k_0)}{1 + G(1 + k_0)/2}$$

Dans le cas d'une très faible amplification ($G \rightarrow 0$), R_{pv} vaut :

$$R_{pv}(G \rightarrow 0) = 2 \theta_0^{pv} \frac{k_0}{1 + k_0}$$

Dans le cas inverse d'une amplification très grande ($G \rightarrow \infty$), R_{pv} est doublé :

$$R_{pv}(G \rightarrow \infty) = 4 \theta_0^{pv} \frac{k_0}{1 + k_0}$$

Pour déterminer l'angle θ_0^{pv} à partir de la mesure de ce rapport, il faut non seulement connaître l'amplification mais aussi le facteur k_0 .

Nous avons vu plus haut qu'il pouvait être calculé dans le cadre de l'approximation linéaire mais pour plusieurs raisons cette détermination n'est a priori pas suffisante et il faut avoir recours à

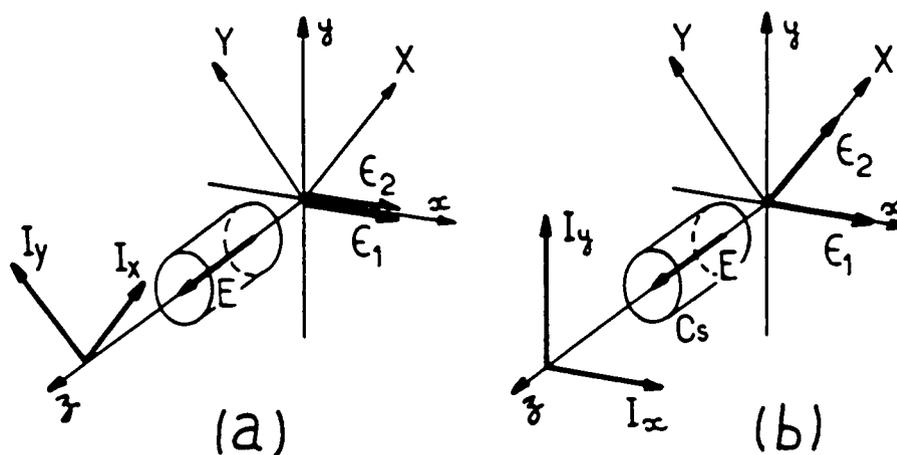


Fig. II-5 : Configuration expérimentale : a) pour la mesure d'asymétrie violant la parité
 b) pour la mesure directe de l'alignement Stark.

une mesure auxiliaire de calibration. En particulier dans la présentation faite plus haut du principe de l'expérience on a omis toute cause éventuelle de dépolarisation de la vapeur, or on sait bien que les collisions Cs-Cs par exemple sont susceptibles de produire une certaine perte d'orientation et d'alignement (nous verrons plus loin qu'elle n'atteint pas des valeurs mettant en cause l'expérience en soi, mais elle pourrait être suffisante pour altérer la valeur absolue de la mesure au niveau visé du pourcent). Du reste l'optique elle aussi peut entraîner une dépolarisation de la lumière. Une raison tout aussi impérieuse de ne pas faire foi (au niveau du pourcent) à la valeur que donne le calcul dans le cas linéaire c'est justement que les hypothèses linéaires peuvent s'écarter notablement de la réalité et que donc ce calcul est insuffisant. Néanmoins même dans le cas non linéaire l'angle θ_0^{pv} garde la même interprétation et les axes du dichroïsme restent les axes de l'alignement, il y a donc toujours un sens à entreprendre la mesure de θ_0^{pv} .

Nous voyons donc que la mesure indépendante du facteur de proportionnalité entre R_{pv} et θ_0^{pv} est une étape inévitable. L'idée la plus naturelle ici est de mettre à profit l'existence de l'alignement

Stark puisque l'angle θ_0^{pv} n'est autre que la valeur de l'alignement électrofaible rapporté à l'alignement Stark.

La mesure la plus directe de l'alignement Stark se réalise de la manière suivante : on oriente les axes du polarimètre selon \hat{x} et \hat{y} et on dirige $\hat{\epsilon}_2$ selon \hat{X} , à 45° de $\hat{\epsilon}_1$ (fig. II-5), le déséquilibre du polarimètre vaut alors (toujours dans l'hypothèse linéaire) :

$$R_0 = \frac{\Delta I_x - \Delta I_y}{\Delta I_x + \Delta I_y} = k_0 \times \frac{1 + G}{1 + G \frac{1 + k_0^2}{2}} \quad (II - 18)$$

il tend vers k_0 à très faible amplification. Là encore, ce rapport dépend en fait de G , mais pas de la même façon que R_{pv} , ceci naturellement rend difficile son exploitation. D'autres raisons encore, qui apparaîtront dans la suite s'ajoutent à celle-ci et font que la mesure de calibration n'est pas réalisée de la sorte en pratique mais d'une manière nettement plus sophistiquée dont nous donnerons la justification. Il n'en demeure pas moins que c'est bien l'existence de l'alignement Stark qui est exploitée pour obtenir une calibration pratique et directe de la mesure de l'alignement électrofaible.

c) Ordres de grandeurs

i) *Nombre d'atomes excités*

Il est clair qu'un des paramètres importants de l'expérience est le nombre d'atomes excités dans l'état $7S$ à chaque impulsion. Ce nombre peut être calculé en fonction de l'énergie des impulsions laser et compte tenu de la longueur d'interaction :

$$n_{7S} = n_{cs} \times \sigma(E) \times L \times n_{ph} \quad (II - 19)$$

La longueur d'interaction L envisagée (cf. III-3) est 8 cm, le nombre de photons verts n_{ph} est environ 2.7×10^{15} pour une impulsion d'énergie 1 mJ valeur typique pour le laser dont nous disposons (cf. III-1). $\sigma(E)$ est la section efficace d'excitation moyennée sur la distribution maxwellienne de vitesse des atomes dans l'hypothèse où la largeur spectrale du laser d'excitation est très inférieure à la largeur Doppler. La section efficace est comme nous l'avons vu proportionnelle à E^2 pour des champs > 30 V/cm, pour une transition $\Delta F = \pm 1$ elle vaut :

$$\sigma = 1.32 \times 10^{-25} \times \frac{2F+1}{2(2I+1)} \times \frac{2}{3} (1 - g_{F'}) \left(\frac{\beta E}{M_1} \right)^2 \quad (II - 20)$$

soit pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$

$$\sigma \# 4.8 \times 10^{-29} \times E^2 \text{ cm}^2, \quad E \text{ en V/cm} \quad (II - 21)$$

ce qui donne

$$n_{7S} \simeq 10^{-12} \times n_{Cs} \times E^2; \quad n_{Cs} \text{ en at/cm}^3 \\ E \text{ en V/cm} \quad (II - 22)$$

Il peut sembler naturel pour augmenter n_{7S} d'augmenter la densité de césium, c'est-à-dire la pression.

En fait les collisions Cs - Cs qui deviennent alors plus fréquentes amortissent le dipôle de la transition $7S - 6P$ comme $e^{-\gamma t}$, il n'est donc pas intéressant que l'observation dure notablement plus longtemps que γ^{-1} mais d'un autre côté comme on veut résoudre la structure hyperfine de $6P_{3/2}$, il faut que la durée d'observation soit plus longue que l'inverse de cette structure hyperfine soit $T > 2 \text{ ns}$. Notre laser satisfait bien cette condition avec $T \sim 10 \text{ ns}$. La condition $\gamma^{-1} > T$ donne alors $\gamma < 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ et ceci limite n_{Cs} à quelques 10^{14} at/cm^3 (cf. II-2 et II-3), correspondant à une pression de l'ordre de 20 mTorr et une température d'environ 140-160°C.

En définitive on peut encore agir sur E :

$$n_{7S} \simeq 100 \times E^2; \quad E \text{ en V/cm} \quad (II - 23)$$

ce qui peut couvrir une large gamme : le champ électrique permet en principe de faire varier le nombre d'atomes excités dans un large domaine. Pour la valeur raisonnable de $E \simeq 1.5 \text{ kV/cm}$ (cf. III-6), on obtient de l'ordre de 3×10^8 atomes excités. La densité d'atomes excités est alors elle-même assez grande : les faisceaux laser ayant une section de l'ordre de deux mm^2 , le volume d'interaction est $8 \times 0.02 = 0.16 \text{ cm}^3$ et la densité d'atomes excités est :

$$\rho_{7S} \sim 2 \times 10^9 \text{ at/cm}^3 \quad (II - 24)$$

ii) *Intensité du faisceau sonde*

L'intensité du faisceau sonde doit être suffisante pour saturer la transition $7S - 6P$ sinon cette méthode de détection n'aurait pas d'intérêt. Mais d'un autre côté elle ne doit pas être trop grande non plus, il ne faut pas en effet que puissent se produire des oscillations de Rabi entre $7S$ et $6P$. La raison en est simple : la période des oscillations de Rabi est différente, à l'intérieur d'une même transition hyperfine, pour les différentes composantes Zeeman de cette transition (qui ne sont pas résolues), si donc des oscillations de Rabi se produisaient pendant la durée d'observation, des asymétries angulaires seraient produites dans l'état $7S, F$ par suite de l'interaction avec le faisceau sonde, c'est-à-dire que le faisceau sonde modifierait dans $7S$ la grandeur des alignements et orientation et donc le signal perdrait son interprétation simple en terme d'alignement Stark et d'alignement électrofaible. La condition à réaliser est :

$$C(F, F') \langle 7S \parallel d \parallel 6P_{3/2} \rangle > \frac{1}{\hbar} \int_0^T \frac{1}{2} \mathcal{E}(z, t) dt < 1 \quad (II - 25)$$

qui exprime que l'angle de précession de Rabi doit rester inférieur à 1. $C(F, F')$ est un coefficient qui exprime le moyennage sur les différentes composantes Zeeman de la transition hyperfine $F \rightarrow F'$. La condition de saturation, quant à elle, s'écrit :

$$C(F, F') \langle 7S \parallel d \parallel 6P_{3/2} \rangle > \frac{1}{\hbar} \frac{1}{2} \mathcal{E}(z, t) > \gamma/2 \quad (II - 26)$$

elle exprime que l'amplitude de transition induite doit être plus grande que l'amplitude de désexcitation spontanée.

Compte tenu de la valeur de $\langle 7S \parallel d \parallel 6P_{3/2} \rangle = 6.5 ea_0$ et de celles de $C(F, F')$ (cf. tableau II-1), on trouve dans les conditions définies plus haut : $T \sim 10 \text{ ns}$ $\gamma \sim 10^8 \text{ s}^{-1}$ qu'un domaine assez large de valeurs, de un à quelques mW/mm^2 , est convenable pour l'intensité sonde.

iii) Amplification possible

Nous avons calculé plus haut que pour un champ électrique de 1.5 kV/cm, on pourrait exciter 3×10^8 atomes.

La saturation étant réalisée par le faisceau sonde, presque tous les atomes excités participeront à l'amplification du faisceau sonde, nous verrons au § II-3 qu'il est raisonnable de penser qu'effectivement sur les 3×10^8 atomes $7S$, 10^8 émettront un photon induit. On peut alors calculer la puissance lumineuse ainsi émise par la vapeur quand on la moyenne sur les 10 ns que dure l'observation.

La valeur obtenue $\simeq 1$ mW est à comparer à la puissance du faisceau sonde utilisé. Nous avons vu plus haut que l'intensité nécessaire à la saturation était a priori de quelques mW/mm² et les mesures faites (cf. II-3) montrent qu'en effet un faisceau de ~ 1 mW suffit.

L'amplification ainsi réalisée est grande : $\frac{\Delta I}{I} \sim 1$. L'objectif que nous visions consistant à transférer l'asymétrie de la transition $6S - 7S$ où l'épaisseur optique est faible sur une transition où elle est grande semble donc tout à fait réaliste. C'est bien ce que confirment les expériences réalisées avec une excitation pulsée que nous rapportons dans la suite (cf. § II-3 et 4).

iv) Rapport signal sur bruit

L'efficacité de la détection étant nettement accrue par rapport à l'expérience parité initiale, il est évident que, si toutes choses étaient égales par ailleurs, on obtiendrait un gain considérable sur le rapport signal sur bruit. Comme le signal est proportionnel au nombre de photons détectés n_d et le bruit à $\sqrt{n_d}$, le gain pourrait être de l'ordre de $\sqrt{1000}$. Mais par rapport à une expérience réalisée en continu une expérience en pulsé présente des contraintes supplémentaires. Ainsi la puissance moyenne d'excitation est très difficile à rendre égale à celle réalisée en continu (500 mW) : à l'heure actuelle nous ne disposons que d'une vingtaine de milliwatts. D'autres difficultés tiennent aux nouvelles exigences que la configuration actuelle impose finalement sur le choix de paramètres également très importants tels que la densité d'atomes, la longueur d'interaction et la grandeur du champ. Plutôt que de présenter ici des pronostics de rapport signal sur bruit tels que ceux que nous avons faits avant de nous engager dans la réalisation de ce projet [59], nous réservons la discussion du rapport signal sur bruit tout à la fin de cette partie (§ II-4), là où nous sommes en mesure d'indiquer la sensibilité, non plus attendue, mais effectivement observée sur l'expérience actuelle. Nous serons ainsi mieux à

même de discuter des améliorations attendues.

4) Les avantages et les inconvénients des non linéarités

C'est parce que le processus d'amplification est non linéaire vis-à-vis du paramètre de gain et du paramètre de saturation qu'on peut espérer une grande efficacité de détection.

En fait nous allons voir qu'on peut attendre encore plus de cette non linéarité : une amplification de l'asymétrie elle-même.

Mais à côté de ces avantages n'y a-t-il pas aussi des risques ? Peut-on adapter la méthode de mesure pour contourner les problèmes une fois qu'on en a pris conscience ?

Ce sont là les points abordés dans ce paragraphe.

a) Amplification de l'asymétrie

i) Principe de l'effet

Lorsque l'amplification du faisceau sonde par émission induite atteint les grandes valeurs envisagées plus haut ($\frac{\Delta I}{I} \sim 1$ ou plus), on peut trouver des configurations particulières où la petite asymétrie provenant de l'alignement électrofaible est amplifiée, grâce à l'existence de la grande asymétrie Stark, au cours de la propagation du faisceau dans la vapeur.

Pour comprendre le mécanisme de cette amplification supposons que le faisceau sonde arrive à l'entrée de la cellule polarisé linéairement selon l'axe de plus faible gain Stark pour la transition hyperfine considérée (suivant la transition particulière dont il s'agit et le signe du facteur k_0 correspondant, cet axe est soit parallèle soit perpendiculaire à $\hat{\epsilon}_1$).

L'effet de l'alignement électrofaible, comme ses axes sont à 45° de la polarisation incidente, est de faire apparaître une composante de polarisation orthogonale, petite mais non nulle. En l'absence de tout effet non linéaire, si l'amplification était assez grande pour qu'on puisse négliger à la sortie

l'intensité incidente, l'angle que la polarisation de sortie ferait avec la polarisation à l'entrée de la cellule serait :

$$\psi = \frac{k_0}{1 + k_0} \theta_0^{pv} \quad (II - 27)$$

En fait nous pouvons remarquer que cette composante nouvelle, de polarisation orthogonale, qui apparaît dès le début de la propagation du faisceau va être ensuite, pendant la propagation dans la partie aval de la vapeur, amplifiée plus fortement que la composante principale puisque sa polarisation est alignée avec l'axe de plus fort gain Stark. En sortie de cellule, l'angle dont aura tourné la polarisation sera donc plus grand que ψ , il y aura donc eu amplification de l'asymétrie violant la parité, et comme l'asymétrie Stark est grande (pour certaines composantes le rapport du gain fort au gain faible atteint 3) cet effet peut n'être pas négligeable dans le cas où l'amplification du faisceau est importante.

ii) *Ordre de grandeur de l'effet*

Pour se faire une idée simple de l'importance possible de ce phénomène on peut revenir au cas simplifié du traitement aux temps courts abordé plus haut.

Aux temps courts, c'est-à-dire petits devant le temps d'amortissement du dipôle atomique et les périodes de Rabi, on traite l'effet du champ de manière linéaire et on peut écrire l'équation de propagation pour l'enveloppe complexe du champ électrique de l'onde sonde :

$$\frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}(z, t)}{\partial z \partial t} = \mathbf{g} \cdot \vec{\mathcal{E}}(z, t) \quad (II - 28)$$

où $\tau = t - z/c$ est le temps retardé à la cote z . Dans cette expression le terme de droite est la contribution de la polarisation de la vapeur, supposée linéaire aux temps courts.

Dans cet exemple nous supposons que le faisceau sonde est appliqué brutalement à l'instant $t = 0$, en $z = 0$, c'est à peu près ce que réalise l'interrupteur optique que nous utilisons dans la pratique (cf. II-3 et III-4), il faut donc chercher la solution de (II-28) qui satisfait à la condition aux limites :

$$\vec{\mathcal{E}}(z = 0, t) = \mathcal{E}_0 \hat{\mathbf{e}}_2 \Theta(t) \quad (II - 29)$$

où ϵ_2 est toujours la polarisation du faisceau sonde et $\Theta(t)$ est la fonction échelon unité de Heaviside. Choissant $\hat{\epsilon}_2 // \hat{\epsilon}_1 // \hat{x}$, on trouve que la solution fait intervenir la fonction de Bessel modifiée $I_0(2\sqrt{u})$ pour deux valeurs de l'argument u :

$$u_{//} = g(1 + k_0) z \tau \quad (II - 30a)$$

$$u_{\perp} = g(1 - k_0) z \tau \quad (II - 30b)$$

selon les expressions :

$$\mathcal{E}_x(z, t) = \mathcal{E}_0 I_0(2\sqrt{u_{//}}) \quad (II - 31a)$$

$$\mathcal{E}_y(z, t) = \theta_0^{\text{pv}} \mathcal{E}_0 [I_0(2\sqrt{u_{\perp}}) - I_0(2\sqrt{u_{//}})] \quad (II - 31b)$$

Reprenant le schéma de détection du § 3-b-ii, on obtient le terme d'asymétrie :

$$\begin{aligned} R_{\text{pv}} &= \frac{2\mathcal{R}e(\mathcal{E}'_x \mathcal{E}'_y)}{|\mathcal{E}'_x|^2 - |\mathcal{E}_x|^2} \\ &= \theta_0^{\text{pv}} \frac{2I_0(2\sqrt{u_{//}})}{1 + I_0(2\sqrt{u_{//}})} \times \frac{I_0(2\sqrt{u_{//}}) - I_0(2\sqrt{u_{\perp}})}{I_0(2\sqrt{u_{//}}) - 1} \end{aligned} \quad (II - 32)$$

(de nouveau, on a négligé les termes contenant $(\theta_0^{\text{pv}})^2$).

Si u est petit $I_0(2\sqrt{u})$ se réduit à $1 + u$ et on retrouve le résultat (II-9) :

$$R_{\text{pv}} = \theta_0^{\text{pv}} \frac{2k_0}{1 + k_0}$$

Par contre quand $u \gtrsim 1$, $I_0(2\sqrt{u})$ croît très rapidement. Prenons l'exemple de la transition $4 \rightarrow 4 \rightarrow 4$ pour laquelle $k_0 = -0.484$, dans ce cas pour u très petit, on a :

$$R_{\text{pv}} = -\theta_0^{\text{pv}} \frac{0.968}{0.516} \# -2 \theta_0^{\text{pv}}$$

alors que pour $u_{//} \sim 1$, et donc $u_{\perp} = 2.88$, on trouve :

$$\begin{aligned} R_{pv} &= -\theta_0^{pv} \frac{2I_0(2)}{1+I_0(2)} \frac{I_0(2\sqrt{2}, 88) - I_0(2)}{I_0(2) - 1} \\ &= -4.85 \theta_0^{pv} \end{aligned} \quad (II - 33a)$$

pour $u = 2$ on trouve même

$$R_{pv} \# -9.23 \theta_0^{pv} \quad (II - 33b)$$

soit une amplification de l'asymétrie de 2.4 et 4.6 respectivement.

Comme le calcul précédent a été fait dans des hypothèses assez restrictives et éloignées de la réalité, il ne faut pas prendre les nombres indiqués plus haut trop au pied de la lettre. Cependant, nous avons pu observer au cours des expériences préliminaires exposées aux § II-3 et II-4 des amplifications de l'asymétrie (qui, de par leur nature sont très voisines de celle décrite ici) dont la grandeur atteint un facteur de quelques unités (3 dans un cas (§ II-3), 2 dans l'autre (§ II-4)).

Ce facteur peut ne pas paraître bien grand, rappelons tout de même que l'asymétrie intervient directement dans le rapport signal sur bruit et que donc un gain de 3 sur l'asymétrie pourrait entraîner, dans la mesure où il ne s'accompagnerait pas d'un accroissement du bruit, une réduction d'un ordre de grandeur du temps d'intégration nécessaire à l'obtention d'une précision statistique donnée. D'un point de vue pratique ceci revêt évidemment une très grande importance. D'ailleurs, même à rapport signal sur bruit égal, une asymétrie plus grande paraît a priori favorable du point de vue de la réduction des effets systématiques.

b) Les dangers de la non linéarité

i) *Le problème*

Nous venons de voir que la non linéarité de la propagation du faisceau sonde dans la vapeur pouvait être avantageuse en ce qui concerne la grandeur de l'asymétrie et peut être même le rapport signal sur bruit. Mais pour réussir l'expérience une bonne sensibilité ne suffit pas, il faut encore savoir

calibrer cette mesure avec une précision au moins aussi bonne. Or si la non linéarité apparaît comme profitable à la précision de la mesure au premier abord, elle nuit à la précision de sa calibration.

Nous avons en effet présenté une méthode de calibration qui pouvait paraître séduisante : il suffisait de faire tourner la polarisation sonde ϵ_2 et le polarimètre simultanément de 45° pour mesurer non plus $\theta_0^{PV} \frac{2k_0}{1+k_0}$ mais simplement le coefficient k_0 . En fait ce procédé est valable tant que le processus d'amplification reste linéaire vis-à-vis du paramètre de gain mais il cesse tout à fait de l'être dans le cas non linéaire : l'amplification de l'asymétrie est en effet très différente suivant que l'angle que font $\hat{\epsilon}_1$ et $\hat{\epsilon}_2$ est 0 , $\pi/4$ ou $\pi/2$; pour s'en convaincre il suffit de reprendre la discussion du paragraphe a) dans le cas où $\hat{\epsilon}_2$ est perpendiculaire à $\hat{\epsilon}_1$ pour constater que non seulement il n'y a plus amplification de l'asymétrie mais qu'il y a même diminution de celle-ci. Même les effets de saturation qui en principe sont indépendants de la polarisation deviennent différents : un faisceau sonde non saturant à l'entrée de la cellule peut rester non saturant au cours de sa propagation pour une polarisation et devenir saturant pour l'autre polarisation pour laquelle l'amplification serait nettement plus grande.

On pourrait croire que cette remarque remet en cause seulement l'utilisation des fortes amplifications du signal, celles qui nous laissaient espérer une amplification de l'asymétrie. En fait la situation est plus grave car même pour les petits coefficients d'amplification, la non linéarité du signal l'affecte encore. En prenant le cas traité en a) comme exemple, on constate que pour que la non linéarité descende en-dessous du pourcent (c'est nécessaire si l'on veut que la mesure ait une précision globale du pourcent), il faut limiter le paramètre u à de très petites valeurs, de l'ordre aussi de 10^{-2} , c'est-à-dire des coefficients d'amplification qui sont eux-mêmes très petits.

Le problème paraît donc inhérent à la méthode de mesure même, si on veut le réduire on sacrifie tout ce qui semblait initialement attractif dans cette méthode, à savoir une grande efficacité de détection.

ii) Le remède

Heureusement il y a une solution à ce problème, ce n'est en effet pas la méthode de mesure elle-même qui est en cause, mais seulement la méthode de calibration proposée : la configuration envisagée jusqu'ici est encore trop différente de celle de mesure. Il existe une autre méthode, bien meilleure, pour effectuer cette calibration.

Rappelons-nous en effet le rôle de l'alignement électrofaible : il est de faire tourner les axes de l'alignement global de l'angle θ_0^{PV} en dehors des axes de symétrie de l'expérience, c'est-à-dire $\hat{\epsilon}_1$. Imaginons maintenant qu'on fasse tourner $\hat{\epsilon}_1$ à l'entrée de la cellule d'un angle θ_{ref} , très petit mais éventuellement plus grand que θ_0^{PV} . Tout l'ensemble de l'alignement de la vapeur subit la même rotation d'angle θ_{ref} , et donc, toutes choses restant égales par ailleurs, il suffit de remplacer partout dans ce qui précède θ_0^{PV} par $\theta_0^{\text{PV}} + \theta_{ref}$. En particulier le rapport R_{pv} devient :

$$R = 2 (\theta_0^{\text{PV}} + \theta_{ref}) \frac{k_0}{1 + k_0} \quad (\text{II} - 34)$$

dans le cas linéaire et

$$R = 2 (\theta_0^{\text{PV}} + \theta_{ref}) \frac{I_0(2\sqrt{u_{\parallel}})}{1 + I_0(2\sqrt{u_{\parallel}})} \frac{I_0(2\sqrt{u_{\parallel}}) - I_0(2\sqrt{u_{\perp}})}{I_0(2\sqrt{u_{\parallel}}) - 1} \quad (\text{II} - 35)$$

dans le cas de la propagation non-linéaire.

Ceci est vrai parce que le signal, bien que non linéaire dans le gain g , reste tout de même linéaire dans l'asymétrie θ_0^{PV} ou $\theta_0^{\text{PV}} + \theta_{ref}$ à cause de l'extrême petitesse de celle-ci. Il faut bien sûr pour cela que θ_{ref} soit assez petit : en pratique il faut qu'on puisse négliger les termes en θ_{ref}^2 devant 1 à la précision requise, ce qui est très largement vérifié pour $\theta_{ref} = 10^{-3}$ rad.

Pour effectuer la calibration de la mesure il suffit de séparer dans le signal mesuré la contribution de θ_0^{PV} et de θ_{ref} . Pour θ_{ref} c'est très facile : si on module l'angle θ_{ref} de façon connue, par exemple en le basculant de $+\theta_{ref}$ à $-\theta_{ref}$, on peut alors extraire de R_{pv} sa contribution propre et déterminer le coefficient qui l'affecte et qui est le même que pour θ_0^{PV} . Quant à θ_0^{PV} on peut l'extraire de R_{pv} en utilisant sa dépendance en E : le renversement de E change θ_0^{PV} en $-\theta_0^{\text{PV}}$.

Notons que l'existence d'une méthode si simple de calibration autorisant l'emploi de coefficients d'amplification suffisants pour qu'il y ait même amplification de l'asymétrie semble une raison de plus en faveur du choix de l'alignement plutôt que de l'orientation pour la mesure de l'effet de violation de la parité.

5) Réexamen critique de la méthode de détection : choix de la transition sonde

Avant d'entreprendre ce projet il était normal de discuter du choix de la transition exploitée avec le faisceau sonde. Une des objections les plus sérieuses allant à l'encontre de notre projet tenait au choix de la transition $7S - 6P$ utilisée pour mettre en jeu l'émission induite.

En effet une fois ce choix fait on est limité à deux transitions possibles $7S - 6P_{1/2}$ et $7S - 6P_{3/2}$ dont les longueurs d'onde $1.36 \mu\text{m}$ et $1.47 \mu\text{m}$ se sont révélées difficiles à obtenir d'une source laser. Jusqu'ici même nous avons dû renoncer à la transition $7S - 6P_{1/2}$ ($1.36 \mu\text{m}$) malgré de possibles avantages, en particulier une structure hyperfine plus large (mais une force d'oscillateur plus faible) parce que nous ne pouvions pas disposer de laser à cette longueur d'onde (cf. III-2).

Nous avons choisi au départ $7S - 6P$ pour utiliser l'émission induite mais on sait bien depuis Einstein que l'émission induite et l'absorption sont deux processus parfaitement équivalents et à première vue on pourrait reprendre tout ce que nous avons dit dans le cas d'une détection par absorption vers un niveau nP ($n > 6$) quitte à modifier un peu les termes de la discussion.

En réalité deux difficultés principales apparaissent, d'ordre expérimental, toutes les deux liées à ce que pour que ce nouveau schéma soit préférable il faut qu'il permette de recourir à des longueurs d'onde plus pratiques pour le laser sonde. C'est-à-dire qu'il faut pouvoir descendre à des longueurs d'onde de l'ordre de $1 \mu\text{m}$ ou plutôt moins encore, vers $0.8 \mu\text{m}$, pour lesquelles on pourrait employer les diodes lasers ou à la rigueur un laser à colorant, notoirement plus agréables à utiliser que le laser à centres colorés que nous avons dû construire.

Ceci nécessiterait donc en fait de choisir une transition $7S - nP$ avec n élevé, supérieur à 10 et les deux difficultés mentionnées sont alors que :

- la force d'oscillateur $7S - nP$ est faible : $\sim 2 \times 10^{-4}$ pour $n = 10$ ce qui pousserait à augmenter l'intensité du laser sonde, avec toutes les difficultés que l'on imagine, mais surtout ce qui va à l'encontre de l'intérêt de notre méthode, celui-ci étant de permettre le transfert de l'asymétrie de $6S - 7S$ sur une transition où la force d'oscillateur est justement la plus grande possible ;

- la structure hyperfine de nP pour n grand devient vite difficile à résoudre : pour $10P_{3/2}$, il faudrait augmenter la durée des impulsions du laser vert et outre que ce n'est pas forcément facile, nous avons vu que l'on n'y a aucunement intérêt, ou bien alors il faudrait renoncer à détecter un

alignement et on perdrait là encore bon nombre des avantages mentionnés au cours de cette partie.

Chapitre II-2

UNE EXPERIENCE EXPLORATOIRE AVEC DES LASERS CONTINUS: LA FLUORESCENCE INHIBEE

1) Les objectifs de cette étude

Au moment d'entreprendre cette expérience exploratoire, nous désirions tester les principes de la future expérience dans des conditions expérimentales plus simples et plus faciles à maîtriser tout en utilisant le matériel et les moyens dont nous disposions déjà et dont nous avons l'habitude.

Les toutes premières questions auxquelles nous cherchions ainsi à apporter une réponse étaient les suivantes :

- Est-il facile d'observer l'émission induite $7S - 6P_{3/2}$?
- Ce procédé de détection nous permet-il de résoudre la structure hyperfine de $7S - 6P_{3/2}$? (Ce serait là un réel progrès puisque la détection fondée sur la fluorescence ne le permettait pas jusqu'ici).
- Enfin, cette méthode est-elle bien sensible à l'anisotropie de l'état $7S$?

Nous avons ainsi été amenés à explorer à fond les caractéristiques de ce système particulier à trois niveaux couplés à deux lasers qu'est le système $6S - 7S - 6P_{3/2}$. En effet, si dans la littérature scientifique abondent les études très détaillées de systèmes à trois niveaux en général, le système $6S - 7S - 6P_{3/2}$ diffère en réalité de tous ceux envisagés jusqu'ici. La différence, qui nous a fait appeler ce système "système interdit à trois niveaux", est intimement liée à la raison même qui nous fait considérer ce système, la mesure d'une violation de la parité : elle réside en ce que l'un des lasers excite une transition particulièrement interdite (la transition $6S - 7S$). Alors que dans les autres systèmes, les deux niveaux extrêmes sont de parités identiques et le niveau intermédiaire de parité opposée, les

deux lasers couplant des niveaux de parités différentes, pour le système envisagé ici, $6S - 7S - 6P_{3/2}$, les deux niveaux extrêmes $6S$ et $6P_{3/2}$ sont de parités opposées et la transition $6S - 7S$ relie des niveaux de même parité. La distribution des parités est donc totalement différente ce qui confère à notre cas des propriétés inhabituelles. Son étude approfondie, tant théorique qu'expérimentale a fait l'objet de la thèse de Michel Lintz [60].

Nous n'entrerons évidemment pas dans tous les détails de cette expérience, nous contentant ici d'expliquer comment elle s'insère dans notre projet et quelles sont les informations, importantes pour la suite, que nous avons pu en extraire. On pourra en trouver une discussion complète dans la thèse de M. Lintz ainsi que dans une série d'articles écrits à ce sujet [58][63-65].

2) Principe de l'expérience et allure des spectres obtenus

Etant données ses motivations, l'expérience a été conduite dans la ligne du projet futur et par conséquent on retrouve dans son principe plusieurs des caractéristiques de l'expérience idéale décrite au chapitre II-1 : deux lasers colinéaires, tous deux continus ici, éclairent le césium soumis à un champ électrique uniforme, continu lui aussi et qui est ici normal aux faisceaux (nous disons qu'il est "transverse") (figure II-6).

Le laser vert est résonnant pour une composante hyperfine donnée de la transition $6S - 7S$ et porte une population monocinétique d'atomes dans un des deux niveaux hyperfins $7S_{1/2}$, $F = 3$ ou 4 , sa fréquence est maintenue fixe.

Le laser infrarouge, quant à lui, balaie la transition $7S - 6P_{3/2}$. Quand il est résonnant avec une composante hyperfine $7S, F - 6P_{3/2}F'$ il induit l'émission des atomes excités et leur nombre doit donc diminuer.

Pour mettre en évidence cette émission induite, nous observons la fluorescence spontanée des atomes excités depuis le niveau $7S_{1/2}$ vers le niveau $6P_{1/2}$ sur l'autre transition possible de désexcitation ($\lambda = 1.36 \mu\text{m}$), concurrente de la transition $7S - 6P_{3/2}$ (figure II-7). L'intensité de fluorescence donne une mesure quasiment directe du nombre n_{7S} d'atomes présents dans $7S_{1/2}$. On s'attend donc

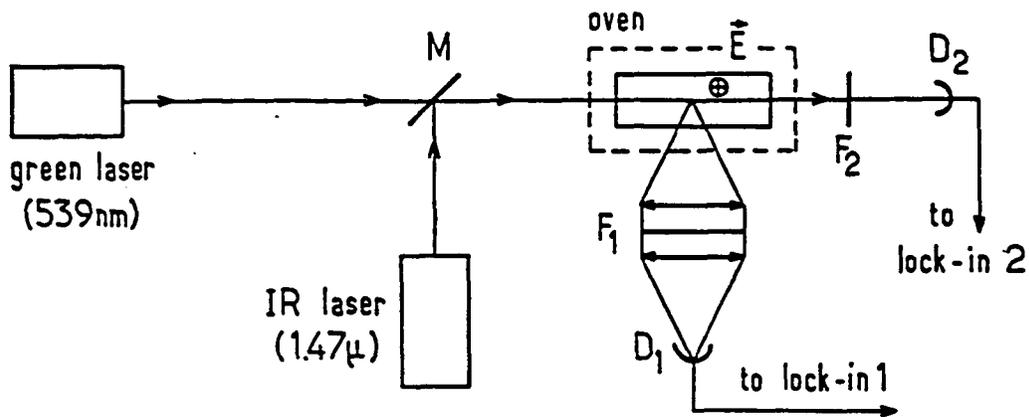


Fig. II-6 : Schéma de principe de l'expérience de fluorescence inhibée M est un miroir dichroïque, F_1 un filtre qui transmet la fluorescence $7S - 6P_{1/2}$, F_2 un filtre transmettant le faisceau sonde à $1.47 \mu\text{m}$ (et qui coupe le faisceau pompe à 539.4 nm) ; D_1 est le détecteur de fluorescence et D_2 le détecteur du faisceau sonde transmis.

à ce qu'à chaque fois que le laser infrarouge passe à résonance pour une composante hyperfine, on observe une diminution de la fluorescence, c'est ce que nous avons appelé "fluorescence inhibée" et c'est ce que montre très clairement les spectres expérimentaux (figure II-8). La transition $7S - 6P_{3/2}$ est complètement résolue en trois composantes (la règle de sélection dipolaire électrique faisant que seuls trois niveaux hyperfins $6P_{3/2}, F'$ sont couplés à un niveau $7S, F$ donné), on réalise donc ainsi une spectroscopie sans effet Doppler. La suppression de l'effet Doppler tient au fait que les deux lasers sont colinéaires : le laser vert créant une population monocinétique d'atomes excités, il faut que le laser infrarouge soit résonnant à la largeur naturelle près pour interagir avec eux. En fait les spectres sont dominés par un large fond positif, trahissant l'existence d'une population thermalisée d'atomes dans l'état $6P_{3/2}$ causée par la désexcitation des atomes $7S$: quand le laser sonde est accordé à la largeur Doppler près sur $7S - 6P_{3/2}$, il réexcite vers $7S$ les atomes $6P_{3/2}$, faisant ainsi non plus diminuer mais augmenter n_{7S} c'est-à-dire l'intensité de fluorescence. L'existence de cette population thermalisée dans $6P_{3/2}$ provient du fait que le niveau $6P_{3/2}$ est un niveau de résonance et que l'excitation s'y trouve piégée, c'est le phénomène d'emprisonnement de la raie de résonance [66],

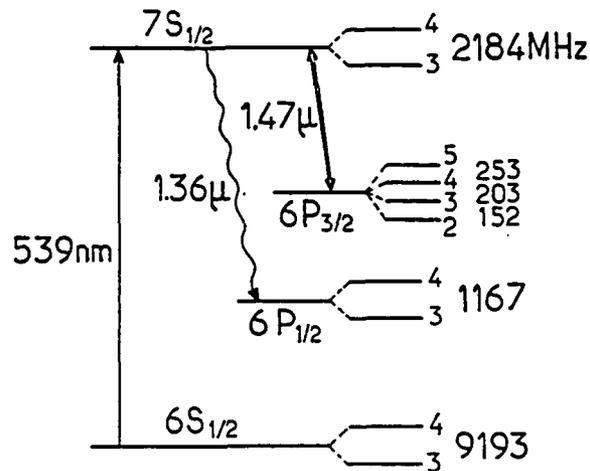


Fig. II-7 : Schéma des niveaux $6S-7S-6P_{3/2}$. Les flèches droites représentent les couplages par des lasers, la flèche ondulée la fluorescence spontanée qu'on détecte.

la durée de vie de la population de $6P_{3/2}$ est donc considérablement rallongée par rapport à celle d'un atome isolé. L'existence bien réelle de cette population $6P_{3/2}$ est confirmée par les spectres II-9 obtenus quand le laser infrarouge couple à $6P_{3/2}$ le niveau hyperfin $7S_{1/2}, F$ qui n'est pas celui que peuple directement le laser vert : les "trous" de fluorescence inhibée disparaissent puisqu'il n'y a pas d'émission induite depuis $7S$ par contre le large fond Doppler positif persiste, montrant ainsi qu'il est bien dû à la population de $6P_{3/2}$ (dont l'alimentation à partir de $7S$ n'a pas changé).

Pour nous rapprocher plus encore du schéma de l'expérience future, nous avons aussi dans certains cas étudié le faisceau sonde transmis. Alors que l'observation de la fluorescence $7S - 6P_{1/2}$ concerne l'effet du laser sonde sur les atomes, l'observation du faisceau transmis donne accès à l'effet des atomes sur le laser sonde. Il était intéressant de pouvoir comparer ces deux effets complémentaires (Fig. II-10). Il est remarquable que malgré l'absorption par les atomes $6P_{3/2}$ le faisceau sonde puisse subir à résonance une amplification réelle, c'est-à-dire qu'il soit plus amplifié par les atomes $7S$ qu'absorbé par les atomes $6P_{3/2}$: il y a bien inversion de population. A vrai dire cette situation

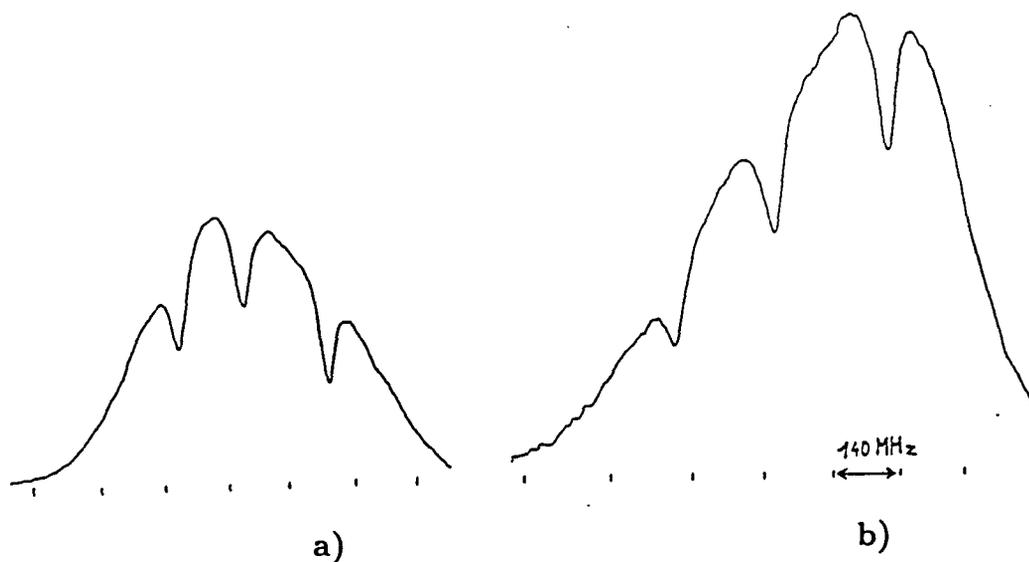


Fig. II-8 : Spectres typiques de fluorescence inhibée : accroissement de fluorescence dû au laser sonde en fonction de la fréquence de celui-ci. $t = 150^\circ\text{C}$, $E = 640\text{ V/cm}$, $I_{\text{sonde}} = 50\text{ mW/cm}^2$.

a) transition $6SF = 3 \rightarrow 7SF = 3 \rightarrow 6P_{3/2}F = 2, 3, 4$.

b) transition $6SF = 4 \rightarrow 7SF = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F = 3, 4, 5$.

est assez exceptionnelle, la densité de césium était là particulièrement faible : en général, lorsque la densité du césium est plus grande, l'importance de la population $6P_{3/2}$ est suffisante pour que l'absorption domine, tout au moins dans ces expériences avec des lasers continus : nous verrons dans le prochain chapitre qu'avec un laser pulsé ce n'est plus le cas. La sensibilité des signaux obtenus à l'anisotropie de l'état $7S$ a ensuite été mise en évidence et exploitée en jouant sur les polarisations des faisceaux sonde et exciteur, nous y reviendrons au § II-2-3.

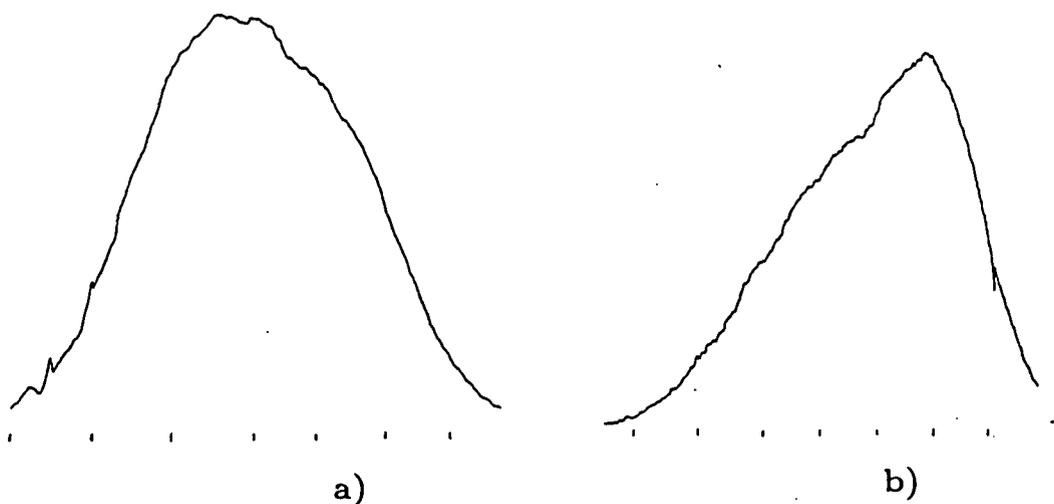


Fig. II-9 : Spectres obtenus quand le laser sonde et le laser d'excitation ne sont pas couplés au même niveau hyperfin de $7S$, les trous de fluorescence inhibée disparaissent.
a) $6SF = 4 \rightarrow 7SF = 4$; $7SF = 3 \rightarrow 6P_{3/2}F = 2, 3, 4$.
b) $6SF = 3 \rightarrow 7SF = 3$; $7SF = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F = 3, 4, 5$.

3) Interprétation et exploitation des signaux

Michel Lintz a développé dans sa thèse un modèle détaillé des expériences de fluorescence inhibée donnant une interprétation complète de tous les phénomènes observés. Moyennant certaines approximations justifiées on obtient même une description analytique des signaux. Ces approximations prennent en compte le caractère "interdit" du système à trois niveaux $6S - 7S - 6P_{3/2}$:

i) En particulier l'effet Raman à deux photons qui peuple directement $6P_{3/2}$ depuis $6S_{1/2}$ peut être négligé ⁷. C'est une particularité du système interdit à trois niveaux précisément liée à la

⁷ Un processus de ce type pourrait effectivement donner lieu lui aussi à des creux de fluorescence quand il y a accord des deux lasers.

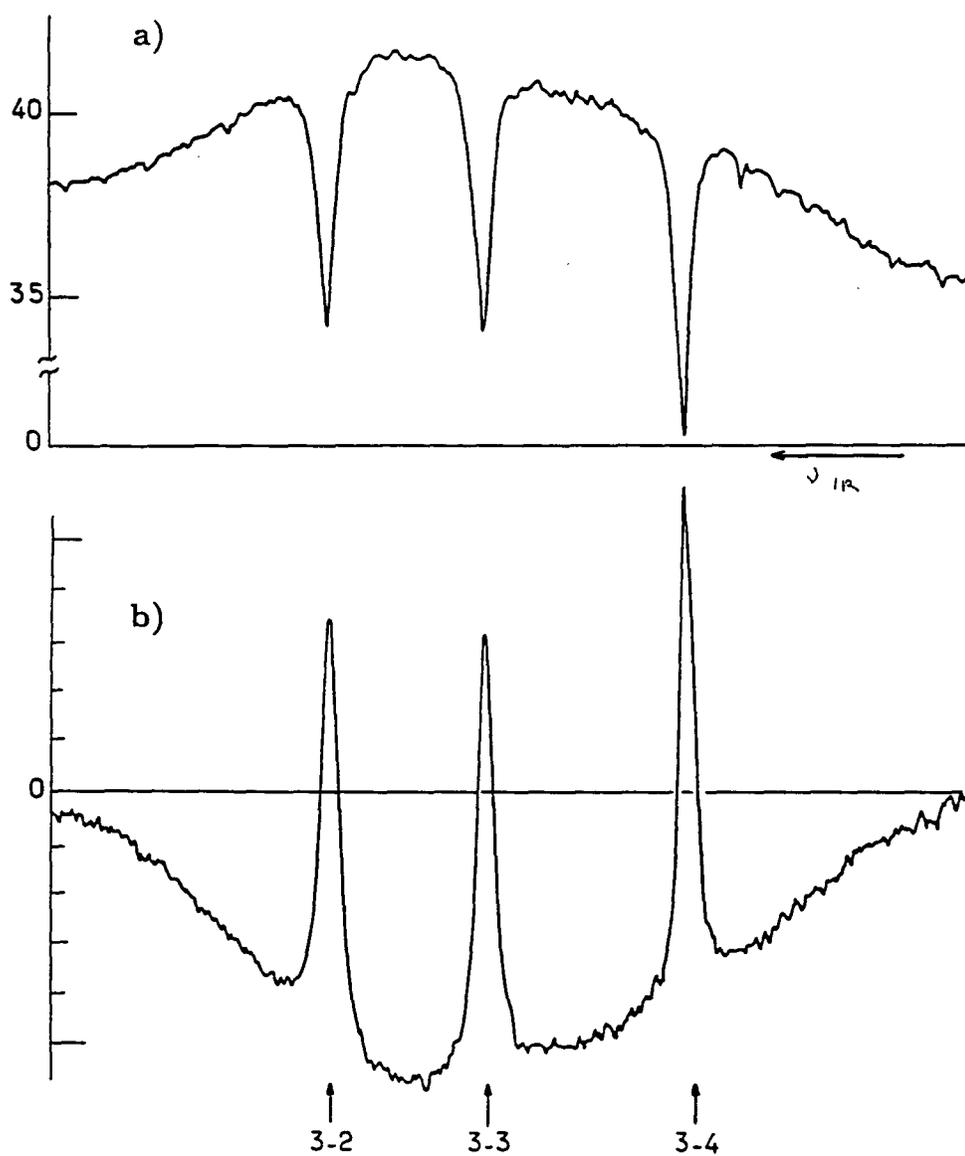


Fig. II-10 : Spectres obtenus en enregistrant simultanément a) la fluorescence $7S - 6P_{1/2}$, et b) la transmission du faisceau sonde.
 Transition $6SF = 3 \rightarrow 7SF = 3 \rightarrow 6P_{3/2}F = 2, 3, 4$.
 La similitude des deux spectres traduit le simple fait que les photons perdus pour la fluorescence sont regagnés pour l'émission induite.

distribution des parités des niveaux. Dans les systèmes à trois niveaux classiques c'est au contraire habituellement le processus en échelon qui est négligeable. On peut en fait montrer que le rapport d'efficacité des deux processus est donné en ordre de grandeur par l'expression

$$\frac{\text{“Raman”}}{\text{“Echelon”}} = \frac{\Gamma_{7S}}{\Gamma_r} \times \frac{\lambda_{\text{vert}}}{\lambda_{IR}} \sim \frac{\Gamma_{7S}}{\Gamma_r} \times \frac{1}{2.72}$$

qui fait intervenir le taux d'amortissement Γ_{7S} de la population dans le niveau intermédiaire (ici $7S$) rapporté à celui Γ_r de la cohérence entre les deux niveaux extrêmes, ici $6S$ et $6P_{3/2}$ [67]. Les parités de $6S$ et $6P_{3/2}$ étant opposées cette cohérence est très fortement amortie sous l'effet des collisions Cs – Cs, les raies de résonance $6S - 6P$ sont d'ailleurs connues pour être très fortement élargies par collision [68][69]. Au contraire le niveau $7S$ étant un état S et ayant même parité que le niveau fondamental $6S$, il n'est pratiquement pas affecté [57]⁸. Cette différence de comportement est d'ailleurs à rapprocher de ce que la population de $6P_{3/2}$ est très vite thermalisée alors que celle de $7S$ ne l'est pas pour ainsi dire pas.

ii) Une deuxième approximation peut être faite qui découle encore directement de la distribution des parités : comme la transition $6S - 7S$ est très interdite, les atomes une fois excités n'ont qu'une chance infime, tout à fait négligeable, de retomber directement dans l'état $6S$ même par réémission induite sous l'action du laser vert, on peut donc traiter cette excitation au premier ordre et calculer toutes les cohérences et populations au premier ordre non-nul de la transition interdite.

iii) Enfin et encore parce que la parité de $6P_{3/2}$ est opposée à celle de $6S$, on est conduit à décrire la redistribution collisionnelle de $6P_{3/2}$ par un modèle de “collisions fortes” où on suppose que lors d'un choc un atome $6P_{3/2}$ transfère son excitation à un atome $6S$ mais que les atomes gardent leur vitesse. La vitesse des atomes $6P_{3/2}$, est alors redistribuée thermiquement dès la première collision. Comme le temps de collision est court, on suppose que les moments hyperfins F' sont aussi redistribués sur toutes les valeurs possibles (2 à 5) avec des probabilités proportionnelles aux multiplicités $2F' + 1$ des niveaux. Ce modèle décrit d'ailleurs aussi bien l'effet des collisions résonnantes que celui des processus d'émission-réabsorption responsables de l'emprisonnement de la raie de résonance.

⁸ Un calcul du processus à deux photons a été fait dans un cas simple ([59], Complément A) qui confirme que cette contribution est négligeable.

Grâce à ce modèle analytique, on peut utiliser les spectres expérimentaux pour déterminer certains paramètres inconnus, comme le taux d'amortissement du dipole $7S - 6P_{3/2}$ ou la durée de vie de la population $6P_{3/2}$, par ajustement des spectres théoriques (figure II-11)

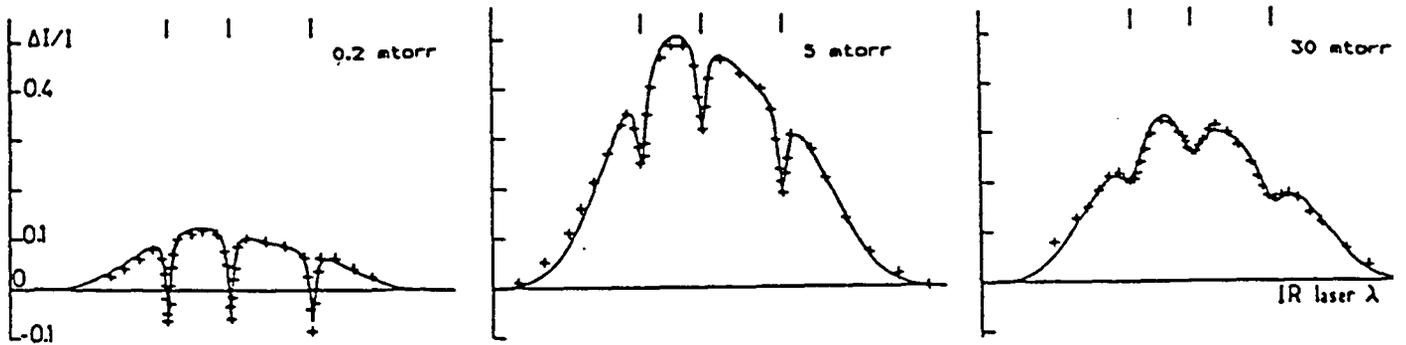


Fig. II-11 : Détermination des valeurs de γ et Γ_P par "fit" des spectres. Les croix sont tirées d'enregistrements expérimentaux, les courbes continues sont les spectres théoriques obtenus en optimisant les valeurs de γ et Γ_P . Les trois spectres correspondent à trois valeurs différentes de la pression de césium.
Transition $6SF = 3 \rightarrow 7SF = 3 \rightarrow 6P_{3/2}F = 2, 3, 4$.

Nous avons en particulier étudié le taux d'amortissement γ du dipole de la transition $7S - 6P_{3/2}$ en fonction de la pression de césium (rappelons que la durée de vie de la population de $7S$ n'est quant à elle pratiquement pas affectée par les collisions). L'amortissement γ joue un rôle important dans la détermination des conditions optimales pour réaliser de l'expérience de violation de la parité elle-même. L'élargissement collisionnel des raies de résonance de Cs était déjà connu [68][69], mais celui de la transition $7S - 6P_{3/2}$ ne l'était pas. La figure II-12 montre la variation de γ avec la densité de césium, l'ajustement représenté par la droite donne :

$$\gamma/2\pi \text{ (MHz)} = 5.9 + (6.3 \pm 0.7) \times 10^{-14} \times n_{Cs} \text{ (at/cm}^3\text{)}$$

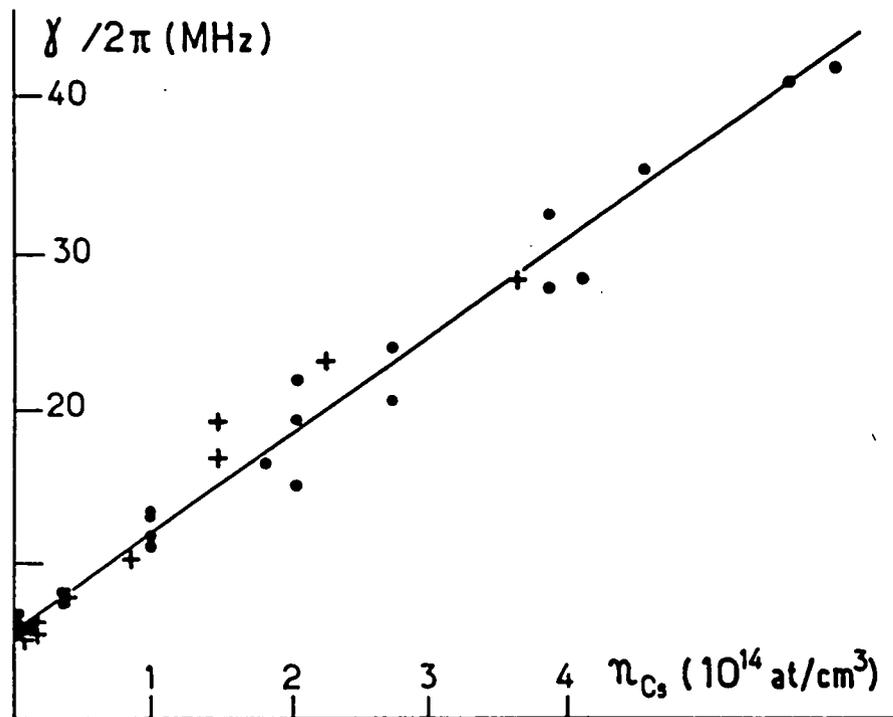


Fig. II-12 : Taux d'amortissement γ de la cohérence $7S - 6P_{3/2}$ en fonction de la densité de césium. Les points et les croix correspondent à deux cellules différentes (les effets sont inchangés).

L'autre grandeur importante que nous pouvons extraire des enregistrements expérimentaux grâce au modèle analytique est la durée de vie de la population de l'état $6P_{3/2}$ ou le taux d'amortissement Γ_P de cette population. La figure II-13 montre que pour les faibles valeurs de la densité de césium, Γ_P diminue très vite, c'est-à-dire que la durée de vie augmente beaucoup, c'est normal : l'emprisonnement de la raie de résonance est d'autant plus efficace qu'il y a plus d'atomes. Pour une densité supérieure à 10^{14} at/cm^3 , la durée de vie redevient lentement plus faible sous l'effet d'un processus collisionnel $Cs(6P) + Cs(6S)$ [59].

La valeur maximale de la durée de vie de la population $6P_{3/2}$ est très grande : $\sim 4 \mu\text{s}$. Cette

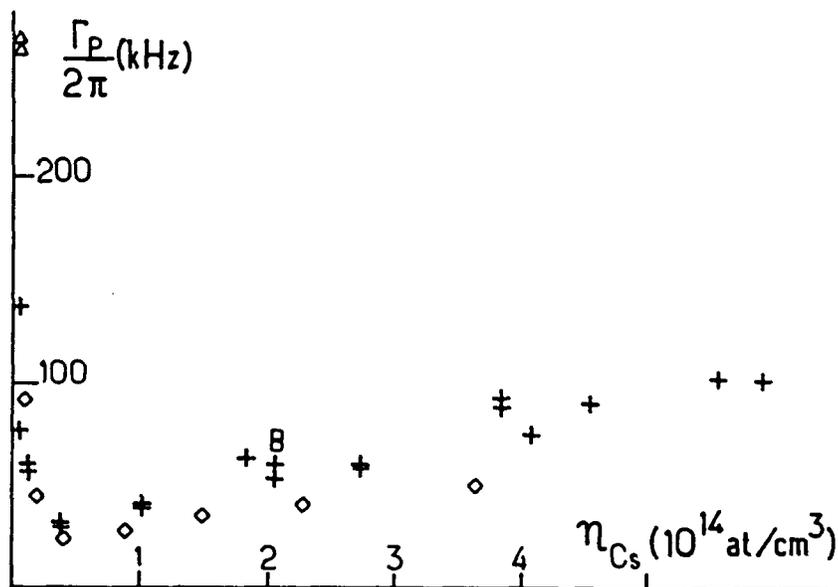


Fig. II-13 : Taux de décroissance Γ_P de la population du niveau $6P_{3/2}$ en fonction de la densité de césium. La rapide décroissance initiale traduit l'emprisonnement de la raie de résonance (noter la différence d'échelle avec la figure précédente !). La remontée de Γ_P aux fortes densités correspond sans doute à des effets liés aux molécules Cs_2 . Les losanges, les croix, les triangles et les carrés correspondent à deux cellules différentes et à des faisceaux sonde de rayon respectivement égaux à 1.4 ; 1.4 ; 0.3 et 0.8 mm.

longue persistance d'un état absorbant pour le faisceau sonde a des conséquences importantes pour la conception de l'expérience en impulsion et en particulier suffit à imposer l'utilisation d'un interrupteur optique sur le faisceau sonde : on coupera le faisceau sonde juste après son amplification, avant qu'il n'ait eu le temps d'être notablement absorbé.

4) Sensibilité de l'émission induite à l'anisotropie de l'état 7S

L'effet de l'anisotropie de l'état 7S a été étudié en modulant l'hélicité du faisceau vert. Quand le faisceau excitateur est polarisé circulairement il crée dans l'état 7S une orientation⁹ parallèle à sa direction de propagation [57], on s'attend alors à ce que la probabilité d'émission induite dépende de l'hélicité du faisceau sonde. Des effets de ce genre ont déjà été observés sur des systèmes à trois niveaux et leur détection a été faite aussi bien sur la fluorescence [70] que sur le faisceau sonde transmis [71-74].

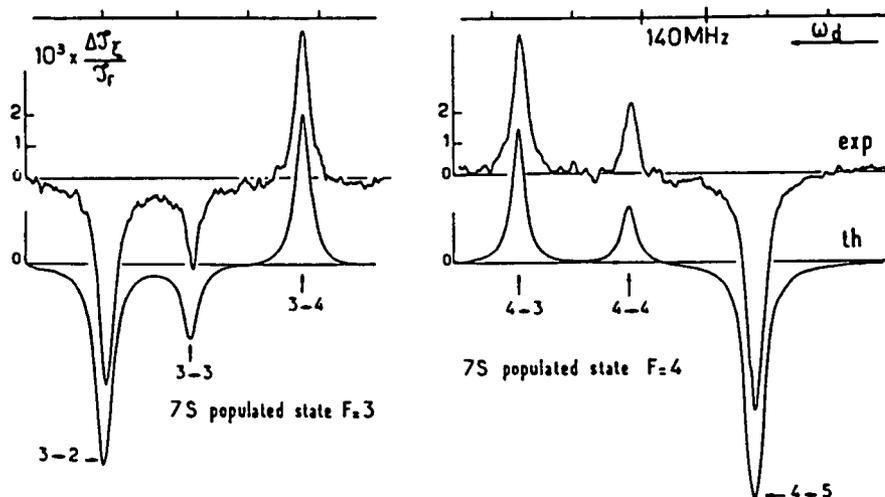


Fig. II-14 : Signal de fluorescence modulé comme le produit des hélicités des faisceaux pompe et sonde. Le signal enregistré est la modulation normalisée à l'intensité totale de fluorescence en l'absence de faisceau sonde. Il n'y a pas d'analyse de la polarisation de la fluorescence.

⁹ Dans la configuration à champ transverse qui est ici la nôtre, il n'y a pas d'alignement aisément utilisable.

a) Détection sur la fluorescence

Par exemple pour étudier l'effet sur la fluorescence une lame $\lambda/4$ d'axes fixes précédée d'une lame $\lambda/2$ tournante est placée sur le faisceau vert, elle permet de moduler l'hélicité du faisceau et par suite l'orientation qu'il crée dans l'état $7S$. Un dispositif semblable module l'hélicité du faisceau sonde à une fréquence différente et une détection synchrone extrait du signal la composante modulée comme le produit des hélicités qui représente l'effet de la polarisation du faisceau sonde, lié à l'anisotropie de $7S$.

Le spectre de fluorescence inhibée de la figure II-14 est un exemple de ce que donne l'enregistrement de la partie du signal de fluorescence linéaire à la fois dans l'hélicité du faisceau excitateur et dans celle du faisceau sonde. On note immédiatement une différence frappante avec les spectres précédents : la disparition complète du fond Doppler. Cette disparition illustre le fait qu'alors qu'elles n'affectent pas la population globale de l'état $6P_{3/2}$, les collisions y amortissent totalement l'orientation, et donc seuls les atomes $7S$, dont l'orientation est par contre peu affectée, contribuent au signal de polarisation.

b) Détection sur le faisceau sonde transmis

La méthode utilisée pour étudier l'effet de l'orientation de $7S$ sur le faisceau transmis a consisté à utiliser un faisceau sonde polarisé linéairement, dans ce cas il n'y a aucun effet de l'orientation sur la probabilité d'émission induite et donc aucun effet visible sur les spectres de fluorescence inhibée ni sur l'intensité du faisceau sonde en sortie de cellule. Par contre la vapeur orientée possède un pouvoir rotatoire qu'un analyseur presque croisé placé après la cellule (Fig. II-15) permet de mesurer¹⁰, on obtient ainsi les spectres de la figure II-16. La vapeur possède aussi un dichroïsme circulaire du fait que le gain est légèrement différent pour les deux signes de l'hélicité du faisceau sonde, celui-ci

¹⁰ Nous ne disposions pas à cette époque du polarimètre à deux voies décrit § III-5 que nous avons utilisé depuis. Ici l'angle de décroissement θ_0 et l'angle de rotation atomique θ_{at} contribuent au signal suivant la loi de Malus : $I \propto (\theta_0 + \theta_{at})^2 = \theta_0^2 + 2\theta_0\theta_{at} + \theta_{at}^2$. Le terme $2\theta_0\theta_{at}$, proportionnel à θ_{at} , est linéaire dans l'hélicité du faisceau vert, c'est lui que la détection synchrone extrait du signal.

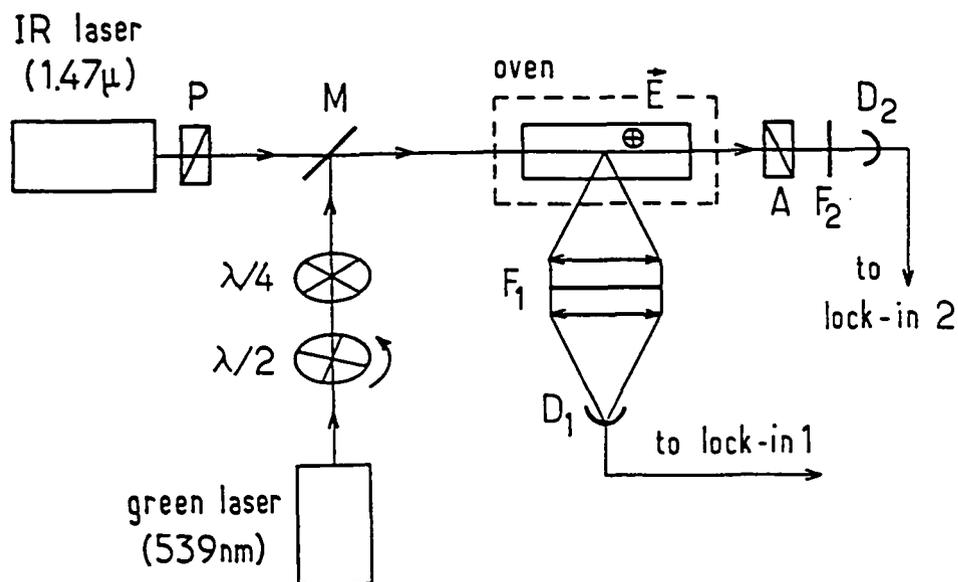


Fig. II-15 : Schéma du montage d'enregistrement du pouvoir rotatoire. L'analyseur A, presque croisé avec la polarisation incidente linéaire du faisceau sonde donne une bonne sensibilité à la mesure de faibles rotations du plan de polarisation.

acquiert ainsi un petit taux de polarisation circulaire. Il suffit d'ajouter juste avant l'analyseur plan une lame $\lambda/4$ d'axe parallèle à la polarisation incidente pour enregistrer les spectres correspondants (Fig. II-17).

Dans tous les cas l'accord avec le modèle est excellent. Notons toutefois que les effets de saturation n'ont pu être complètement pris en compte que dans le cas du faisceau sonde polarisé linéairement où ils se calculent de manière presque exacte. Dans le cas où le faisceau est polarisé circulairement (étude par fluorescence inhibée) l'orientation est couplée par émission induite à la population et aussi à l'alignement de $7S$, les effets de saturation sont alors considérablement plus complexes, et leur calcul aussi (cf. [60]).

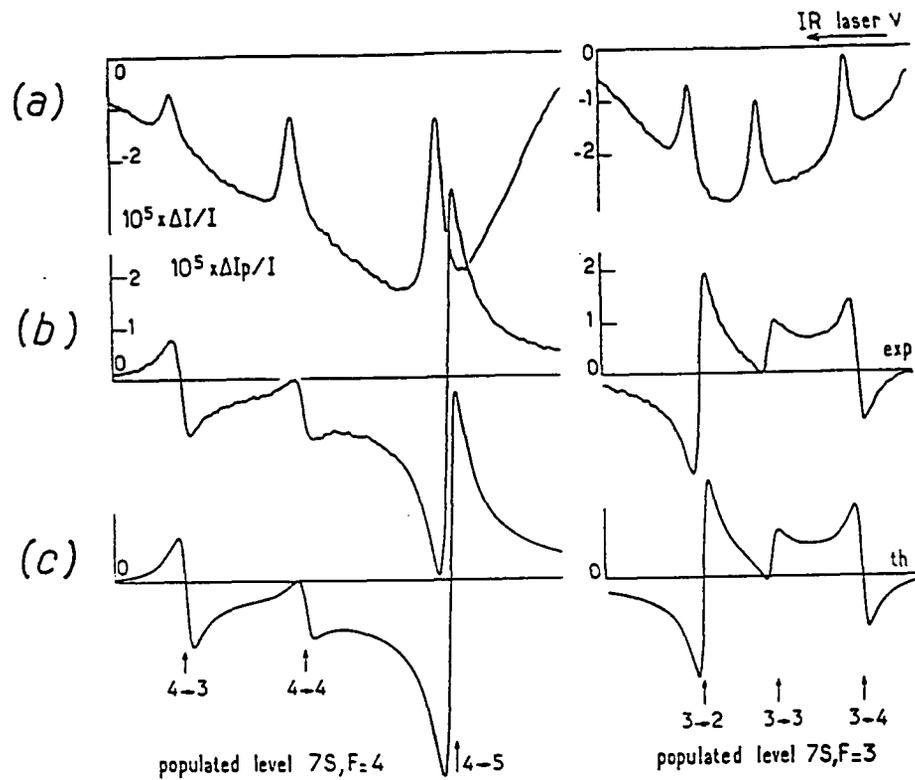


Fig. II-16 : Spectres de pouvoir rotatoire :
a) transmission du faisceau sonde,
b) pouvoir rotatoire,
c) spectres théoriques.
La normalisation correspond à l'ouverture complète de l'analyseur. $E = 2000 \text{ V/cm}$ densité de césium : 10^{13} at/cm^3 .

Le facteur global de normalisation des spectres donne en principe une mesure du rapport α/β des polarisabilités scalaires et vectorielles qui a été mesuré indépendamment avec précision [54] :

$$\frac{\alpha}{\beta} = -9.90 \pm 0.10$$

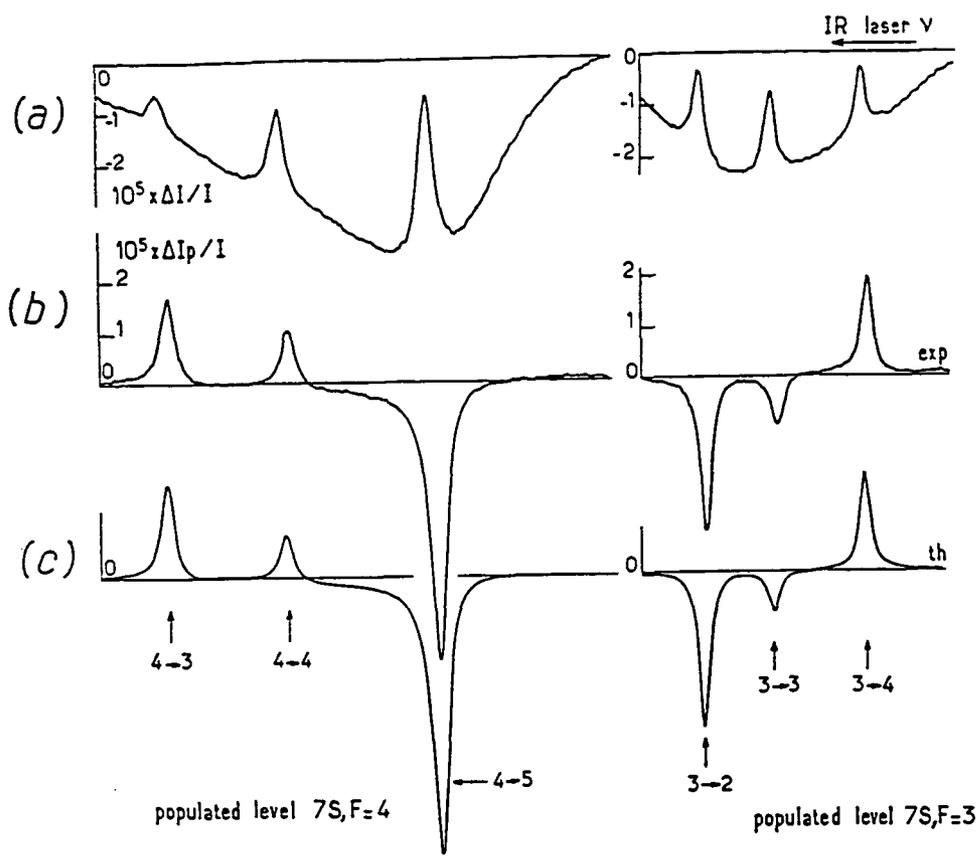


Fig. II-17 : Spectres de dichroïsme circulaire. Par rapport à la figure II-16 on a simplement rajouté devant l'analyseur une lame $\lambda/4$ d'axe parallèle à la polarisation linéaire incidente du faisceau sonde.

Les mesures présentées ici (qui ne visent pas du tout à réaliser une nouvelle détermination) donneraient :

$$\left| \frac{\alpha}{\beta} \right| = 10 \pm 1.5$$

5) Conclusion

Ces expériences de fluorescence inhibée, si elles nous ont un temps quelque peu fait dévier de notre direction initiale, ont été très riches en enseignements et les objectifs que nous nous étions fixés ont été largement atteints :

- On résoud la structure hyperfine de la transition sonde $7S_{1/2} - 6P_{3/2}$.
- L'émission induite sur cette transition donne des signaux parfaitement visibles, exploitables et finalement très bien compris.
- Le faisceau sonde est effectivement amplifié.
- L'anisotropie de l'état $7S$ a les effets escomptés sur l'émission induite y compris en ordre de grandeur.

Enfin, fait essentiel sur le plan pratique, nous avons pris conscience du très important rallongement de la durée de vie de l'état $6P_{3/2}$ par emprisonnement de la raie de résonance, nous avons ainsi pu en tenir compte comme ceci s'imposait dans la version pulsée de l'expérience.

Chapitre II-3
UNE EXPERIENCE PRELIMINAIRE:
L'ETUDE DE L'AMPLIFICATION PULSEE
EN CHAMP TRANSVERSE

1) Pourquoi ne pas tenter l'expérience de violation de la parité en continu ?

Les signaux obtenus dans l'expérience exploratoire de fluorescence inhibée semblent très beaux et le rapport signal sur bruit est dans certains cas excellent. On peut dès lors se demander s'il ne serait pas tout simplement possible de mesurer la violation de la parité sur ce montage, compte tenu de la qualité des signaux détectés dans ce cas. La réponse nous est clairement apparue négative. Pour en comprendre vraiment la justification, il faut se rappeler la nature du signal que nous comptons exploiter : il s'agit d'une asymétrie très petite (dans les meilleurs cas elle serait 10^{-5} , dans les cas pratiques elle peut ne pas excéder 10^{-6}). Cette asymétrie affecte la densité optique de la vapeur, ou son gain, vus par le faisceau sonde qu'on analyse en polarisation avant détection. Or les densités optiques réalisées jusqu'ici en continu sur le faisceau sonde ont toujours été très faibles : même en champ transverse (cf. § précédent) l'absorption n'atteint pas 10^{-3} (et d'ailleurs dans ce cas correspondant à une valeur de $E \simeq 2000$ V/cm, l'asymétrie doit être $\simeq 10^{-6}$). Le signal de violation de la parité dans ces conditions serait au mieux une variation relative de l'intensité sonde égale à 10^{-9} . On peut envisager qu'une intégration suffisamment longue suffise à faire sortir un signal aussi faible du bruit mais il ne faut pas oublier que nous voudrions mesurer ce signal avec une précision de 1% . On peut bien sûr prétendre qu'il suffit d'allonger encore le temps de mesure, ce serait en fait une grave erreur : en effet quand bien même on pourrait atteindre un tel rapport signal sur bruit, comment croire qu'on peut éliminer les effets systématiques au niveau de 10^{-11} !

Par conséquent la seule vraie solution consiste à augmenter le nombre d'atomes excités pour amener le signal et non pas seulement le rapport signal sur bruit à un niveau suffisant, tel en tous cas que les effets systématiques pourront être maintenus suffisamment petits par rapport à lui.

Nous avons envisagé d'augmenter l'intensité excitatrice en ayant recours à une focalisation un peu plus forte, d'une part, et à un système de multipassage du type Fabry-Perot d'autre part. A priori un gain par un facteur 10^3 sur la densité d'atomes excités ne semblerait pas impossible ainsi. Mais l'évaluation de la densité optique faite jusqu'ici concerne les conditions d'excitation en champ électrique transverse. Or celui-ci se prête mal à une détection par un faisceau colinéaire au faisceau excitateur (cf. § II-1). C'est la raison essentielle qui nous a conduits à retenir une configuration où le champ électrique est parallèle aux deux faisceaux. L'amplitude de transition met alors en jeu la partie vectorielle, et non plus scalaire, de la polarisabilité et se trouve réduite par un facteur 10. Toutes choses égales par ailleurs la densité d'atomes $7S$ est réduite par 100 et les absorptions accessibles se situent très en dessous de l'unité.

En pratique si l'on tient à atteindre une densité optique suffisante pour que l'asymétrie sur l'intensité sonde transmise soit du même ordre que celle attendue sur le gain, c'est-à-dire pour que l'effet de dilution de l'asymétrie soit faible, ceci impose, compte tenu de la puissance limitée des lasers continus, le choix d'un laser pulsé pour réaliser l'excitation $6S - 7S$ avec une efficacité vraiment suffisante.

2) But de cette expérience préliminaire

Une de nos préoccupations permanentes au cours du développement de notre projet a été (et est toujours), compte tenu de son ampleur et des difficultés qu'il nécessite de surmonter, de n'augmenter la complexité du montage expérimental que par étapes et de ne franchir un nouveau pas que quand l'étape précédente est bien maîtrisée.

La fluorescence inhibée avait, entre autres résultats, démontré la possibilité de mesurer les effets liés à l'anisotropie de $7S$ sur l'émission induite à l'aide d'un faisceau sonde polarisé. Il nous est

apparu que l'étape suivante devait logiquement consister à résoudre les problèmes technologiques propres à l'excitation pulsée dans le but de parvenir à observer des effets de nature semblable en excitation pulsée.

Il s'agissait essentiellement de mettre en place l'excitation pulsée et la détection de transitoires rapides des signaux de gains. Nous avons préféré, puisque c'était possible, réaliser cette étape dans des conditions plus simples que celles du montage définitif : en particulier avec un champ \mathbf{E} transverse qui donne lieu à une excitation $6S - 7S$ beaucoup plus efficace et qui peut être appliqué de manière continue (parce qu'on n'a pas besoin d'une tension très élevée). Notre projet dans cette étape était aussi d'apprendre à mesurer un dichroïsme sur des signaux impulsionnels mais par ailleurs de grandeur confortable. Compte-tenu du choix d'un champ \mathbf{E} transverse le dichroïsme choisi pour faire cet apprentissage n'était autre que le dichroïsme circulaire lié à l'orientation de l'état $7S$ créée quand l'excitation est polarisée circulairement et dont la mesure en excitation continue a été rapportée au chapitre précédent.

3) Configuration expérimentale

Comme il s'agit d'étudier essentiellement les mêmes grandeurs que dans le chapitre II-2, la géométrie est la même : les deux faisceaux laser sont colinéaires et le champ \mathbf{E} est transverse et continu. Comme le champ est transverse, la longueur d'interaction et le potentiel appliqué sur la cellule afin de réaliser un champ E donné sont des paramètres découplés l'un de l'autre. Cette situation permet assez facilement d'éviter d'allumer des décharges dans la cellule même lorsque le champ \mathbf{E} est appliqué de manière permanente. Si de plus la polarisation du faisceau exciteur est choisie parallèle au champ, on obtient des populations $7S$ tout à fait importantes.

Lors de l'expérience de fluorescence inhibée nous avons mis en évidence la longue durée de vie de la population de l'état $6P_{3/2}$ ainsi que ses conséquences sur l'absorption du faisceau sonde. Nous avons donc dès que possible installé l'interrupteur optique sur le trajet du faisceau sonde pour couper celui-ci dès que l'amplification a eu lieu, avant que l'absorption n'intervienne de manière notable.

L'utilisation de l'interrupteur optique, qui en pratique ne s'ouvrira qu'après que le faisceau vert a été tiré, élimine pratiquement tout risque d'effets à deux photons (un vert + un infrarouge) et favorise nettement le processus d'excitation-détection par échelons recherché.

Pour détecter le faisceau transmis on utilise des photodiodes rapides suivies soit de l'analyseur de transitoires Tektronix soit d'un intégrateur de charge (cf. § III-6). Signalons toutefois que les photodiodes utilisées au cours de cette étape avaient un diamètre de 1 mm, elles n'ont été qu'ultérieurement remplacées par des photodiodes de 300 μm beaucoup plus rapides.

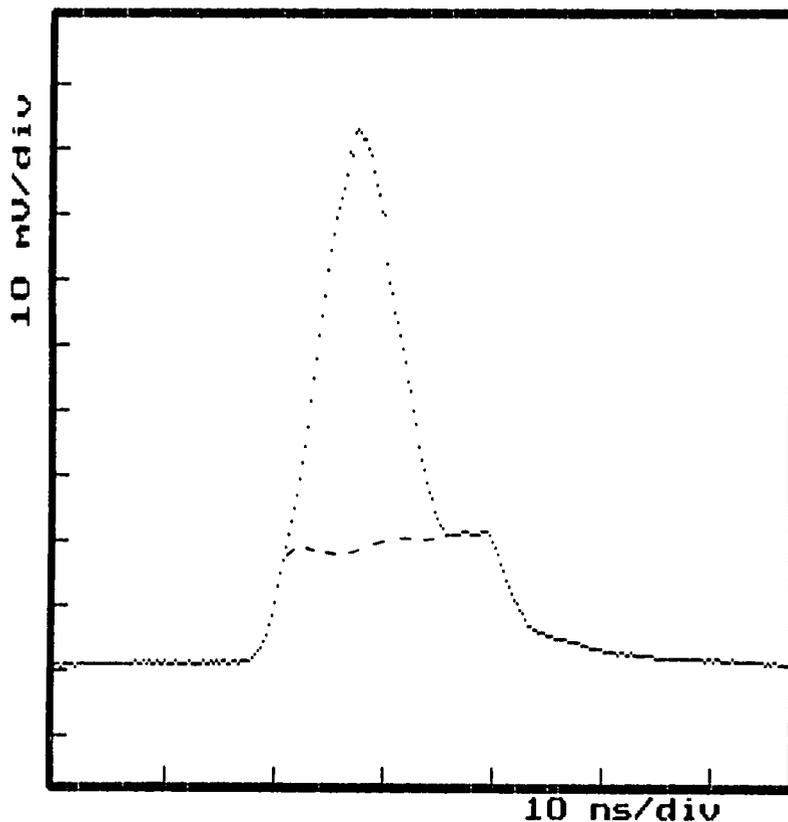


Fig. II-18 : Enregistrement des impulsions sonde et sonde amplifiée : en tirets : impulsion sonde sans amplification (faisceau vert caché) ; en pointillé : impulsion amplifiée. $E = 440 \text{ V/cm}$; $n_{ce} = 1.8 \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$; Energie des impulsions vertes : $\sim 600 \mu\text{J}$.

4) Résultats obtenus

a) Observation d'un transitoire d'amplification

La figure II-18 reproduit un enregistrement typique d'amplification du faisceau sonde. On y distingue très clairement, superposée à l'impulsion sonde rectangulaire, l'impulsion résultant de l'émission induite par les atomes. En l'absence d'excitation (en coupant soit le faisceau vert soit le champ électrique) on n'observe que l'impulsion carrée du faisceau sonde (en pointillés), la différence représente le nombre de photons induits.

Nous définissons le "coefficient d'amplification" \mathcal{A} ou tout simplement "amplification" comme l'accroissement relatif $\Delta S/S$ du nombre de photons de l'impulsion sonde, c'est aussi le rapport du nombre de photons induits sur le nombre de photons incidents. Ce coefficient d'amplification est à distinguer du paramètre de gain g introduit au chapitre II-1 qui était le gain (en amplitude) par unité de longueur et unité de temps au moment où cesse le pompage. Le coefficient \mathcal{A} dépend à l'évidence du paramètre de saturation ¹¹: à très basse saturation le nombre de photons induits est proportionnel au nombre de photons sonde alors qu'à très forte saturation tous les atomes excités émettent et le nombre de photons émis ne dépend donc plus du nombre de photons incidents. Nous noterons \mathcal{A}_0 le coefficient d'amplification à saturation nulle.

Sur la figure II-18 le nombre de photons induits est manifestement supérieur au nombre de photons sonde incidents, l'amplification est grande : $\mathcal{A} > 1$. Les valeurs rencontrées en pratique couvrent un très large domaine.

A partir d'un enregistrement de transitoire d'amplification il est aussi possible de déterminer le rendement quantique d'émission induite, c'est-à-dire la proportion d'atomes excités qui participent

¹¹ Le paramètre de saturation est $s.C(F, F')$, où s est défini de manière usuelle par

$$s = \frac{\Omega_R^2}{2\gamma\Gamma_{7S}} = \frac{|\langle 7S \parallel \vec{D} \parallel 6P_{3/2} \rangle|^2}{12\hbar^2\gamma\Gamma_{7S}}$$

il est donc proportionnel à l'intensité du faisceau sonde et à l'inverse de sa section, de plus il diffère beaucoup d'une composante à l'autre, le facteur $C(F, F')$ qui est la force d'oscillateur de la composante considérée (cf. II-1) variant entre 0.1 et 0.6.

effectivement à l'émission induite sur la transition $7S - 6P_{3/2}$. La section efficace d'absorption sur la transition $6S - 7S$ étant connue [61] :

$$\sigma = 8.25 \times 10^{-26} \times E^2 \text{ (cm}^2\text{)}, \text{ (} E \text{ en V/cm}^2\text{)}, \text{ pour la transition } 4 - 4$$

on peut en effet estimer le nombre d'atomes excités à chaque tir car on connaît aussi la valeur du champ électrique, la longueur utile d'interaction (c'est celle des électrodes de la cellule, cf. fig. III-33 § III-3), l'énergie des impulsions du laser d'excitation (~ 1 mJ) et la densité de césium. On trouverait dans le cas correspondant à l'enregistrement de la figure II-18 :

$$n_{7S} = 2.9 \times 10^8$$

Le nombre de photons produits par émission induite est quant à lui obtenu à partir du nombre de photoélectrons déterminé par intégration numérique du signal enregistré par l'analyseur de transitoires ou bien en utilisant le signal donné par l'intégrateur de charge. Dans le cas de la figure II-18 la première méthode fournit par exemple :

$$n_e = 6.9 \times 10^7$$

On voit là tout l'intérêt de la méthode de détection par émission stimulée : sans soin particulier sur la transmission de l'optique dans cette réalisation primitive, le rendement quantique global atteint dans le cas d'une forte saturation de la transition induite 1 photoélectron pour 4 atomes excités, alors que dans l'expérience parité réalisée en utilisant la fluorescence, malgré l'optimisation des conditions de détection, il n'était que d'environ 1 pour 2000 !

Remarquons aussi l'importance de l'excitation pulsée : bien que la saturation par le faisceau sonde soit atteinte (cas de la figure II-18), le nombre de photons émis est plus grand que le nombre de photons sonde incidents. Nous reviendrons sur ce point de manière quantitative.

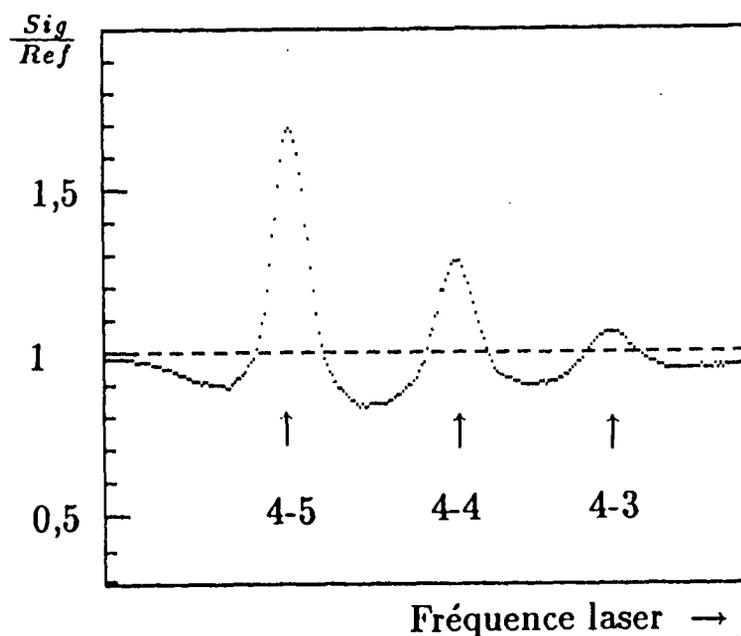


Fig. II-19 : Spectre d'amplification (transition excitée sur $4 \rightarrow 4$, détectée sur $4 \rightarrow 5$, $4 \rightarrow 4$, $4 \rightarrow 3$). $E = 280 \text{ V/cm}$; $n_{cs} = 2.7 \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$ ($p_{cs} = 11 \text{ mTorr}$) ; énergie des impulsions vertes : $\sim 1 \text{ mJ}$; durée de la "porte optique" : 20 ns .

b) Spectres d'amplification

De même que l'on pouvait en continu, nous l'avons vu au chapitre précédent, tracer des spectres de fluorescence inhibée ou même d'amplification du faisceau sonde, on peut ici aussi enregistrer les spectres d'amplification transitoire du faisceau sonde sur la transition induite $7S - 6P_{3/2}$. Il suffit pour cela d'envoyer le transitoire issu de la photodiode rapide dans un intégrateur et d'enregistrer dans l'ordinateur le nombre résultant de la numérisation du signal obtenu ¹².

Le spectre de la figure II-19, est tout à fait typique de ce qu'on obtient de la sorte. Un cer-

¹² Le schéma des intégrateurs est décrit en détail au § III-6. Ici cependant, la conversion analogique-numérique a été faite à l'aide de l'analyseur de transitoire et de son interface, les convertisseurs Canberra n'étaient pas encore

tain nombre d'enseignements peuvent être tirés des spectres ainsi obtenus pour diverses valeurs des paramètres de l'expérience.

i) Structure hyperfine, largeur des résonances

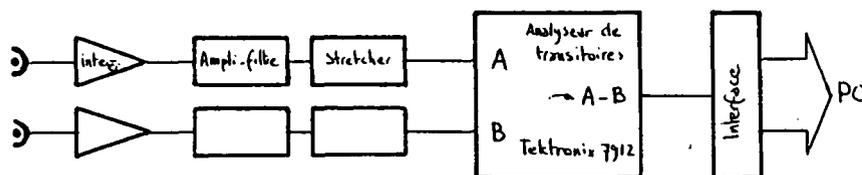
Il est en premier lieu manifeste que la structure hyperfine de $6P_{3/2}$ est résolue, on distingue sans la moindre ambiguïté les trois pics auxquels l'étude de la fluorescence inhibée nous a habitués. La mesure de la largeur des pics en fonction de la pression de césium (fig. II-20) est compatible avec la dépendance de l'élargissement collisionnel en fonction de la densité atomique observée sur l'expérience utilisant l'excitation continue (cf. § II-2), comme on s'y attendait d'ailleurs. Notons toutefois que ceci n'est vrai que si l'on sélectionne les enregistrements faits à gain faible et à saturation faible.

A basse pression cependant, quand l'élargissement collisionnel est faible, les pics restent assez larges. Ceci peut s'expliquer compte tenu de la nature impulsionnelle de l'excitation d'une part et de la détection d'autre part.

Diminuons par exemple la durée de l'impulsion sonde, la fréquence de cette impulsion est alors moins bien définie, les pics d'amplification doivent s'élargir, c'est ce que confirme l'expérience (fig. II-21). Sur le spectre enregistré avec une impulsion sonde courte on s'aperçoit même que la forme des pics est altérée, ce qui est dû à ce que la transformée de Fourier d'une fonction rectangulaire comporte des oscillations qui subsistent malgré sa convolution avec la forme de raie "naturelle".

Soustrayant quadratiquement ¹³ à la largeur totale des pics la contribution de la durée finie de détection $\Delta\nu_{FWHM}^d$ (≈ 25 MHz pour 20 ns) et la largeur collisionnelle, on obtient la contribution de la largeur spectrale $\Delta\nu^{ex}$ du laser d'excitation (égale à $\Delta\nu^{ex} \times \frac{\nu_{sonde}}{\nu_{ex}}$ soit $\Delta\nu^{ex}/2.72$). Le

arrivés à cette époque. Le schéma est donc le suivant:



¹³ Cette méthode n'est pas exacte compte tenu de ce que toutes les contributions ne sont pas gaussiennes. Comme la forme d'au moins l'une d'entre elles (celle du laser) n'est pas connue exactement, il n'y aurait pas de sens à chercher une autre expression, celle-ci donne une estimation raisonnable.

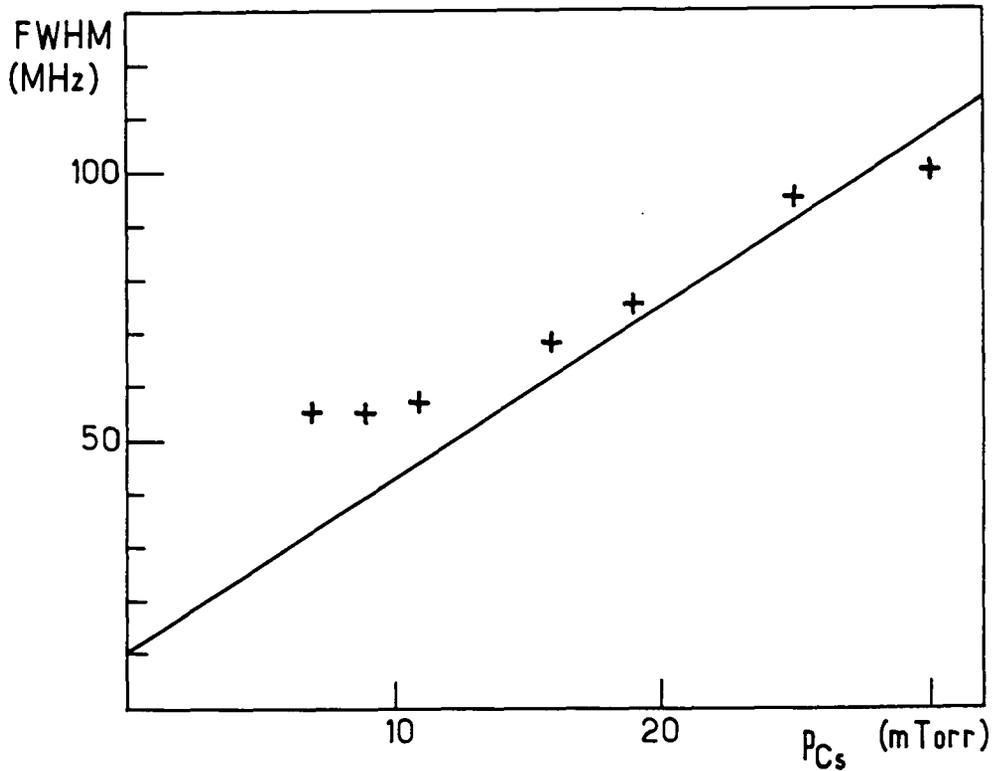


Fig. II-20 : Largeur des résonances en fonction de la pression de césium. La droite est déduite des mesures réalisées avec excitation continue. A basse pression la largeur de Fourier associée à la durée finie de l'excitation et de la détection domine.

résultat obtenu : $\Delta\nu_{FWHM}^{ex} \simeq 45$ MHz est compatible avec la limite imposée par la transformée de Fourier. Toutefois si cette limite était vraiment atteinte on s'attendrait à ce que la valeur de la largeur extrapolée à $p_{Cs} = 0$ soit un peu plus faible que celle observée, c'est-à-dire $\simeq 35$ MHz au lieu de 55 MHz. Ce désaccord peut avoir trois origines : peut-être la méthode utilisée pour combiner les largeurs n'est-elle pas appropriée (cf. note), ou bien les spectres utilisés pour extraire les points expérimentaux de la figure II-20 contiennent aux très faibles pressions de césium une part d'élargissement radiatif que nous n'étions pas en mesure d'extraire avec précision. Ou encore nous sous-estimons la largeur spectrale du laser d'excitation mais par un facteur qui n'atteint pas 2.

Quoiqu'il en soit cette étude apporte la preuve la plus directe d'une largeur spectrale du laser vert pulsé qui excède assez peu (certainement moins de deux fois) la limite de Fourier et se révèle tout à fait adaptée à l'expérience projetée qui exige à la fois des impulsions brèves devant la durée de vie de $7S$ (abrégée par les collisions à ~ 30 ns) et une largeur spectrale étroite pour résoudre la structure hyperfine de $6P_{3/2}$ ($\Delta\nu^{ex} \ll \frac{\lambda_{IR}}{\lambda_{vert}} \Delta W_{P_{3/2}} \simeq 550$ MHz).

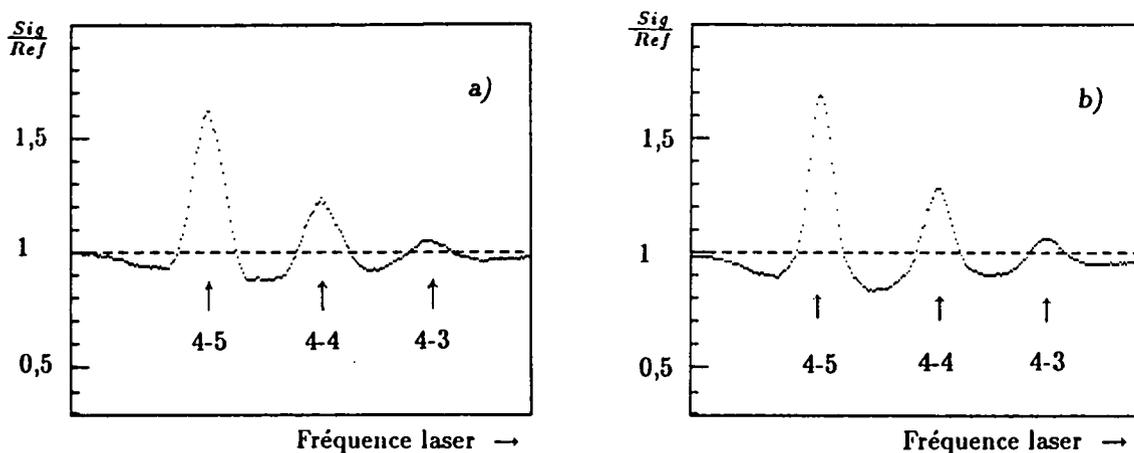


Fig. II-21 : Spectre d'amplification enregistré avec deux durées différentes de l'impulsion de détection : a) 12 ns ; b) : 20 ns. La forme des résonances est modifiée en a) par la T.F. de la fonction rectangle de l'impulsion de détection. $E = 280$ V/cm ; $n_{ee} = 2.7 \times 10^{14}$ at/cm³; énergie des impulsions vertes : ~ 1 mJ.

ii) Grandeur du gain réalisable à résonance

Le spectre de la figure II-19 montre bien qu'à résonance il y a amplification du faisceau sonde : le faisceau ressort plus intense qu'à l'entrée ¹⁴.

¹⁴ Il s'agit ici de l'effet LASER au sens étymologique du terme, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, qu'il est amusant d'obtenir dans un système pompé sur une transition aussi violemment interdite...

Ceci est à distinguer de la situation de la fluorescence inhibée : pour la même température le faisceau sonde était toujours plus absorbé qu'amplifié. L'excitation pulsée, associée à une détection par une impulsion sonde courte permet de diminuer nettement l'absorption parasite par les atomes $6P_{3/2}$.

L'excitation pulsée apporte d'ailleurs un autre changement notable par rapport à la situation précédente : le signal a été considérablement augmenté, la variation d'intensité du faisceau sonde est passée de quelques 10^{-5} (pour un champ de 2000 V/cm) à quelques dixièmes, voire même quelques unités, et cela pour des champs qui sont nettement plus faibles (280 V/cm pour la figure II-19). C'est bien là le résultat que nous escomptions et en vue duquel l'excitation pulsée a été préférée à l'excitation continue.

iii) Absorption par l'état $6P_{3/2}$

Nous venons de voir que l'utilisation de l'interrupteur optique sur le faisceau sonde permet une meilleure efficacité de la détection. On peut confirmer l'importance de découper ainsi dans le faisceau sonde une "porte optique" en modifiant sa durée ou son délai d'ouverture.

Ainsi on observe qu'un allongement de la durée de la porte augmente l'absorption sans modifier notablement la hauteur des pics d'amplification. Par contre le gain net à résonance est évidemment diminué.

On peut aussi modifier le délai qui sépare l'ouverture de la porte optique de l'impulsion d'excitation et suivre l'évolution de l'amplification et de l'absorption (figure II-22). Les valeurs de l'absorption étant assez faibles, leur mesure précise n'est pas possible sur un spectre tel que celui de la figure II-19. Elle est en fait réalisée en accordant le laser sonde sur les transitions hyperfines issues du niveau $7S, F'$ qui n'est pas celui que peuple directement le laser d'excitation : le spectre obtenu consiste alors seulement en un spectre d'absorption de largeur Doppler auquel participent uniquement les atomes qui peuplent $6P_{3/2}$ (cf. § II-2).

Quand on retarde l'ouverture on note que l'amplification diminue : on ne fait rien d'autre que d'observer la diminution du nombre d'atomes $7S_{1/2}$ due à la durée de vie de cet état. La valeur trouvée, 26 ns, est inférieure à celle d'un atome seul, ~ 48 ns, c'est très probablement l'effet des collision Cs – Cs qui raccourcissent la durée de vie.

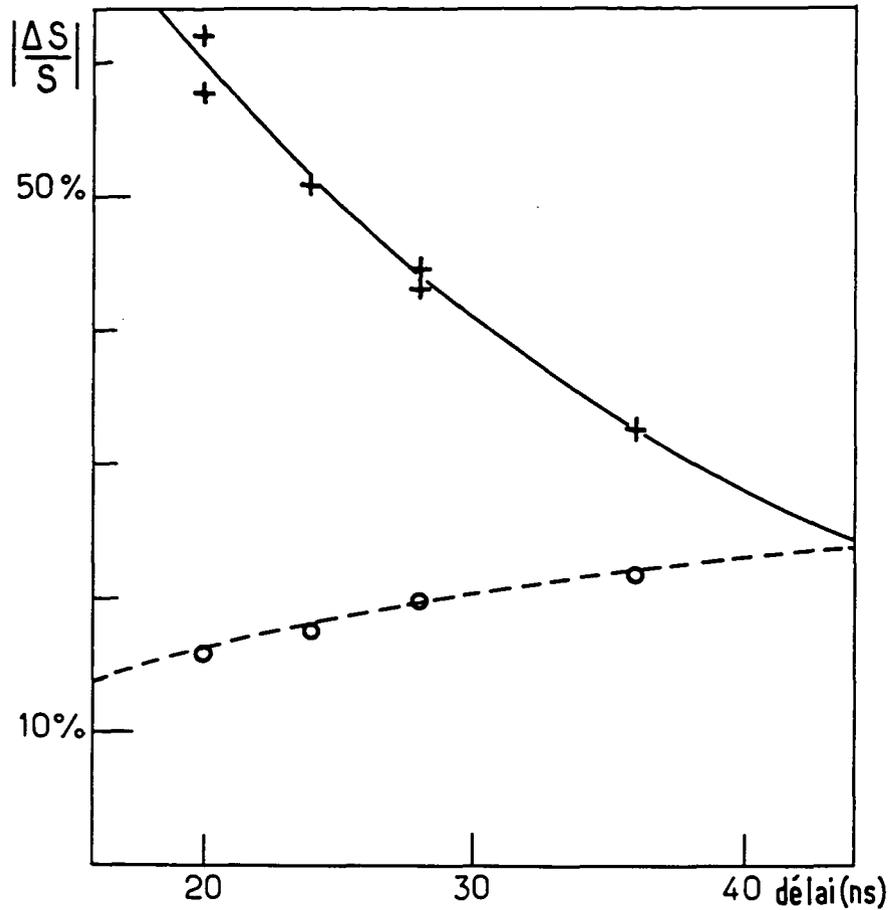


Fig. II-22 : Variation de l'amplification (croix) et de l'absorption (ronds) avec le délai entre l'impulsion d'excitation et celle de détection : on voit le niveau $7S$ se vider et le niveau $6P_{3/2}$ se remplir. Les courbes en trait continu et en tirets sont deux exponentielles de même constante de temps $\tau = 26$ ns. L'origine des délais correspond au cas où la porte optique s'ouvrirait à l'instant du maximum de l'impulsion d'excitation. Cette situation n'était pas accessible en pratique. Transition $4 \rightarrow 4 \rightarrow 5$. $E = 280$ V/cm : $n_{e0} = 2.7 \times 10^{14}$ at/cm³ ; l'impulsion d'excitation dure environ 10 ns.

Pendant que l'amplification diminue, l'absorption augmente, la durée caractéristique étant sensiblement la même : au fur et à mesure que les atomes excités "tombent" de $7S$, ils s'accumulent dans $6P$. En effet l'étude réalisée en excitation continue nous a appris qu'à des échelles de temps

inférieures à $1 \mu\text{s}$ l'état $6P$ se comporte en pratique comme s'il était métastable.

A délai fixé à la valeur minimum 20 ns (pour que se bâtisse complètement la population $7S$), il est également instructif d'étudier l'influence de la pression de césium sur l'amplification et l'absorption. Les résonances d'amplification commencent par croître puis s'élargissent et à ce stade leur intensité à résonance n'augmente plus. Simultanément on observe une augmentation très prononcée de l'absorption avec p_{cs} entre 10 et 40 mTorr (2.3 à 9×10^{14} at/cm³). A cette dernière pression il devient difficile de trouver les résonances fines qui se détachent sur un fond d'absorption de profondeur sensiblement voisine, le résultat net absorption + amplification conduisant à un effet quasiment nul à résonance. Malgré la durée brève de la détection nous nous retrouvons alors dans des conditions semblables à celles rencontrées lors des expériences de fluorescence inhibée.

Au-delà d'une certaine densité atomique $\gtrsim 2.3 \times 10^{14}$ at/cm³ ($p_{cs} = 10$ mTorr), on est conduit à la conclusion qu'à l'instant d'ouverture de la porte optique préexiste une population dans l'état $6P_{3/2}$ directement apportée par l'excitation verte pulsée. Comme le montre l'expérience, le processus mis en jeu est non résonnant vis-à-vis de la fréquence du laser vert. Les caractéristiques de cet effet ont été étudiées plus en détail dans la configuration de champ E parallèle aux faisceaux, nous y reviendrons donc au § II-4. Lorsqu'on cherche à augmenter le signal d'amplification en faisant croître la densité de césium cet effet constitue la limitation la plus sérieuse à la densité optimale.

iv) Utilisation des "bipulses"

Les spectres présentés précédemment ont fait l'objet de deux traitements avant d'être affichés sous la forme qu'ils ont sur les figures.

Le premier fait appel à ce que nous appelons "technique du bipulse". Son utilité est illustrée par la figure II-23 : sur les figures II-23a et II-23b est représenté le même spectre respectivement traité avec la technique du bipulse et non traité. Cette technique consiste à envoyer à chaque tir du laser d'excitation non pas une mais deux impulsions sonde, l'une juste après le laser vert, c'est celle qui fournit le signal d'amplification, l'autre environ une milliseconde plus tard pour fournir une référence. Les spectres présentés dans cette partie représentent le coefficient d'amplification évalué à l'aide du pulse de référence immédiatement consécutif au pulse amplifié : on calcule $(S_1 - S_2)/S_2$ où S_1 est le signal associé à la 1ère impulsion et S_2 à la deuxième. De la sorte les fluctuations

d'intensité du faisceau sonde qui sont lentes à l'échelle de la milliseconde sont très bien éliminées. Les fluctuations causées par les mouvements de convection de l'air autour de la cellule chaude ont sur le bruit un effet similaire et sont éliminées de la même façon, car elles sont très lentes.

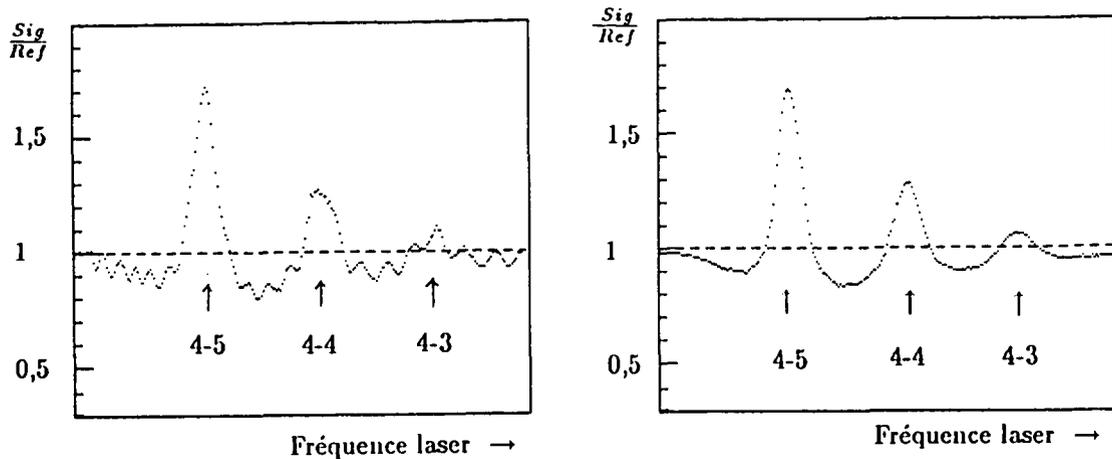


Fig. II-23 : Intérêt de la "technique du bipulse".

a) Spectre tracé en ignorant la mesure relative au deuxième pulse d'un "bipulse", on ne fait pas le rapport signal/référence. Les ondulations reflètent l'effet d'étalon qui a lieu dans la fibre de l'interrupteur optique et qui modifie l'intensité de la sonde au cours du balayage en fréquence.

b) Même enregistrement tracé en prenant en compte le deuxième pulse, ce qui permet de faire le rapport signal/référence à chaque tir : "technique du bipulse".

Il s'agit du même enregistrement que sur la figure II-19.

Sur la figure II-23a, l'effet des fluctuations de ce type est simulé de façon spectaculaire par un effet d'étalon dans la fibre optique qui amène le faisceau sonde : l'intensité du faisceau est modulée sinusoïdalement en fonction de la fréquence. Cette modulation qui déforme complètement le spectre disparaît totalement quand on applique la "méthode des bipulses" : le spectre II-23b en est totalement exempt et pourtant il s'agit du même ensemble de mesures.

Le second traitement des spectres fait simplement appel à une technique de moyennage. Les points des spectres présentés sont le résultat d'un moyennage sur 10 coups consécutifs, ce qui donne à

la détection une constante de temps de 0.8 s donc comparable à celle utilisée lors de l'enregistrement des spectres de fluorescence inhibée : on peut constater que le rapport signal sur bruit est ici au moins aussi bon. Sans moyennage on a évidemment une situation un peu moins bonne, les fluctuations de tir à tir de l'intensité du laser vert se faisant alors sentir (Fig. II-24).

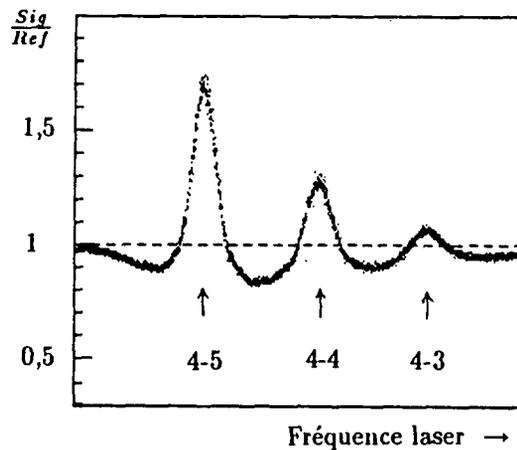


Fig. II-24: Spectre d'amplification non moyenné : il y a dix tirs par pas horizontal. Il s'agit du même enregistrement que sur la figure II-19 où chaque point était le résultat du moyennage des dix tirs.

c) Trois régimes d'amplification

Plusieurs paramètres sont susceptibles de jouer sur l'inversion de population $7S - 6P_{3/2}$ et donc sur l'amplification. Parmi ces paramètres l'énergie des impulsions du laser vert et la densité d'atomes peuvent avoir des effets secondaires complexes comme nous venons de l'indiquer. Par contre la grandeur du champ électrique Stark E se révèle un paramètre très simple et un outil d'emploi très commode. Son effet s'interprète sans complication : la population $7S$ est proportionnelle à E^2 et il en est de même en pratique pour l'inversion de population $7S - 6P$ tant que p_{cs} n'excède pas

10 mTorr.

En jouant sur la grandeur du champ il est possible de placer le système dans trois situations de gain très nettement différentes : celle d'amplification linéaire pour les faibles densités d'atomes excités, celle de superradiance déclenchée pour les plus fortes et voire même dans certains cas celle de superradiance spontanée.

Bien évidemment nous n'avons pas là trois classes de régimes parfaitement disjointes, on peut en fait passer de manière continue d'une situation où les atomes participent individuellement à l'amplification du faisceau sonde à celle où un dipôle macroscopique, somme des dipôles de tous les atomes, se bâtit et accélère la désexcitation, ce qui correspond à la superradiance [75,76].

i) Etude succincte de la superradiance spontanée

Par définition on n'a pas de contrôle de l'émission induite lorsque se produit la superradiance spontanée et le caractère intrinsèquement très aléatoire de ce phénomène le prive de toute la stabilité requise pour parvenir à une détection sensible. C'est pourquoi il est essentiel de savoir l'éviter et c'est dans ce but que nous l'avons étudiée succinctement. Pour réaliser cette étude le faisceau sonde était totalement masqué en amont de l'interrupteur optique. La position de la lentille placée juste avant le détecteur était ajustée de manière à optimiser le signal de superradiance spontanée qui peut être émis dans un angle solide relativement large, quelques 10^{-2} rd (compte tenu de la géométrie du volume émetteur, l'angle géométrique contient ici plusieurs lobes de diffraction).

A titre d'exemple la figure II-25 montre que le seuil est assez bas, il correspond à un assez faible nombre d'atomes excités $\sim 6 \times 10^8$ dans un volume émetteur de 30 mm de long et 1 mm de diamètre. La quasi absence de déphasage Doppler entre les dipôles (résultant de la faible largeur spectrale de la source excitatrice) explique la valeur basse de ce seuil. Au-dessus d'un second seuil, plus élevé, la superradiance a également lieu vers l'état $6P_{1/2}$ (on peut isoler cette émission à l'aide d'un filtre). Le seuil est plus haut et le nombre de photons émis plus faible (noter la différence d'échelle) tout simplement à cause de la différence des forces d'oscillateur. Il est à noter que l'émission superradiante spontanée donne lieu à un rendement de détection inférieur à celui qu'on a avec l'amplification ou la superradiance déclenchée (la différence n'excède tout de même pas un facteur 10) et on n'a plus le choix de la transition hyperfine de détection.

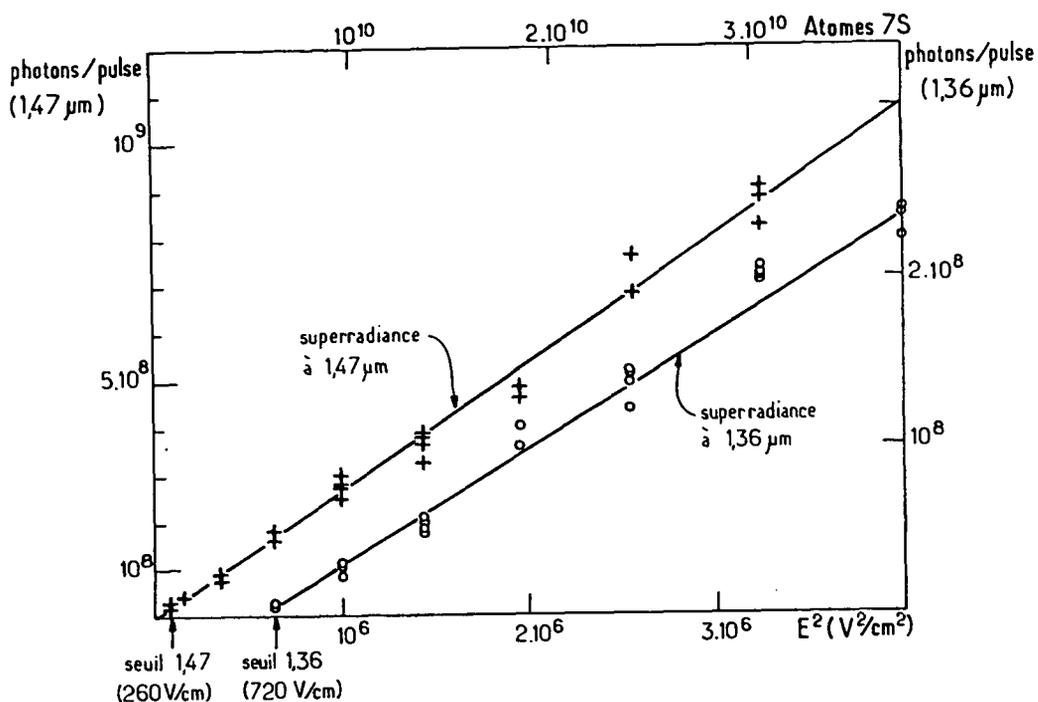


Fig. II-25 : Nombre de photons émis par pulse dans le cas de la superradiance spontanée en fonction du carré du champ électrique (échelle du bas), c'est-à-dire du nombre d'atomes 7S créés (échelle du haut).

- Echelle de gauche, croix : émission vers $6P_{3/2}$.

- Echelle de droite, ronds : émission vers $6P_{1/2}$.

Les deux émissions sont possibles simultanément, elles sont séparées en sortie de cellule par des filtres.

$n_{cs} = 1.4 \times 10^{14} \text{at/cm}^3$; énergie des impulsions vertes de pompe : 1 mJ.

La figure II-26 indique la variation du délai de superradiance spontanée avec le carré du champ électrique, c'est-à-dire le nombre d'atomes excités. Comme on s'y attend il décroît quand ce nombre augmente mais le délai pour l'émission vers $6P_{1/2}$ reste toujours plus long que pour l'émission vers $6P_{3/2}$. La valeur limite ($\sim 15 \text{ ns}$) observée sur la figure est ici due au temps de réponse de la photodiode (diam. 1 mm). Avec une photodiode rapide nous avons ultérieurement observé des situations où le milieu superradie avant même la fin de l'impulsion pompe. Une deuxième impulsion

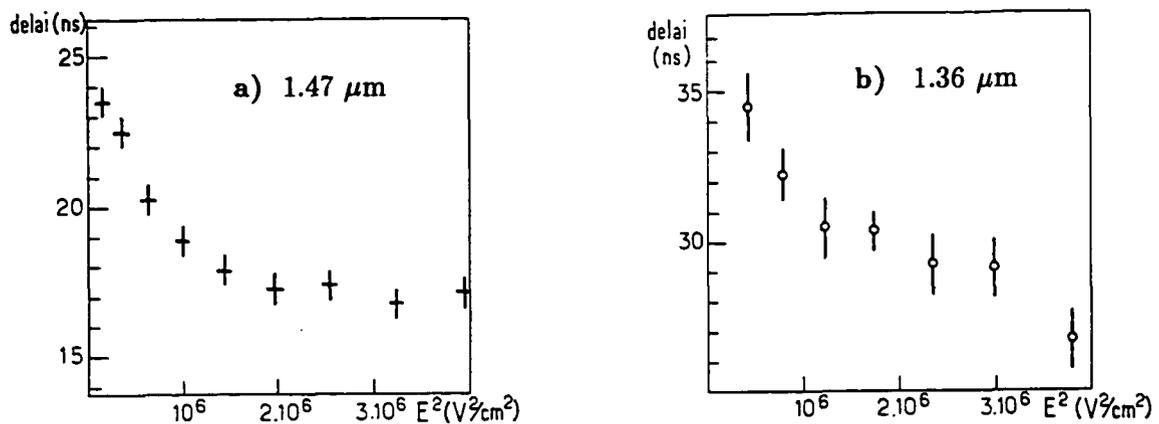


Fig. II-26 : Délai de superradiance spontanée en fonction du carré du champ électrique.
 a) superradiance à $1,47 \mu m$ vers $6P_{3/2}$;
 b) superradiance à $1,37 \mu m$ vers $6P_{1/2}$.
 Pour les délais $\lesssim 20 ns$, la mesure est limitée par le temps de réponse des photodiodes.
 $n_{ca} = 1.4 \times 10^{14} \text{at/cm}^3$; énergie des impulsions vertes de pompe : 1 mJ.

moins intense peut succéder à la première du fait que la population $7S$ recommence à se bâtir (des phénomènes semblables ont été décrits dans la thèse de P. Pillet [77]).

Il apparaît ainsi que la superradiance spontanée ne doit pas venir troubler les mesures par émission induite tant que l'impulsion sonde est établie suffisamment tôt. Dans l'expérience présente l'apparition de superradiance spontanée est aussi en pratique rendue très peu probable du fait de l'émission superradiante déclenchée associée à une extinction incomplète de l'interrupteur optique, effet que nous discutons maintenant.

ii) Manifestation de la superradiance déclenchée

Les changements que fait apparaître dans la superradiance un déclenchement externe se manifestent de diverses manières : l'émission se produit plus tôt et présente une reproductibilité d'un tir à l'autre dans le retard, la durée et la grandeur de l'impulsion émise, qui contraste tout à fait avec les

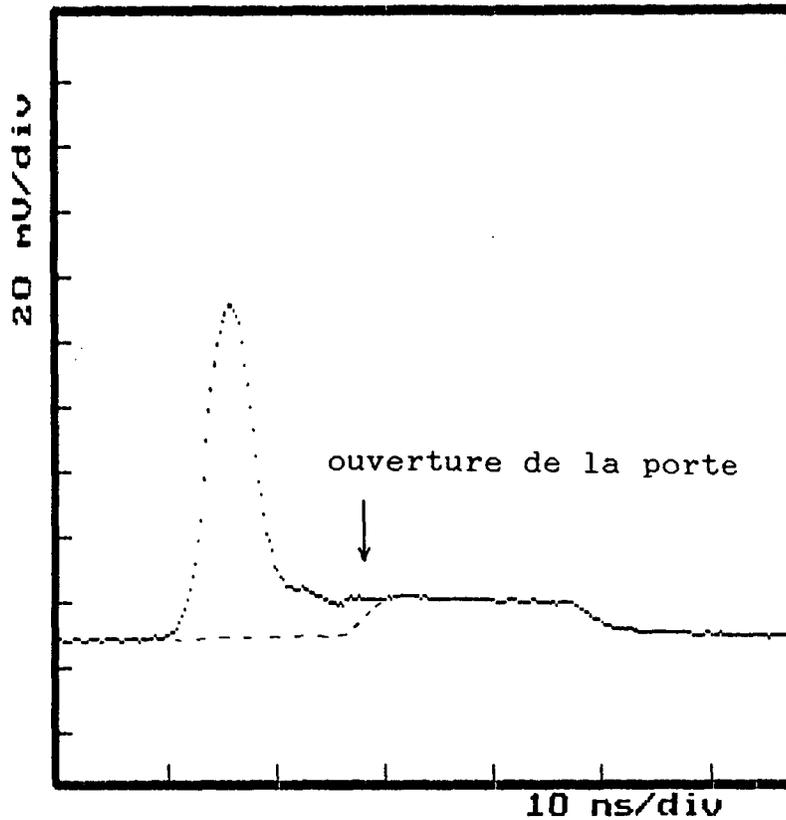


Fig. II-27 : Exemple d'une impulsion de superradiance déclenchée par les "photons de fuite" de la porte optique qui vide totalement le niveau $7S$ avant l'ouverture de la porte. Quand la porte s'ouvre, il n'y a plus aucune amplification possible. Le tracé en pointillé représente le signal en l'absence de faisceau vert, montrant la porte optique.
 $E = 860 \text{ V/cm}$; $n_{ca} = 1.5 \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$; énergie des impulsions vertes de pompe $\sim 600 \mu\text{J}$, puissance du faisceau découpé par l'interrupteur optique : $200 \mu\text{W}$.

fortes fluctuations caractéristiques de l'émission superradiante spontanée. Comme dans ce dernier cas on peut raccourcir le délai en augmentant le gain du milieu. Mais on en est maître aussi en jouant soit sur l'intensité du faisceau sonde soit encore sur l'instant d'ouverture de la porte optique, si la superradiance n'a pas eu lieu avant.

L'enregistrement de la figure II-27 représente justement une impulsion de superradiance qui

précède l'ouverture de la porte optique. Néanmoins en l'absence complète de faisceau sonde (laser éteint par exemple) l'impulsion ne se serait pas produite, ou alors beaucoup plus tardivement et elle aurait été beaucoup moins intense. Nous sommes donc dans des conditions où il apparaît clairement que ce sont les photons transmis par l'interrupteur optique fermé (quelques millièmes du flux incident soit quelques microwatts) qui suffisent largement à bâtir l'impulsion détectée. On peut noter la valeur très élevée du gain au pic (~ 5000) et la brièveté de cette impulsion, ~ 5 ns malgré le rallongement dû aux photodiodes. L'impulsion est donc beaucoup plus brève que la durée de vie de l'état $7S$, même raccourcie par les collisions (~ 30 ns). On voit aussi que dans ce cas l'impulsion a pour effet de quasiment vider la population appartenant au niveau $7S$ puisque lors de l'ouverture de la porte optique, il ne se détache aucun effet net d'amplification du faisceau sonde.

Le déclenchement de la superradiance a déjà été étudié par ailleurs [75][78]. Les circonstances réalisées dans l'expérience présente ont tout de même une certaine originalité qui tient :

- au pompage du niveau excité sur une transition très interdite, ce qui autorise un contrôle précis et sur une large gamme du gain grâce à la grandeur du champ électrique qui n'agit que sur l'inversion de population sans modifier les autres paramètres importants et en particulier sans altérer le déphasage entre dipôles atomiques

- à l'utilisation de la porte optique qui dans un certain domaine de gain (pas trop élevé) permet de contrôler le délai d'émission : dans tous les cas où l'impulsion déclenchée par le flux lumineux dû au défaut d'extinction de l'interrupteur optique serait plus tardive que l'ouverture de ce dernier. Un examen attentif de la figure II-28 montre qu'elle correspond de ce point de vue à un cas limite : le signal commence en effet à augmenter avant l'ouverture de la porte, c'est le début d'une impulsion déclenchée et au moment où la porte optique s'ouvre, le dipôle a déjà commencé à se bâtir, le déclenchement complet de l'impulsion superradiante se fait alors immédiatement et complètement.

iii) Passage continu du régime d'amplification linéaire à celui de superradiance déclenchée.

Optimisation de l'intensité du faisceau sonde

L'existence de différents régimes d'amplification a des conséquences importantes sur l'optimisation de l'intensité de la sonde quant à l'effet physique que nous désirons observer.

Nous voulons vider efficacement le niveau $7S$ et pour cela il faut saturer la transition $7S - 6P_{3/2}$.

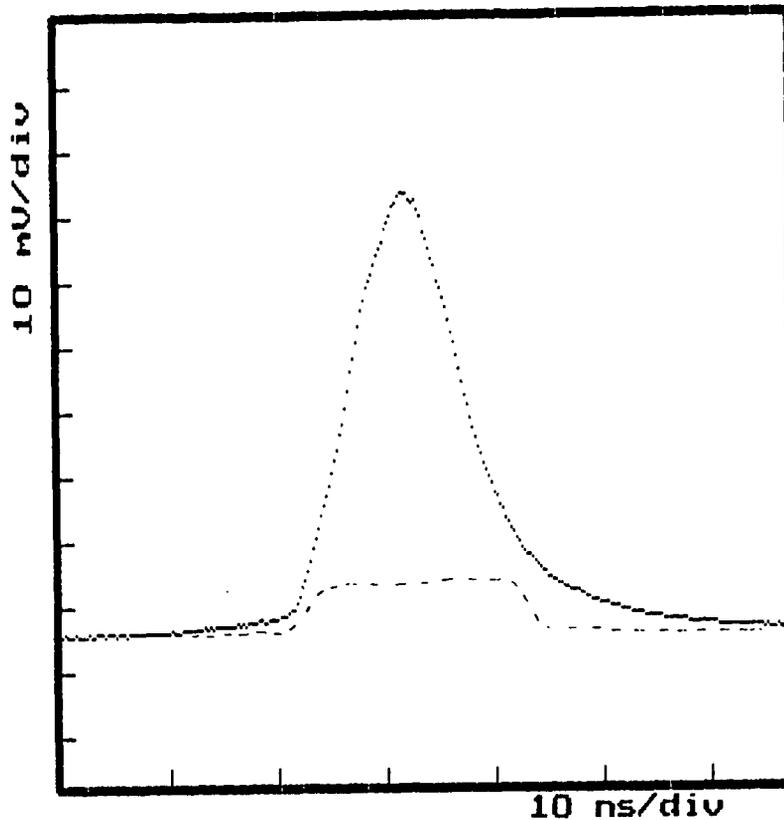


Fig. II-28 : Impulsion de superradiance déclenchée par la porte optique. Le tracé en pointillé représente la porte optique seule, en l'absence d'amplification. $E = 400 \text{ V/cm}$; $n_{e0} = 1.5 \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$; énergie des impulsions vertes de pompe : $600 \mu\text{J}$; puissance du faisceau sonde découpé par l'interrupteur optique : $200 \mu\text{W}$.

Quand la densité d'atomes excités est suffisante pour qu'ait lieu la superradiance déclenchée, le dipôle de transition devient au lieu du dipôle individuel de chaque atome le dipôle global de la collection d'atomes, on montre alors [76] que l'intensité nécessaire pour saturer la transition est beaucoup plus faible. L'étude expérimentale de l'amplification en fonction d'une part de l'intensité du faisceau sonde que l'on découpe (figure II-29) et d'autre part du carré du champ électrique, c'est-à-dire du nombre d'atomes excités (figure II-30), fait apparaître le passage progressif de l'amplification linéaire

à la superradiance déclenchée ou encore le passage progressif d'une émission atomique individuelle à une émission collective. La première n'est probable que si le faisceau sonde est saturant pour la transition atomique, la seconde requiert un flux beaucoup plus faible. Ceci est très visible sur la figure II-29 : dans un champ de 200 V/cm il faut 2 mW pour saturer à moitié la transition induite alors qu'à 320 V/cm le nombre d'atomes excités est passé à 6.4×10^8 et il suffit de 1 mW pour saturer complètement l'émission, on est passé d'un régime d'amplification encore presque linéaire au régime de superradiance déclenchée.

L'examen de la figure II-29 montre encore que le paramètre qui caractérise le mieux le pouvoir d'amplification de la vapeur est la pente des courbes à l'origine $\left(\frac{d\Delta s}{dn_s}\right)_{I_{\text{sonde}}=0}$ qui n'est autre que le coefficient \mathcal{A}_0 introduit en début de cette partie. On voit que ce coefficient d'amplification à basse saturation (même à très basse saturation si le milieu est superradiant, c'est le cas pour $E = 320$ V/cm) est égal à 1 dès les premières valeurs du champ essayées : 240 V/cm !

Notons que la zone d'interaction est suffisamment longue (~ 3 cm) pour que ce soit possible le cas où la densité d'atomes est insuffisante pour qu'il y ait superradiance mais où le nombre d'atomes excités, et par conséquent l'amplification, sont grands : c'est par exemple le cas sur la figure II-29 pour $E = 260-280$ V/cm. Un faisceau d'intensité non saturante à l'entrée de la cellule peut d'ailleurs devenir saturant au cours de son trajet dans la vapeur. Cet effet de propagation non linéaire qui s'apparente à ce qu'on a appelé "amplified spontaneous emission" ou ASE [79] joue dans le même sens que la superradiance dont il est d'ailleurs difficile à distinguer : plus l'amplification est forte, plus l'intensité requise pour vider l'état $7S$ est faible.

d) Sensibilité à l'anisotropie de l'état $7S$

i) *Mesure de dichroïsme circulaire*

Nous avons dit au chapitre II-2 qu'une orientation est produite dans l'état $7S$ lorsque le laser d'excitation est polarisé circulairement : elle résulte de l'interférence entre les amplitudes de transition Stark associées respectivement aux parties scalaire et vectorielle de la polarisabilité qui relie le dipôle induit au champ électrique.

Cette orientation de l'état excité joue sur l'efficacité de l'émission induite lorsque le faisceau

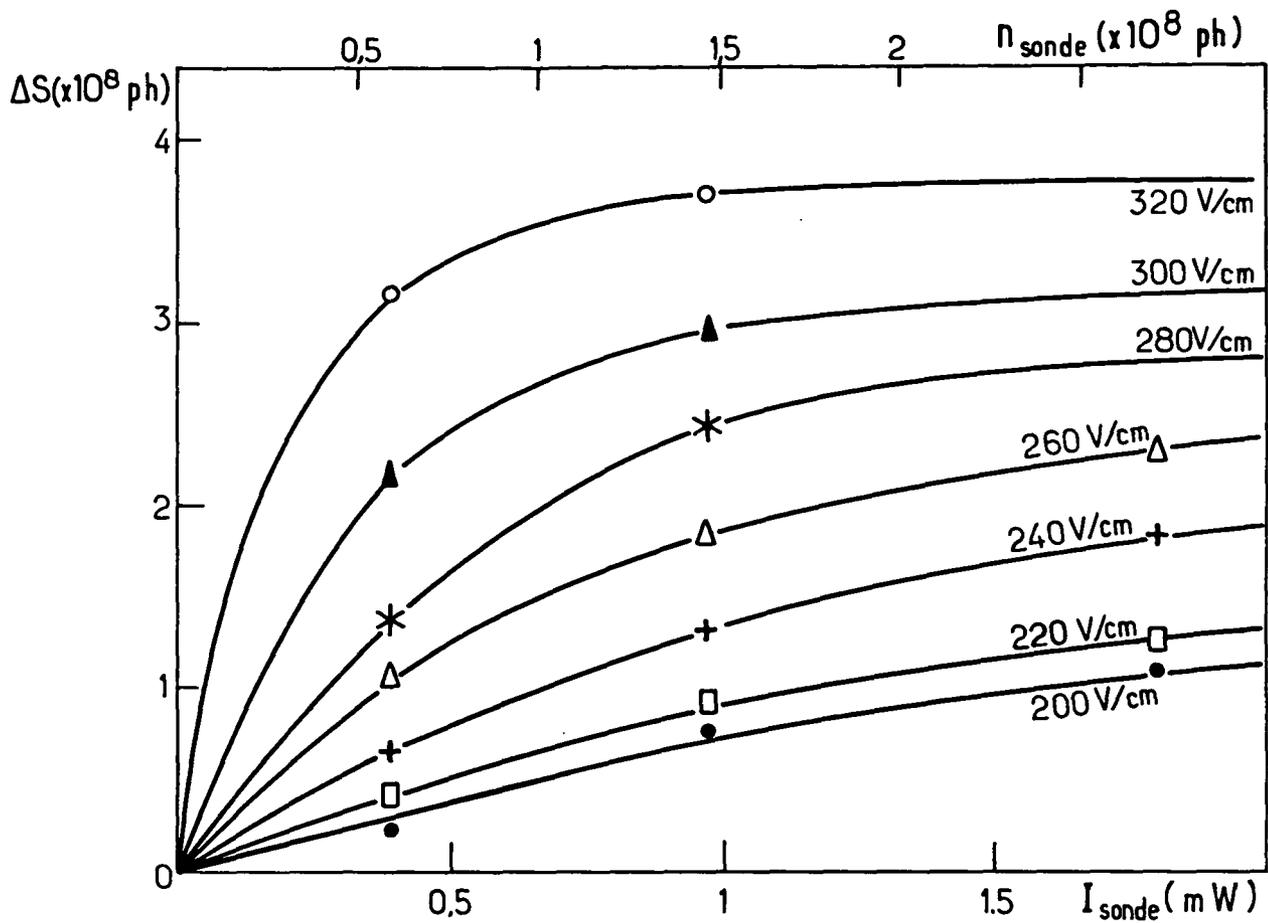


Fig. II-29 : Saturation du signal d'amplification par le faisceau sonde : on a porté, pour plusieurs valeurs du champ électrique, le nombre de photons induits en fonction de l'intensité du faisceau sonde que découpe l'interrupteur optique (échelle du bas) ou du nombre de photons sonde incidents (échelle du haut). Les données ne sont pas corrigées de l'absorption par la vapeur qui est importante ($\gtrsim 30\%$).

$n_{cs} \sim 7 \times 10^{14} \text{at/cm}^3$; énergie des impulsions vertes $\sim 400 \mu\text{J}$; durée d'ouverture de la porte optique : 20 ns.

sonde est lui aussi polarisé circulairement : on observe un dichroïsme circulaire du gain, l'amplification mesurée avec une polarisation σ^+ n'est pas la même qu'avec une polarisation σ^- ¹⁵.

Pour mesurer ce dichroïsme circulaire nous utilisons notre polarimètre suivant le montage de la

¹⁵ De même qu'elle affecte les gains vus par les polarisations circulaires orthogonales, l'orientation affecte aussi les

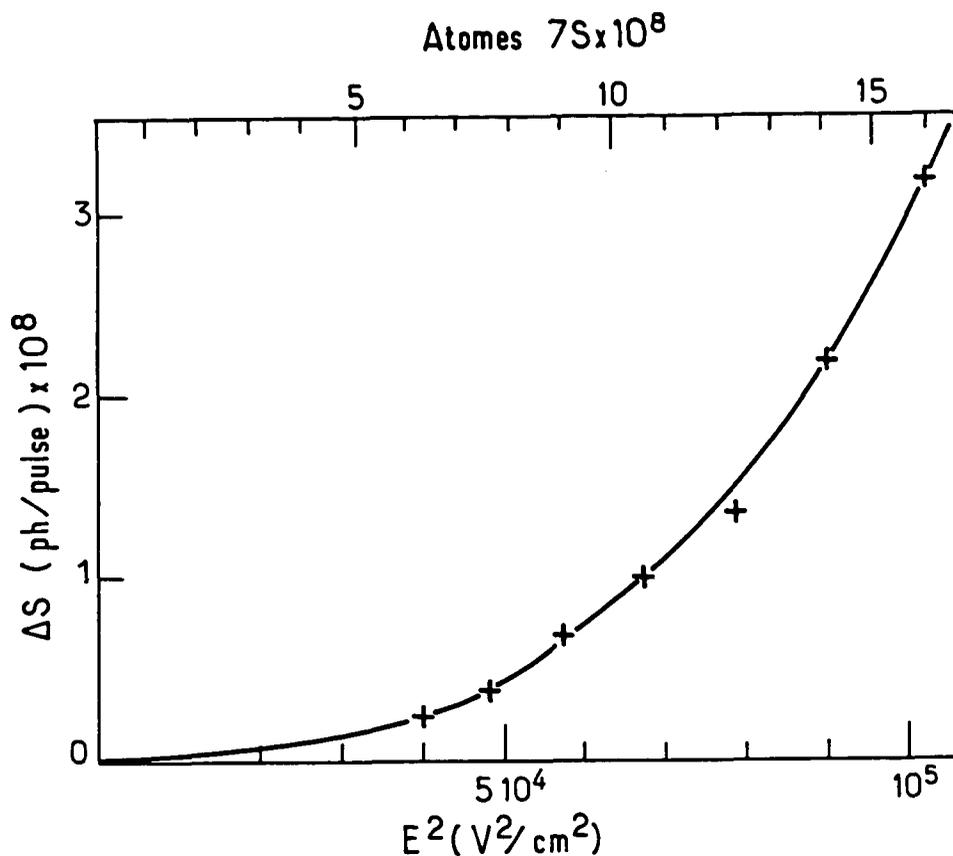


Fig. II-30 : Nombre de photons recueillis en fonction du champ électrique, c'est-à-dire du nombre d'atomes excités à intensité sonde constante.
 $n_{ca} \sim 6 \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$; énergie des impulsions vertes d'excitation $\sim 400 \mu\text{J}$; intensité du faisceau sonde : 0.4 mW ; durée de l'impulsion sonde : 20 ns , $n_s = 0.6 \times 10^8$ photons.

figure II-31, en le faisant précéder par une lame $\lambda/4$ dont les axes sont orientés à 45° de ceux du polarimètre. Cette lame transforme le polarimètre à deux voies en un analyseur circulaire de sens opposé sur chacune des deux voies (cf. III-5) : quand le faisceau est σ^+ toute l'intensité est reçue par l'une des photodiodes alors que c'est l'autre qui la reçoit pour un faisceau σ^- ; un faisceau polarisé

indices : la vapeur présente un pouvoir de rotatoire (cf. II-2). Dans l'hypothèse linéaire la dépendance spectrale de ce pouvoir rotatoire est en forme de courbe de dispersion liée à celle du dichroïsme par des relations de Kramers-Krönig.

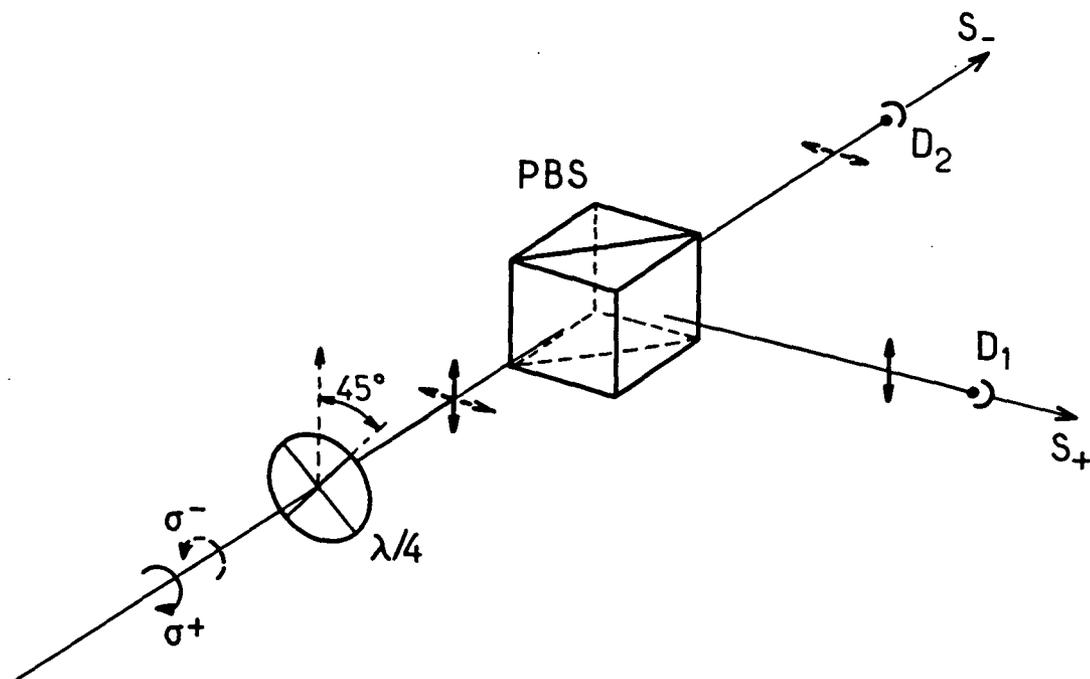


Fig. II-31 : Utilisation du polarimètre en analyseur circulaire ; D_1, D_2 : détecteur (photodiodes) qui fourniront les signaux S_+ et S_- ; PBS : cube séparateur de polarisation ; $\lambda/4$: lame quart d'onde dont les axes sont à 45° de ceux du cube séparateur. La polarisation est indiquée par des flèches pleines dans le cas où la lumière incidente est σ^+ et par des flèches en tirets dans le cas où la lumière est σ^- .

linéairement est par contre divisé en deux parties de même intensité quelle que soit l'orientation de sa polarisation.

Le dichroïsme de la vapeur est mesuré très simplement à chaque tir en utilisant un faisceau polarisé linéairement : les deux composantes σ^+ et σ^- du faisceau sonde, qui sont alors d'intensités égales à l'entrée de la cellule, sont d'intensités différentes en sortie à cause du dichroïsme du gain. La différence des signaux mesurés par les deux photodiodes $S_+ - S_-$ donne "l'intensité polarisée circulairement" (figure II-32).

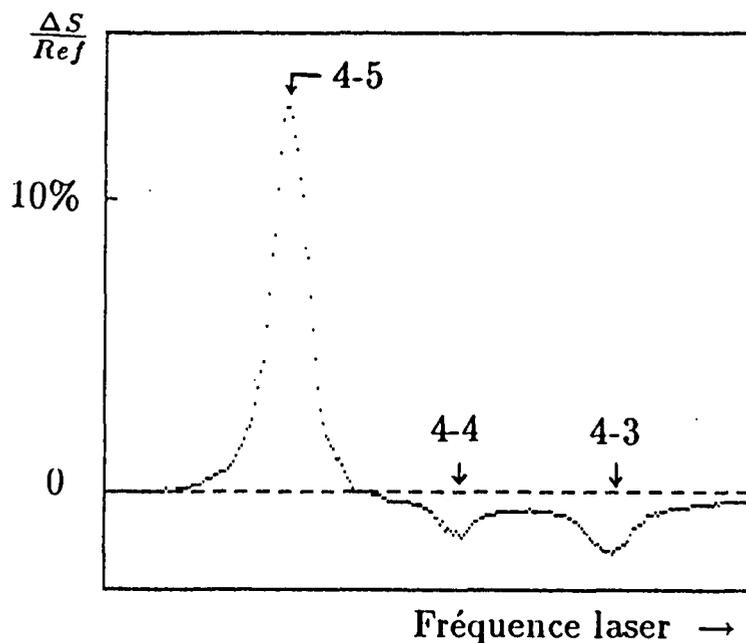


Fig. II-32 : Spectre de dichroïsme circulaire (transition excitée sur $4 \rightarrow 4$, détectée sur $4 \rightarrow 5$, $4 \rightarrow 4$ et $4 \rightarrow 3$). $E = 280 \text{ V/cm}$; $n_{cs} = 2.7 \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$; énergie des impulsions vertes $\sim 1 \text{ mJ}$; durée de la porte optique : 20 ns ; intensité du faisceau sonde : 0.42 mW .

La mesure d'une anisotropie angulaire de l'état excité par l'intermédiaire du dichroïsme associé présente entre autres avantages sur celle d'une population par l'intermédiaire de l'amplification celui, très important, d'être beaucoup plus sélective. Cette supériorité est illustrée de façon assez spectaculaire par les enregistrements de la figure II-33, effectués dans des conditions un peu particulières où l'absorption par les atomes $6P_{3/2}$ est grande et l'amplification au contraire petite. Sur le spectre "d'amplification" a) on distingue à peine les trois composantes : même la plus haute ne ressort pas du fond d'absorption, quant à la plus faible, elle est quasiment impossible à distinguer de la modulation de l'intensité sonde. Evidemment dans ce dernier cas les choses auraient pu être améliorées par la technique du bipulse qui n'est pas employée ici, mais même sans y avoir recours, on peut observer

sans peine le dichroïsme : le spectre b) qui représente le signal différence $S_+ - S_-$ en témoigne, on distingue facilement les deux composantes 4 - 5 et 4 - 3, la composante 4 - 4 centrale qui est très petite est plus difficile à distinguer parce qu'à la pression élevée à laquelle cet enregistrement a été fait la résonance 4 - 5 est très élargie et empiète sur elle.

En temps normal on continue d'utiliser la technique des bipulses qui permet de s'affranchir d'un certain nombre de bruits instrumentaux dûs par exemple aux fluctuations d'intensité des lasers. On dispose à chaque tir de quatre signaux à partir desquels on reconstitue le dichroïsme : S_{1+} et S_{2+} sont les signaux issus de la photodiode de la voie + correspondant respectivement à l'impulsion sonde amplifiée et à l'impulsion sonde de référence (1 ms plus tard) ; S_{1-} et S_{2-} sont les signaux correspondant issus de la photodiode de la voie -.

En formant le rapport de la "double différence" sur la "référence somme" :

$$\frac{(S_{1+} - S_{2+}) - (S_{1-} - S_{2-})}{(S_{2+} + S_{2-})}$$

on élimine les variations de tir à tir de l'intensité du faisceau sonde ¹⁶.

Mais puisque ce rapport est aussi égal à :

$$\frac{(S_{1+} - S_{1-})}{(S_{2+} + S_{2-})} - \frac{(S_{2+} - S_{2-})}{(S_{2+} + S_{2-})}$$

on élimine aussi un éventuel défaut d'équilibrage du polarimètre, ainsi que l'effet de la biréfringence de l'optique placée sur le faisceau sonde (à laquelle cette configuration est également sensible, cf. III-5) : par exemple la biréfringence des fenêtres de la cellule. Ces défauts qui peuvent varier de tir à tir à cause de légers déplacements du faisceau sonde sont éliminés car entre les deux composantes d'un bipulse ils n'ont pas eu le temps de changer.

L'intérêt de mesurer le dichroïsme à chaque tir, ce que permet l'utilisation d'un polarimètre à

¹⁶ Quand l'amplification est grande, par exemple à résonance, on a intérêt, pour éliminer complètement les fluctuations du laser d'excitation, à construire le rapport :

$$\frac{(S_{1+} - S_{2+}) - (S_{1-} - S_{2-})}{(S_{1+} - S_{2+}) + (S_{1-} - S_{2-})}$$

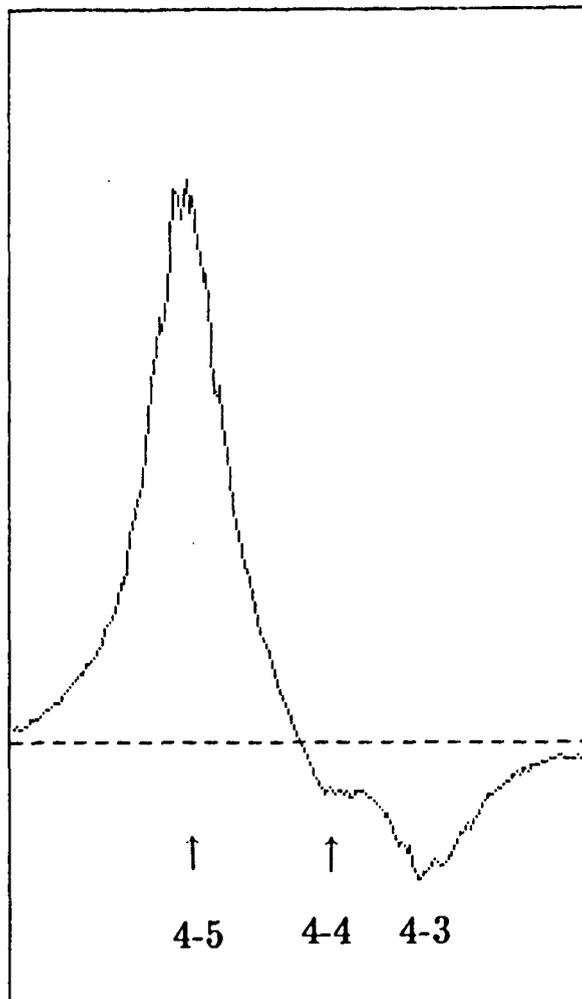
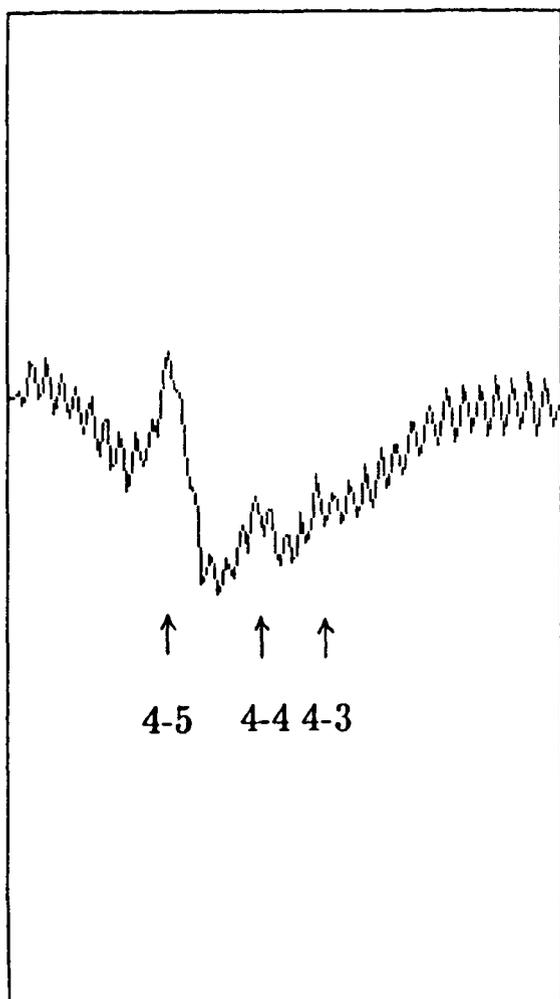


Fig. II-33 : Exemple de spectre montrant la bien meilleure sélectivité du signal différence (dichroïsme) que du signal somme (amplification).

a) "amplification" : l'absorption domine, la modulation de l'intensité du laser sonde cache la plus petite résonance.

b) dichroïsme : le signal sort très largement du bruit.

Les conditions d'enregistrement de ces spectres étaient un peu inhabituelles : $E = 65 \text{ V/cm}$;
 $n_{cs} = 9.5 \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$.

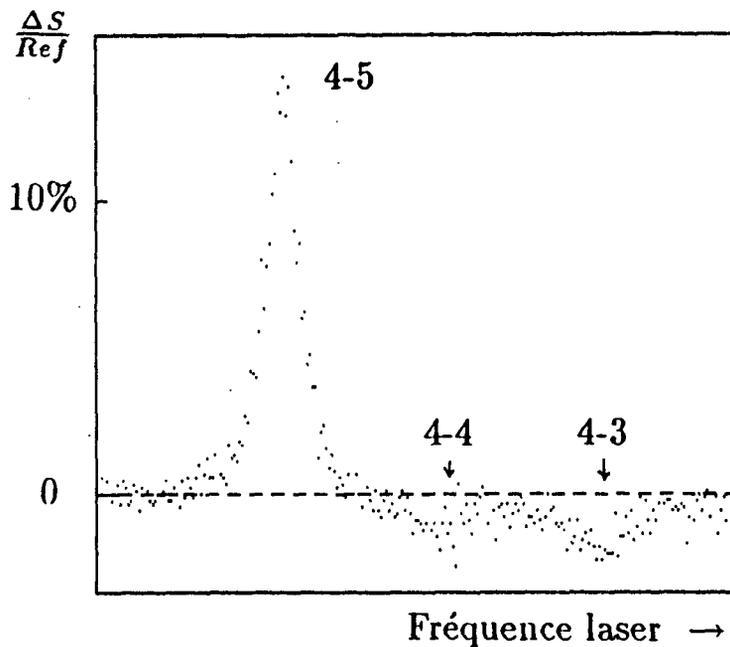


Fig. II-34 : Cette figure montre l'utilité de mesurer le dichroïsme à chaque impulsion : on a ici utilisé le même ensemble de mesures que pour la figure II-32, mais plutôt que de faire la différence $S_+ - S_-$ à chaque tir, on a fait la différence $S_+[i] - S_-[i-1]$ du signal mesuré par une photodiode à un tir et de celui mesuré par l'autre photodiode au coup précédent : on simule ainsi ce qu'on ferait avec un analyseur à une voie, basculé d'une orientation à l'autre à chaque tir. Les fluctuations d'intensité du laser sonde, ici la source dominante de bruit, donnent lieu à un bruit uniforme.

deux voies, est encore plus grand et a déjà été mentionné : on élimine ainsi le bruit très important dû aux fluctuations d'intensité du laser d'excitation ainsi qu'aux fluctuations à haute fréquence (~ 1 kHz) de l'intensité du faisceau sonde qui ne sont pas supprimées par la technique du bipulse. Supposons par exemple qu'au lieu de mesurer à chaque tir S_{1+}, S_{2+} et S_{1-}, S_{2-} , on mesure S_{1+} et S_{2+} au tir numéro i et S_{1-} et S_{2-} au tir numéro $i+1$, on calculerait alors le rapport :

$$\frac{(S_{1+}[i] - S_{2+}[i]) - (S_{1-}[i+1] - S_{2-}[i+1])}{S_{2+}[i] + S_{2-}[i+1]}$$

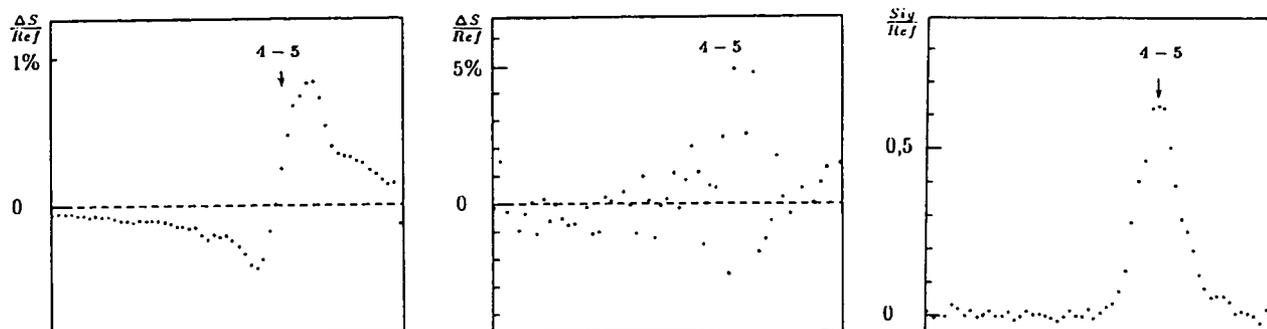


Fig. II-35 : Effet des fluctuations d'énergie des impulsions d'excitation. Ces enregistrements ont été faits en champ E longitudinal, il s'agit de pouvoir rotatoire au lieu du dichroïsme.
a) signal du pouvoir rotatoire : la différence $S_+ - S_-$ est calculée à chaque tir ;
b) signal de pouvoir rotatoire : la différence $S_+ - S_-$ est calculée en prenant la valeur de S_+ mesurée au coup i et celle de S_- au coup $i-1$. Les fluctuations masquent totalement le signal (noter la différence d'échelle avec a) ;
c) signal d'amplification : c'est quand il est le plus grand que les fluctuations de l'énergie des impulsions du laser vert se font le plus sentir sur le signal différence en b).

C'est ce qui a été fait sur les figures II-34 et II-35b en utilisant les mêmes ensembles de mesures que sur les figures II-32 et II-35a respectivement. Dans le cas de la figure II-34 les fluctuations rapides du laser sonde dominant et on observe un spectre uniformément bruyant (beaucoup plus bruyant que sur la figure II-32). Dans le cas de la figure II-35b les fluctuations du laser d'excitation dominant, le spectre est plus bruyant à résonance.¹⁷ Dans les deux cas le bruit est bien moindre quand on reconstitue le dichroïsme à chaque tir.

ii) Propriétés et forme spectrale du signal de dichroïsme

Un certain nombre de tests nous ont permis de vérifier que le signal mesuré est bien le dichroïsme attendu : tout d'abord il s'annule en excitation linéaire (lame $\lambda/4$ enlevée), ensuite il s'inverse bien quand on change le signe de l'hélicité du faisceau d'excitation (il suffit de tourner la lame $\lambda/4$ de 90°),

¹⁷ Pour des raisons techniques il s'agit là de mesures de pouvoir rotatoire, effectuées d'ailleurs en configuration de champ longitudinal. C'est ici sans importance.

de plus les signes relatifs des signaux correspondant aux différentes composantes sont aussi les bons, enfin lorsque l'amplification est faible, les hauteurs de ces composantes sont bien dans les rapports attendus. On obtient des spectres tout à fait comparables à ceux que nous donnait la fluorescence inhibée. Comme dans ce dernier cas le spectre est exempt de la composante large (fond Doppler) qui affecte le spectre d'amplification de manière plus ou moins marquée selon la densité de césium. Ceci confirme que la population thermalisée dans $6P_{3/2}$ n'a pas d'orientation moyenne.

En ce qui concerne la détermination de ce dichroïsme en grandeur absolue on rencontre plusieurs difficultés :

i) le signal de dichroïsme doit être normalisé par le signal d'amplification. Ce dernier est entaché d'incertitude à résonance du fait de l'extraction délicate du fond Doppler (cf. plus haut).

ii) la saturation par le faisceau sonde affecte différemment les signaux de dichroïsme et d'amplification : c'est un problème que nous avons déjà rencontré avec la fluorescence inhibée.

iii) de même si le gain est élevé, l'amplification des signaux sous l'effet de la propagation dans un milieu optiquement épais affecte la valeur apparente du dichroïsme (cf. § *iii*) ci-dessous).

En ne retenant que les données les moins affectées par les effets de saturation et de gain et en corrigeant de l'effet d'absorption Doppler, on obtient une valeur pour le dichroïsme circulaire qui se trouve être compatible avec celle prévue pour $\beta/\alpha = 0.1$. La méthode ne permet manifestement pas d'atteindre la précision des expériences qui avaient été faites en continu pour déterminer β/α [54] (la précision était 1%). Il est donc important que toutes les causes d'incertitude énumérées ci-dessus puissent être évitées dans la mesure du paramètre de violation de la parité. Comme cela a déjà été suggéré il en est heureusement bien ainsi, cela apparaîtra clairement dans la suite.

iii) Amplification de l'asymétrie par propagation dans la vapeur optiquement épaisse

Lorsque la vapeur est orientée, elle émet avec une plus grande probabilité les photons de polarisation circulaire d'un signe donné (signe qui dépend du reste de la composante hyperfine sur laquelle est accordé le faisceau sonde). Il en résulte que le faisceau sonde initialement polarisé linéairement acquiert une polarisation circulaire de ce signe privilégié, c'est le dichroïsme circulaire décrit précédemment. Mais lorsque la vapeur est optiquement épaisse, elle interagit de nouveau avec le faisceau qui, du fait de sa polarisation altérée, acquiert donc une raison supplémentaire de

privilégier encore une fois ce même état de polarisation circulaire lors de l'émission induite : on s'attend donc de la sorte à ce que l'effet de dichroïsme circulaire tende à s'autoamplifier lorsque le gain de la vapeur devient important. Il nous paraissait important d'observer cet effet parce qu'il est de même nature que l'effet d'amplification attendu sur l'asymétrie de violation de la parité (cf. II-1) dans des conditions analogues.

Dès que l'amplification n'est pas très faible, ce qui dans cette expérience pulsée, avec une configuration de champ \mathbf{E} transverse, se produit pour des valeurs relativement très basses du champ ¹⁸, nous avons observé :

- i) une déformation des spectres de dichroïsme et
- ii) une amplification du taux de dichroïsme.

On voit par exemple sur la figure II-36 le spectre obtenu avec un gain assez grand pour qu'on soit dans le régime de superradiance déclenchée, il est très déformé : la résonance 4 – 3 est quasi absente alors que la résonance 4 – 5 est très élargie. La disparition de la résonance 4 – 3 peut sans doute s'expliquer comme le résultat d'une compétition entre l'émission résonnante sur 4 – 3 et l'émission non résonnante sur la transition 4 – 5 de gain 6 fois plus élevé dont le dichroïsme est de signe opposé. On sait en effet [75] que la largeur de bande dans laquelle la superradiance déclenchée a lieu est

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi T_{SR}}$$

où T_{SR} est le temps de superradiance donné par

$$T_{SR} = \frac{8}{3} \pi \frac{\tau}{\rho \lambda^2 l}$$

où τ est la durée de vie spontanée (~ 50 ns), ρ la densité d'atomes excités ($\sim 7 \times 10^{11}$ at/cm³ dans le cas de la figure), l la longueur d'interaction (~ 30 mm). On trouve $T_{SR} \sim 0.1$ ns et $\Delta\nu \sim 1$ GHz.

Plus importante que la forme des spectres, car c'est en définitive la grandeur que nous mesurons, est la valeur du taux de dichroïsme à résonance (composante $7S, F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}, F = 5$). La figure II-

¹⁸ Pour une valeur typique de l'énergie des impulsions d'excitation et de la densité de césium (1 mJ, 2×10^{14} at/cm³ soit $t = 150^\circ\text{C}$), le coefficient d'amplification à basse saturation \mathcal{A}_0 vaut 1 dès que le champ atteint 220 V/cm.

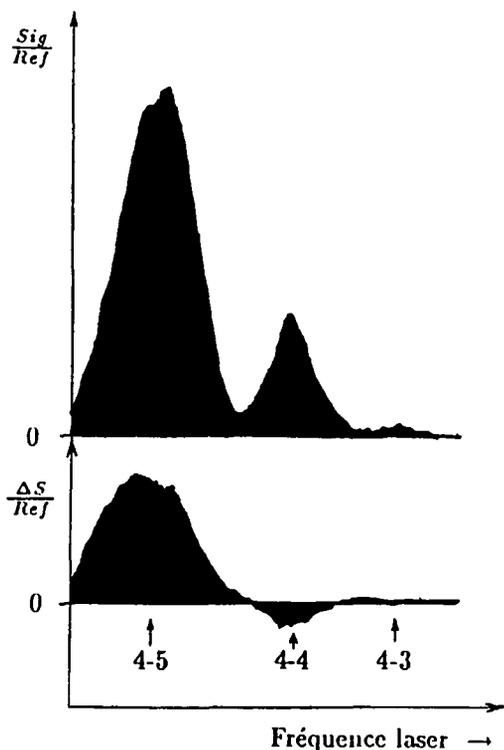


Fig. II-36 : Exemple de spectre obtenu à très fort gain.
 a) "amplification", il s'agit plus en fait de superradiance déclenchée ;
 b) dichroïsme circulaire.

37 montre que ce taux peut être amplifié par un facteur presque deux même pour des amplifications relativement modestes ¹⁹.

Dans le cas le plus extrême de superradiance déclenchée par la porte optique que nous ayons observé ($E = 560 \text{ V/cm}$), le dichroïsme atteint 30% soit 3 fois la valeur correspondant au régime linéaire.

¹⁹ Sur la figure la correction pour l'absorption à résonance discutée plus haut n'a pas été faite, ce qui explique qu'à très faible amplification les valeurs indiquées dépassent les 10% attendus. Lorsqu'on tient compte de cette correction et de son incertitude, le résultat redevient compatible avec 10%.

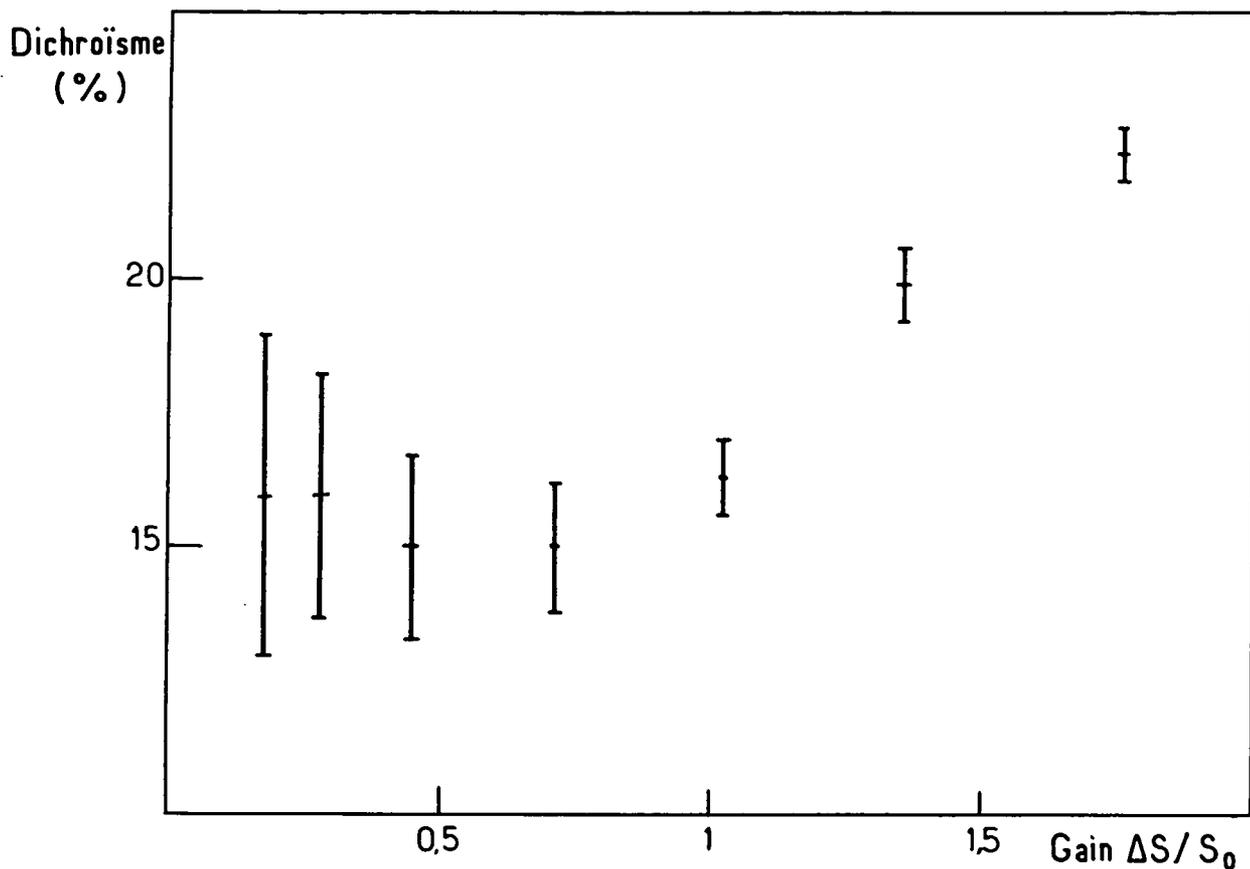


Fig. II-37 : Amplification de l'asymétrie dans la vapeur optiquement épaisse : taux de dichroïsme en fonction de l'amplification. L'incertitude grande aux faibles amplifications résulte de l'incertitude sur la normalisation : le signal d'amplification devient difficile à extraire.

$n_{cs} \sim 6 \times 10^{14} \text{at/cm}^3$; énergie des impulsions vertes $\sim 600 \mu\text{J}$; intensité du faisceau sonde : 2 mW ; durée de la porte optique : 200 ns ; E : 200 à 300 V/cm.

5) Conclusion

Cette première expérience en impulsions nous a en premier lieu montré que l'émission induite peut être rendue tout à fait observable et qu'elle entraîne une amplification réelle du faisceau sonde

malgré l'absorption par le niveau $6P_{3/2}$. A cet égard, nous avons dégagé l'importance de l'utilisation d'une "porte optique" assez courte pour éliminer la partie de l'absorption qui a lieu postérieurement à l'amplification sur des durées beaucoup plus longues.

De plus l'étude de la grandeur absolue de l'impulsion d'amplification a valeur de démonstration quant à l'efficacité de ce procédé de détection : on peut effectivement grâce à cette technique détecter la quasi-totalité des atomes $7S$.

Nous avons vérifié que l'orientation de l'état $7S$ se traduit par un dichroïsme du bon ordre de grandeur, en d'autres termes les résultats obtenus pour les temps courts qui ont été exposés au chapitre II-1 restent qualitativement valables pour des impulsions qui vident l'état $7S$.

Enfin nous avons réalisé des conditions d'amplification suffisamment élevée ($\mathcal{A} > 1$) pour que l'asymétrie sur le faisceau détecté, c'est-à-dire le faisceau sonde transmis, soit au moins du même ordre de grandeur que celle qui affecte l'état $7S$ lui-même, soit encore pour que la dilution de cette asymétrie soit faible. Nous avons même mis en évidence l'amplification de cette asymétrie prévue quand \mathcal{A} devient grande.

Ce faisant, en jouant sur la grandeur du champ E , qui aide la transition interdite $6S - 7S$, nous avons fait clairement apparaître le passage continu du régime d'amplification linéaire de la sonde où les atomes rayonnent de manière individuelle au régime de superradiance déclenchée associé à une émission atomique collective. Nous pensons qu'une bonne maîtrise de ces régimes intermédiaires est un atout dans la recherche des conditions optimales d'observation d'un très petit signal, but ultime de notre projet.

Chapitre II-4
OBSERVATION DE L'ALIGNEMENT STARK
EN CHAMP LONGITUDINAL:
TEST DE LA PROCEDURE DE CALIBRATION

Il s'agit ici d'une étape très importante dans notre progression vers l'expérience définitive. Jusqu'alors nous avons montré que grâce au polarimètre à deux voies et en utilisant un laser sonde de polarisation bien choisie il était possible de mesurer un dichroïsme circulaire créé en excitation pulsée. Dans la nouvelle configuration, avec un champ longitudinal, nous voulions mettre en évidence et étudier le dichroïsme plan associé à l'alignement Stark, grandeur de même nature que celle destinée à manifester la violation de la parité.

En fait l'étape réalisée ici ne constitue pas encore l'étape définitive. En effet la réalisation d'un champ électrique longitudinal de l'ordre de 2 kV/cm sur une zone d'interaction longue (8 cm) et à de fortes densités de césium présente des difficultés considérables comme nous l'indiquons dans la suite (§ III-3) en précisant les moyens mis actuellement en oeuvre pour les résoudre. Dans un premier stade nous avons cherché à exploiter parmi les configurations de champ électrique immédiatement réalisables sans risque de décharge celles qui présentaient le plus d'intérêt pour l'expérience finale. Nous nous trouvions en état soit de réduire à 2 cm la longueur d'interaction soit encore de réaliser une configuration de champ longitudinal sur quatre sections successives de 2 cm dans lesquelles le sens du champ s'alterne d'une section à la suivante (cf. III-3). Cette dernière situation est inacceptable pour les mesures de violation de la parité puisqu'elle conduit à un alignement électrofaible qui est globalement nul, mais pour la mise au point de l'expérience et en particulier pour l'étude préliminaire des signaux optiques dûs à l'effet Stark elle présente le grand intérêt de permettre d'accéder à une densité optique supérieure à un. On peut atteindre ainsi les amplifications importantes avec lesquelles

sont censées être conduites les mesures parité finales.

Toutes les expériences relatées ci-après sont donc réalisées dans cette situation provisoire de champ électrique alterné. Nous allons voir qu'elle permet d'ores et déjà d'aborder l'étude de points décisifs. En particulier il devient possible de tester le principe de la méthode de calibration du dichroïsme électrofaible exposée au chapitre II-1 et sur laquelle repose, dans l'état actuel des choses, notre capacité à mener à bien nos mesures futures de violation de la parité.

1) Amplification du faisceau sonde

L'obtention de fortes amplifications paraît a priori plus difficile en champ longitudinal qu'en champ transverse : la raison est évidemment que la section efficace d'absorption du faisceau vert dépend maintenant du terme $(\beta E)^2$ et non plus $(\alpha E)^2$ comme en champ transverse, c'est-à-dire qu'elle est 100 fois plus faible à champ égal.

Remarquons d'ailleurs que puisqu'il est alterné le champ électrique ne peut pas être uniformément longitudinal. Une composante transverse se trouve localisée dans les zones de transition étroites séparant chaque section. Pour éviter que la composante transverse ne participe à l'excitation par l'intermédiaire du terme $\alpha \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1$ associé, on est conduit à utiliser pour l'excitation les transitions $3 \rightarrow 4$ et $4 \rightarrow 3$ ($\Delta F = \pm 1$) pour lesquelles la contribution du terme $\alpha \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1$ est de toute façon nulle plutôt que les transitions $3 \rightarrow 3$ et $4 \rightarrow 4$.

C'est dans le but d'arriver à des niveaux d'amplifications comparables à ceux atteints en champ transverse que nous avons été amenés à augmenter le champ électrique et la longueur d'interaction : à la même température, on attend pour $E \sim 1500$ V/cm le même nombre d'atomes excités que celui qu'on obtenait en champ transverse pour $E = 200$ V/cm (compte tenu aussi du changement réalisé sur la longueur d'interaction qui est passée de 3 à 8 cm). Cette valeur du champ est tout à fait accessible et nous constatons que nous pouvons effectivement réaliser aussi en champ longitudinal des amplifications supérieures ou de l'ordre de l'unité, c'est ce que montrent les spectres de la figure II-38.

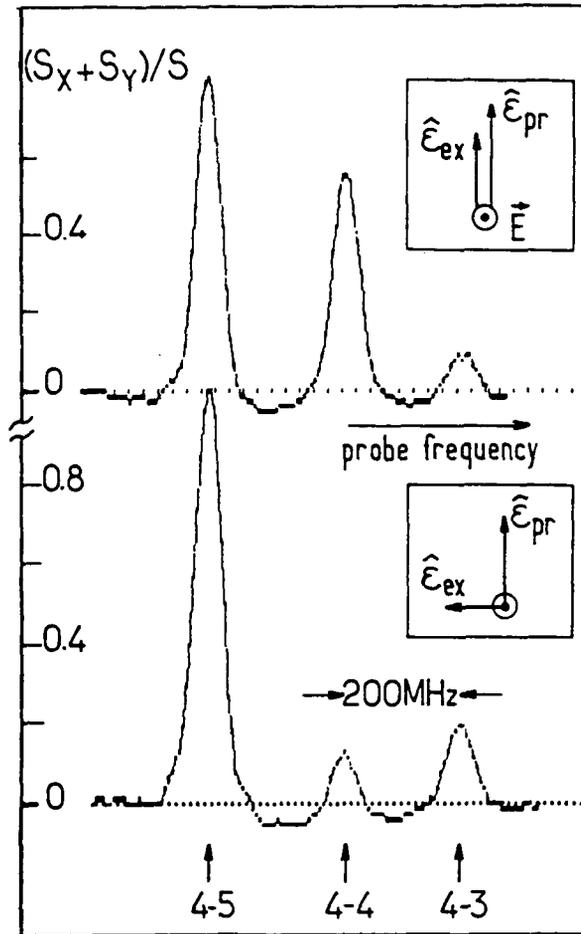


Fig. II-38 : Spectres de l'amplification de la sonde pour les deux configurations ortho et para. On notera la valeur assez importante atteinte mais aussi le petit fond négatif d'absorption. La hauteur de chaque composante varie beaucoup d'une configuration à l'autre ce qui révèle le grand dichroïsme Stark.
 Energie des impulsions vertes ~ 1 mJ.
 Champ électrique ~ 4 kV/cm.
 Densité de césium $\sim 10^{14}$ at/cm³.
 L'intensité sonde correspond à un coefficient de saturation $s \sim 1$.

2) Absorption du faisceau sonde, choix de la densité optimale de césium

L'asymétrie violant la parité (l'angle θ_0^{PV} défini au § II-1) est une fonction décroissante du champ électrique, il n'est donc pas souhaitable de trop augmenter celui-ci. Pour accroître plus encore l'amplification on peut vouloir augmenter la densité de césium. Il s'avère cependant que cette façon d'agir sur le pouvoir d'amplification de la vapeur n'est pas aussi efficace qu'on aurait pu l'espérer à cause de l'apparition d'une forte densité d'atomes excités dans $6P_{3/2}$ qui absorbent le faisceau sonde, effet que nous avons déjà rencontré en champ transverse. Nous avons cherché à mieux comprendre l'origine de cet effet en dépit de son caractère assez annexe parce qu'il implique pour la réalisation des mesures de violation de la parité un optimum de la densité de vapeur de césium qu'il importe de connaître et qui du reste est lui-même fonction d'autres paramètres de l'expérience (intensité d'excitation, valeur du champ E , etc...).

a) Caractéristiques concernant la population excitée dans $6P_{3/2}$

L'étude de la fluorescence inhibée avait montré que les atomes qui se désexcitent depuis l'état $7S$ produisent dans l'état $6P_{3/2}$ une population de grande durée de vie et de largeur Doppler, nous avons vu que celle-ci était due à la désexcitation de $7S$ vers $6P_{3/2}$ qui se trouve être un niveau de résonance. Ici il ne s'agit pas du même phénomène car grâce à l'interrupteur optique celui-ci joue désormais un rôle négligeable. La population dans $6P_{3/2}$ qui se manifeste de façon gênante par l'absorption du faisceau sonde dès l'établissement de celui-ci est en fait très certainement produite au moment même de l'excitation. La façon dont elle dépend du champ électrique, de l'impulsion laser et de la densité de césium est assez bien caractérisée :

- La propriété la plus marquée est que l'apparition de la population $6P_{3/2}$ exige la présence simultanée du faisceau exciteur et du champ électrique. La dépendance très marquée dans le champ électrique est indiquée figure II-39 : après une croissance très rapide jusque vers 100 V/cm on observe au contraire une décroissance lente dont rend bien compte une loi en $\frac{1}{\sqrt{E}}$.

- En mettant à profit la forme temporelle de l'impulsion de champ électrique (une montée raide

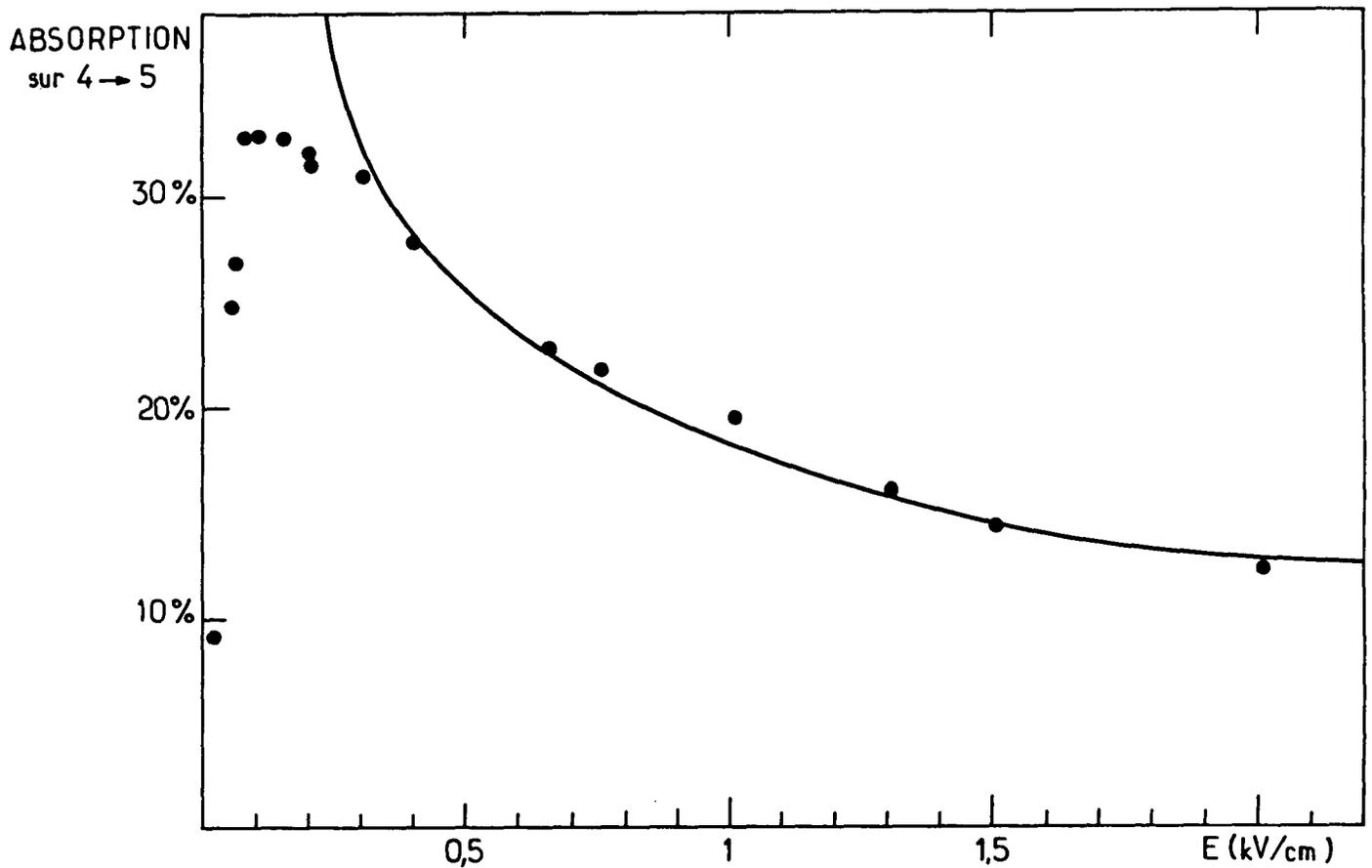


Fig. II-39 : Variation du coefficient d'absorption en fonction de E : après un maximum vers 100 V/cm, l'absorption décroît à peu près comme $E^{-1/2}$ (courbe en trait fin).
 $\mathcal{E}_{vert} \sim 1$ mJ, non-résonnant ; sonde accordée sur $4 \rightarrow 5$.
 $n_{cs} \sim 10^{14}$ at/cm³.

suivie d'une décroissance exponentielle, cf. III-3) nous avons pu vérifier que c'est la valeur instantanée du champ au moment où s'effectue le tir laser qui importe et non pas sa valeur maximale comme ce pourrait être le cas si la cause était liée à une décharge électrique : une impulsion de champ plus grande mais tirée plus tôt donne lieu à la même absorption qu'une impulsion moins haute mais plus tardive pourvu qu'à l'instant du tir laser leurs hauteurs soient égales.

- Bien qu'une décharge brutale ne soit donc pas en cause, on observe, en examinant à l'oscilloscope la forme de l'impulsion haute tension appliquée à la cellule, un léger décrochement coïncidant avec le tir laser qui indique que des électrons ont été produits, rendant ainsi la cellule momentanément conductrice.

- En fonction de la longueur d'onde du laser vert, la production de la population $6P_{3/2}$ apparaît comme un processus non résonnant pour la longueur d'onde d'excitation $6S - 7S$: l'absorption croît régulièrement avec la longueur d'onde quand on fait varier celle-ci de 535 à 545 nm, valeurs extrêmes du domaine exploré. Dans tous les cas le spectre d'absorption, en fonction de la longueur d'onde sonde est identique au profil de largeur Doppler que nous avons enregistré en continu.

- La dépendance de l'absorption en fonction de l'énergie de l'impulsion verte indique quant à elle qu'il s'agit d'un effet quadratique donc sans doute à deux photons verts, auquel s'ajoute peut-être un effet linéaire

(fig. II-40).

- Enfin on constate qu'en fonction de la densité d'atomes de césium, l'absorption semble croître à peu près comme le carré de la densité (Fig. II-41).

b) Tentative d'interprétation

Nous pensons que l'apparition d'une population excitée dans $6P_{3/2}$ peut s'expliquer par le processus suivant qui comporte deux étapes : dans un premier temps le faisceau vert ioniserait, par un mécanisme mettant en jeu deux photons, des molécules Cs_2 , les électrons produits dans cette première étape seraient ensuite, dans un deuxième temps accélérés par le champ électrique et exciteraient par choc le césium vers l'état $6P_{3/2}$.

La photolyse de dimères Cs_2 a été étudiée très complètement par Collins et al. [80] : pour notre longueur d'onde, l'effet le plus intéressant ici est une photodissociation sélective $Cs_2 \rightarrow Cs(5^2D) + Cs(6S)$. L'importance particulière jouée ici par le niveau $5D$ s'explique par le fait que la différence des énergies atomiques des niveaux $7S$ et $5D$ est voisine de l'énergie de liaison de la molécule Cs_2 , cf. fig. II-42. L'état 5^2D a une longue durée de vie et peut donc être ionisé par un deuxième photon de même énergie (l'énergie des photons verts $\sim 18540 \text{ cm}^{-1}$ est en effet supérieure à l'énergie

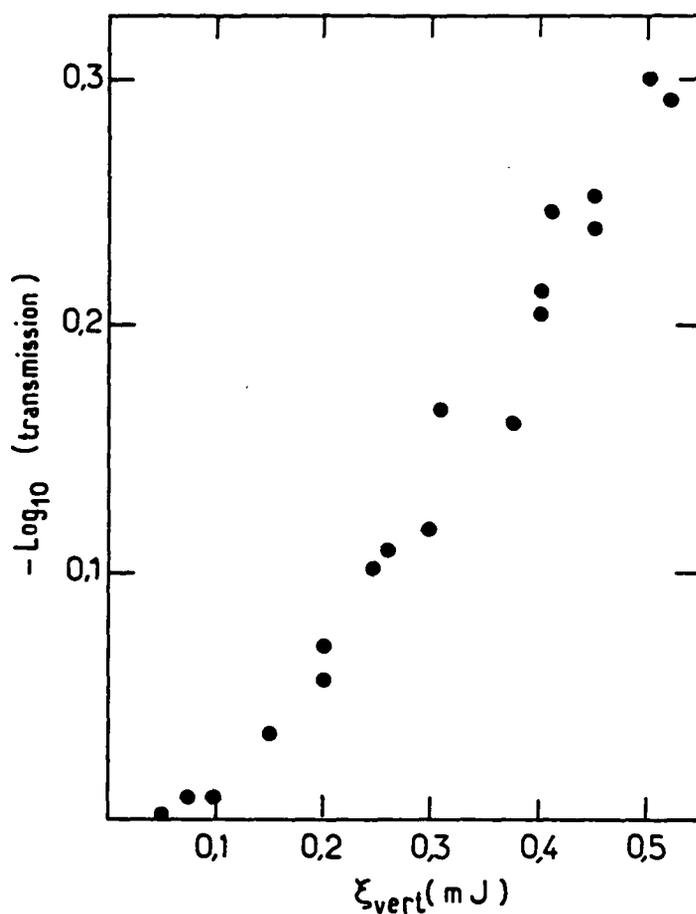


Fig. II-40 : Coefficient d'absorption en fonction de l'énergie des impulsions d'excitation. Le faisceau sonde est accordé à la fréquence de la transition $4 \rightarrow 5$ mais le faisceau vert n'est pas résonnant.
 $E = 100 \text{ V/cm}$.
 $n_{cs} = 10^{14} \text{ at/cm}^3$.
 $n_{sonde} \sim 2 \times 10^7 \text{ ph/pulse}$.

d'ionisation de 5^2D : 16900 cm^{-1}), Collins et son équipe ont d'ailleurs dû mettre au point un protocole expérimental difficile pour réussir à s'affranchir de la contribution de ce deuxième échelon. Le spectre de production de 5^2D qu'ils ont obtenu (fig. II-43) est assez comparable, dans le domaine

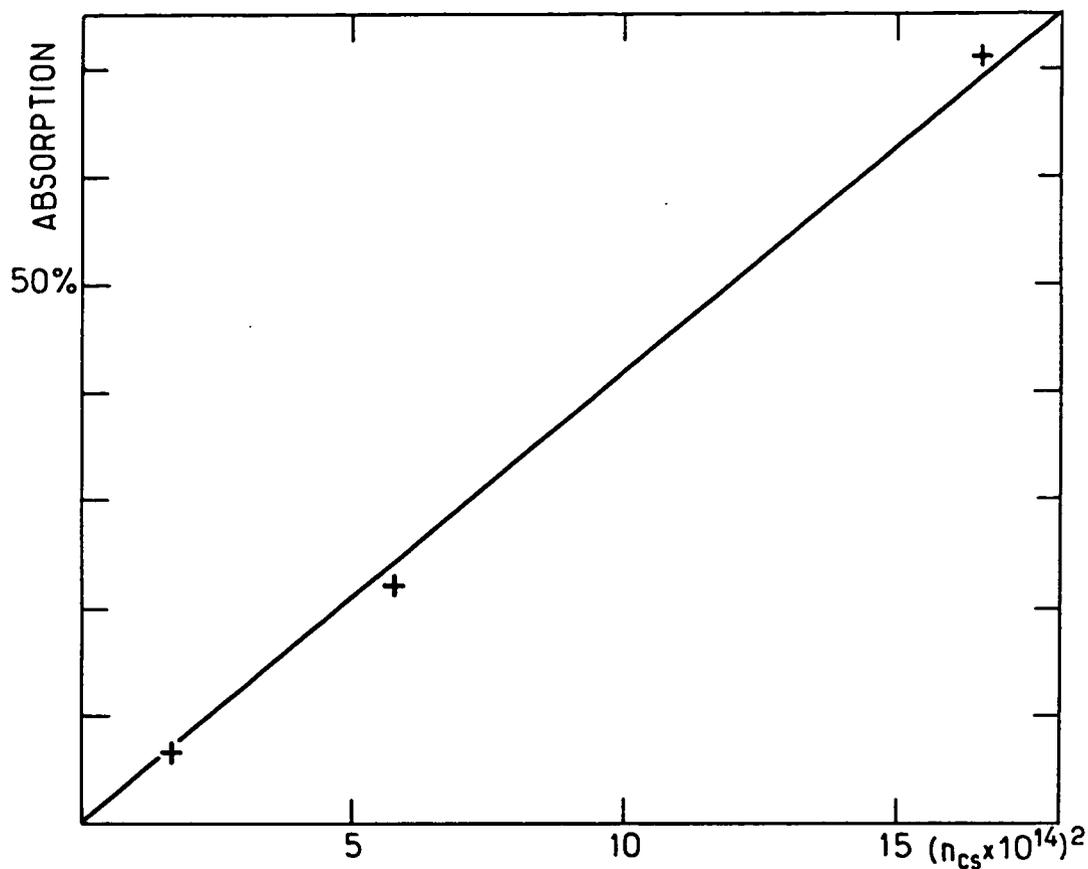


Fig. II-41 : Quasi-linéarité de l'absorption en fonction de $(n_{cs})^2$.
 $\mathcal{E}_{vert} \sim 200 \mu\text{J}$; $E = 560 \text{ V/cm}$.

restreint que nous avons étudié, à celui que nous obtenons pour l'absorption (fig. II-44) (on peut d'ailleurs se dire que si notre interprétation est juste, nous avons bien de la chance d'être si près d'un minimum presque nul). D'autre part cette hypothèse rend bien compte de la variation observée en fonction de la puissance du laser et aussi en fonction de la densité de césium puisqu'il se trouve que la densité de Cs_2 est pratiquement quadratique en n_{cs} . A $n_{cs} = 2 \times 10^{14} \text{ at/cm}^3$, $n_{\text{Cs}_2} = 10^{11} \text{ cm}^3$, c'est-à-dire qu'un atome sur mille est membre d'un dimère Cs_2 ($n_{\text{Cs}_2}/n_{cs} = 5 \times 10^{-4}$).

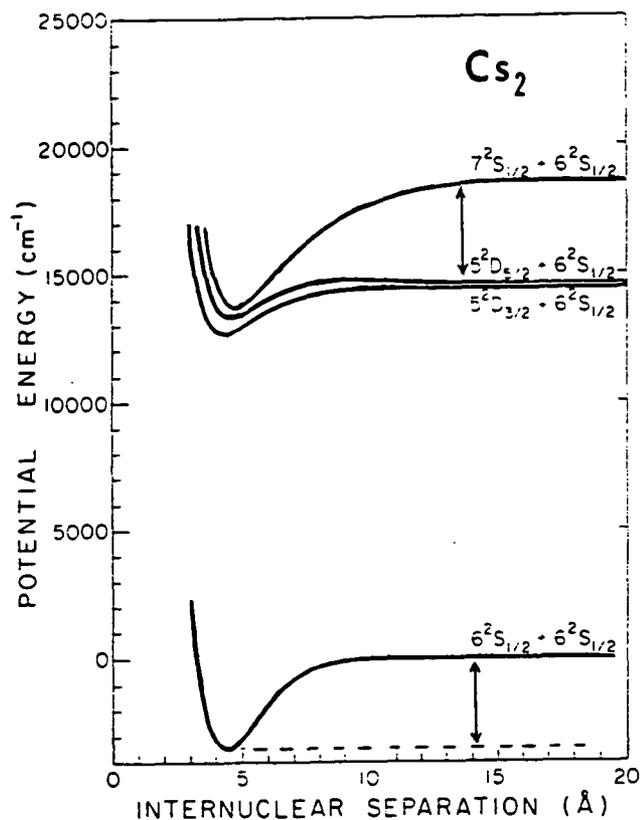


Fig. II-42 : Schéma très simplifié des niveaux de la molécule Cs_2 montrant la quasi-égalité de l'énergie de liaison et de la différence d'énergie des niveaux $7S$ et $5D$. D'après Collins et al. [80].

Les électrons produits par le processus d'ionisation envisagé plus haut n'ont pas assez d'énergie pour exciter le césium de $6S$ à $6P_{3/2}$ ($\sim 1600 \text{ cm}^{-1}$ au lieu de 11736 cm^{-1}). On comprend alors que le champ électrique soit indispensable. On peut estimer à partir de valeurs probables de la section efficace de collision pour des électrons de basse énergie [81] le libre parcours moyen d'un électron dans la vapeur de césium : pour les densité que nous réalisons ($\sim 10^{14} \text{ at/cm}^3$), il est de l'ordre de 1 à 2 mm. Dans ces conditions il suffit d'un champ $\sim 10 \text{ V/cm}$ pour atteindre l'énergie de transition, ceci peut expliquer que sur la figure II-39 on n'observe pratiquement pas de seuil. La décroissance

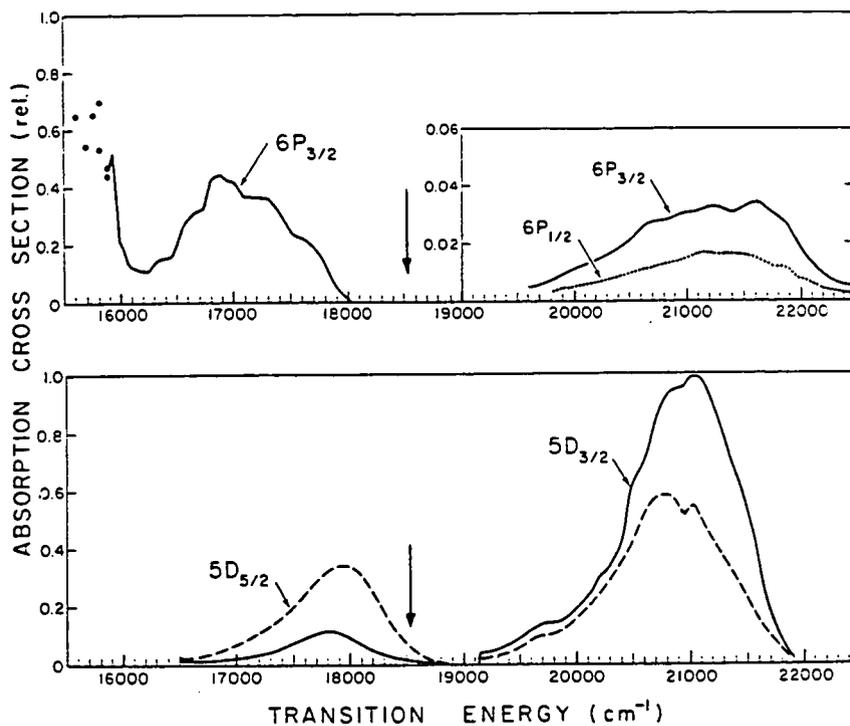


Fig. II-43 : Spectre de production de $5^2D_{3/2}$ et $5^2D_{5/2}$ (en bas) et $6P_{3/2}$ (en haut) obtenu par Collins et al. au voisinage de notre longueur d'onde (repérée par une flèche). On notera en particulier que la production directe de $6P_{3/2}$ ne se produit pas à notre longueur d'onde.

en $\frac{1}{\sqrt{E}}$ peut elle aussi s'expliquer par cette hypothèse : on sait [82] que pour une transition permise le taux d'excitation par choc varie avec l'énergie de l'électron après le choc \mathcal{E} comme

$$\frac{\ln(\mathcal{E}/\Delta\mathcal{E})}{\sqrt{\mathcal{E}}}$$

où $\Delta\mathcal{E}$ est l'énergie de la transition. Pour des valeurs de champ > 100 V/cm, compte tenu de la valeur du libre parcours moyen des électrons, on peut négliger les variations du logarithme et on retrouve une variation en $\frac{1}{\sqrt{E}}$ soit $\frac{1}{\sqrt{E}}$.

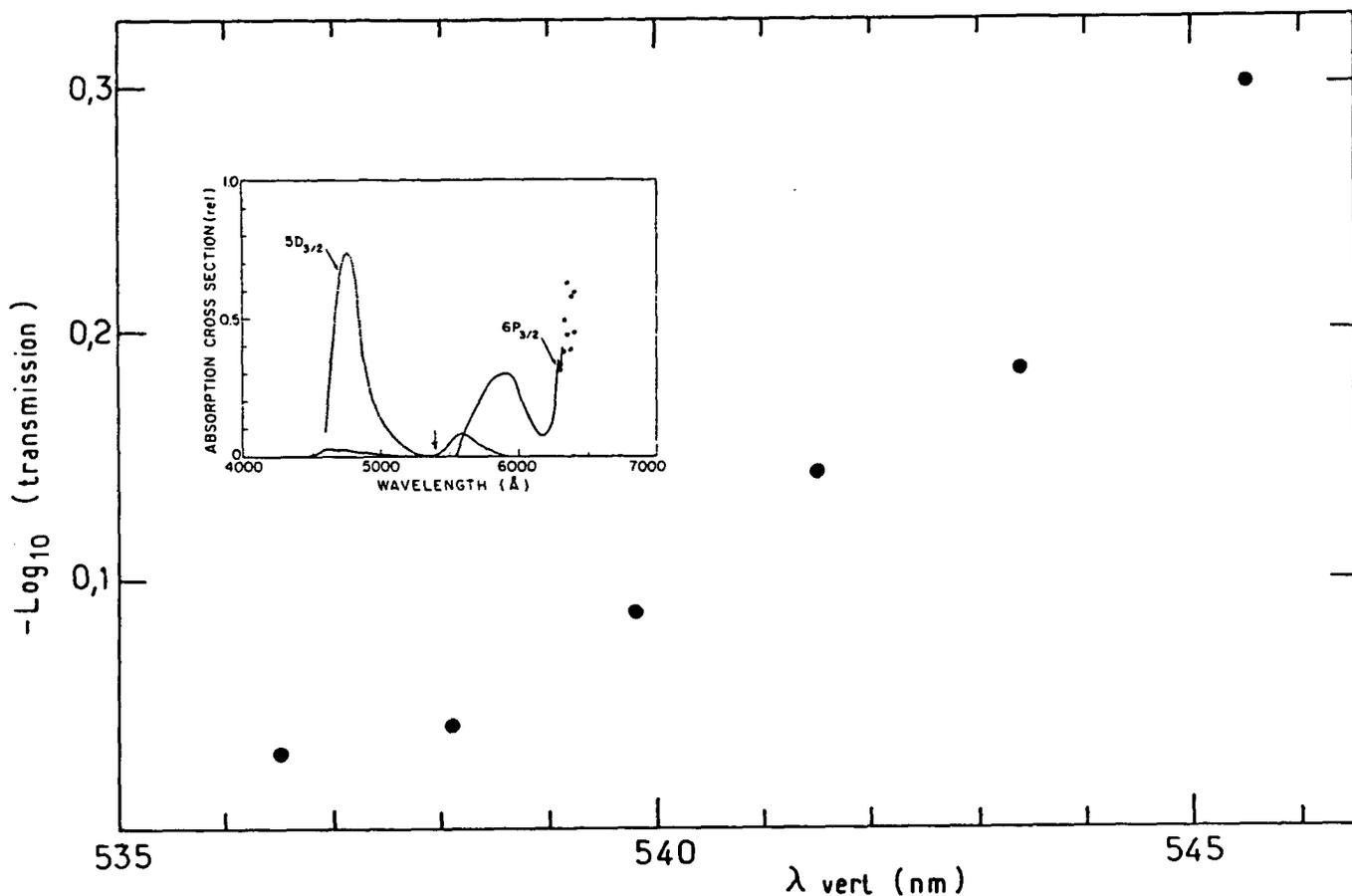


Fig. II-44 : Variation de la densité optique d'absorption avec la longueur d'onde.
 $\mathcal{E}_{\text{vert}} \sim 500 \mu\text{J}$, non-résonant. Sonde accordée sur $4 \rightarrow 5$.
 $n_{\text{Cs}} \sim 10^{14} \text{at/cm}^3$; $E = 650 \text{V/cm}$.
 L'insert est une reproduction du spectre de photolyse de Cs_2 menant à $5D_{3/2}$ et $6P_{3/2}$ obtenu par Collins et al. [80]. La flèche indique notre longueur d'onde.

c) Choix de la densité optimale de césium

Lorsqu'on augmente la pression de césium, on augmente le nombre d'atomes $7S$ produits proportionnellement à la densité mais le nombre d'atomes $6P_{3/2}$ croît plus vite : il est grossièrement

quadratique, au-delà d'une certaine valeur, une augmentation de pression fait décroître l'inversion de population et donc le pouvoir amplificateur de la vapeur.

Notons qu'en pratique ceci n'affecte pas directement le "signal différence" associé au dichroïsme : alors que le spectre d'amplification est nettement déformé sous l'effet de l'absorption, les spectres de dichroïsme ne paraissent pas quant à eux voir leur forme altérée ; cette propriété que nous avons bien mise en évidence au chapitre précédent pour le dichroïsme circulaire et que nous retrouvons ici pour le dichroïsme plan est d'ailleurs une des raisons pour lesquelles la mesure d'une anisotropie angulaire a été préférée à celle d'une population.

Si la forme du spectre de dichroïsme est préservée, il est par contre certain que le rapport signal sur bruit, quant à lui, se trouve dégradé, la limitation par l'absorption du domaine de pression envisageable est donc indirecte : aux trop fortes pressions le signal détecté finit par être trop faible. Un optimum doit être trouvé entre une pression trop basse pour laquelle le nombre d'atomes $7S$ est trop faible et une pression trop haute pour laquelle c'est le nombre d'atomes $6P_{3/2}$ qui est trop grand : en pratique la valeur optimale semble s'établir pour la cellule à champ longitudinal aux alentours de $n_{cs} \simeq 1 \text{ à } 2 \times 10^{14} \text{ at/cm}^{-3}$. Notons que cet optimum dépend de la focalisation du faisceau vert. Il est possible que nous ayons avantage à défocaliser mais expérimentalement l'étude n'a pas encore été faite.

Il est intéressant de remarquer qu'en champ transverse on pouvait se permettre des valeurs plus élevées de la pression. En fait l'interprétation spéculative donnée plus haut donne une explication à cette différence :

Le libre parcours moyen des électrons a été estimé de l'ordre de 2 mm, en présence du champ électrique ils parcourent cette distance en bien moins d'une nanoseconde, pendant le temps que dure l'excitation ils ont donc la possibilité d'exciter un très grand nombre d'atomes. En champ transverse les électrons sortent très vite de la zone "lue" par le faisceau sonde et dans cette zone le nombre d'atomes portés dans $6P_{3/2}$ reste limité. Par contre quand le champ est dirigé le long du faisceau les électrons restent plus longtemps dans la zone d'interaction, leur effet est donc plus gênant.

3) Manifestation de l'alignement Stark

L'alignement Stark a pour effet de modifier le gain de la vapeur suivant que la polarisation de la sonde est parallèle ou perpendiculaire à celle de l'excitation. Comme les coefficients de dichroïsme k_0 sont grands (cf. § II-1), l'effet attendu est important et peut être observé directement sur les spectres d'amplification : on commence par enregistrer un spectre d'amplification en ayant orienté les deux polarisations parallèlement l'une à l'autre (on appellera cette orientation "para") puis on tourne la polarisation sonde de 90° et on enregistre un deuxième spectre dans la configuration "ortho". Il apparaît nettement (fig. II-38) que l'amplification dépend de l'orientation respective des polarisations, on voit aussi que le signe de l'effet change d'une composante à l'autre. On peut aller plus loin et comparer les rapports des coefficients d'amplification avec les valeurs théoriques de k_0 : les signes de variation sont bien ceux attendus, par exemple la composante $4 \rightarrow 4$ est plus grande pour $\hat{\epsilon}_2 // \hat{\epsilon}_1$ que pour $\hat{\epsilon}_2 \perp \hat{\epsilon}_1$, les ordres de grandeurs aussi sont bien ceux qu'on attend, ainsi pour la composante $4 \rightarrow 5$ on attend $1 + k_0 = 1 - 0.143 = 0.857$ pour $\hat{\epsilon}_2 // \hat{\epsilon}_1$ et $1 - k_0 = 1 + 0.143 = 1.143$ pour $\hat{\epsilon}_2 \perp \hat{\epsilon}_1$ soit un rapport $I_{\perp}/I_{//} = 1.33$ approximativement en bon accord avec la valeur observée sur le spectre.

On sait aussi que l'alignement ne peut pas être observable si la structure hyperfine n'est pas résolue, on peut vérifier effectivement que si l'on somme sur chacun des deux spectres la hauteur des trois raies on trouve la même valeur c'est-à-dire que si on ne résolvait pas les trois composantes, le basculement de la polarisation sonde n'aurait aucun effet sur la grandeur de l'amplification.

4) Réalisation de la procédure de calibration et test de la validité de cette méthode

Nous avons vu dans la partie II-1 que la mesure directe du dichroïsme Stark ne pouvait pas servir de calibration précise pour la mesure du dichroïsme électrofaible. Nous avons indiqué qu'au contraire une bonne méthode semblait être de moduler la direction de la polarisation d'excitation $\hat{\epsilon}_1$ d'un petit angle $\pm \theta_F$ autour de la direction permettant la mesure du dichroïsme électrofaible et

d'extraire du signal la partie impaire en θ_F . C'est le bien fondé de cette technique que nous avons vérifié expérimentalement.

a) Le modulateur Faraday et son étalonnage

La modulation de la direction de $\hat{\varepsilon}_1$ est réalisée assez simplement à l'aide d'un modulateur à effet Faraday. Celui-ci est constitué d'un petit barreau (10×5 mm) de TGG, un grenat synthétique de gallium et terbium placé dans un solénoïde. Grâce à la grande constante de Verdet du TGG : $V \simeq 0.7 \text{ min/Oe/cm}$ à 540 nm, un courant de l'ordre d'un ampère dans le modeste solénoïde utilisé doit suffir pour produire les rotations Faraday de quelques milliradians dont nous avons besoin.

La mesure absolue de l'angle électrofaible θ_0^{PV} requiert la connaissance absolue de l'angle Faraday θ_F (cf. II-1), il est donc nécessaire que l'étalonnage de θ_F en fonction du courant envoyé dans le solénoïde soit effectué soigneusement (ce courant est quant à lui facile à mesurer de façon absolue avec une précision bien supérieure à 1% à l'aide d'un multimètre numérique de bonne qualité).

Pendant son étalonnage le modulateur Faraday a été placé entre deux polariseurs (prismes de Glan), un faisceau continu issu du laser à colorant traversant l'ensemble pour être détecté par une photodiode. Comme le barreau de TGG présente une biréfringence notable, il faut l'orienter de telle sorte que la polarisation du faisceau soit parallèle à l'un des axes de biréfringence (la même précaution est nécessaire lors de l'installation du modulateur sur l'expérience). On "décroise" l'analyseur d'un angle θ_0 suffisant pour que l'intensité détectée soit nettement supérieure à l'intensité résiduelle au minimum de transmission due à la biréfringence de TGG, on peut alors dire que $I_0 = k\theta_0^2$ (ici $\theta_0 = 3^\circ \pm 1\%$). Quand on fait passer un courant dans le solénoïde dans un sens puis dans l'autre, le TGG fait tourner la polarisation de $\pm \theta_F$, l'intensité détectée devient alors $I_{\pm} = k(\theta_0 \pm \theta_F)^2$ et l'angle θ_F est donc donné simplement par :

$$\theta_F = \frac{1}{4} \theta_0 \frac{I_+ - I_-}{I_0}$$

Cette mesure est réalisée en modulant le courant dans le solénoïde et en détectant la modulation du courant du photodétecteur avec une détection synchrone. Effectuée pour plusieurs valeurs du courant

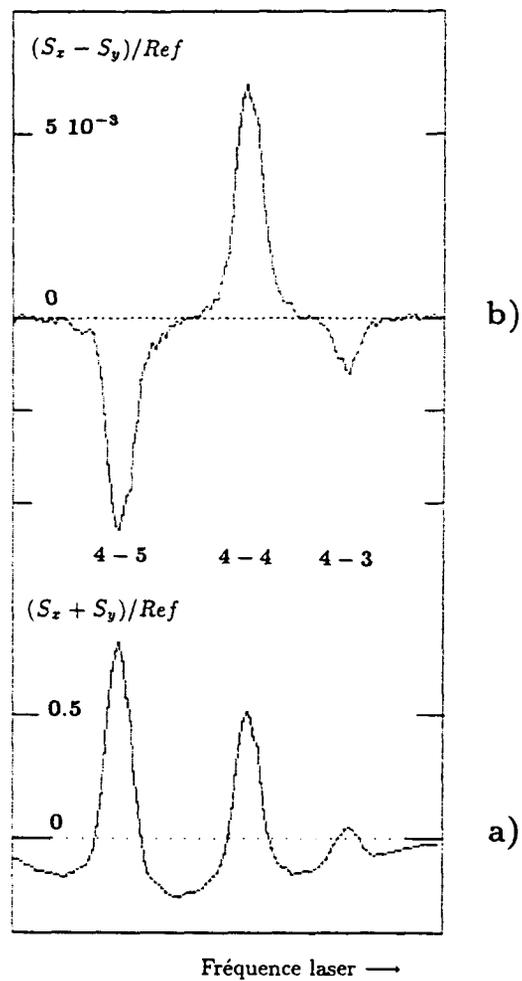


Fig. II-46 : Spectres obtenus avec modulation de l'angle θ_F de ± 11 mrd ($\hat{e}_1 \perp \hat{e}_2$).
 Excitation $3 \rightarrow 4$. $\mathcal{E}_{vert} = 1.1$ mJ ;
 $n_{cs} = 10^{-14}$ at/cm³, $E = 2.5$ kV/cm.
 a) Coefficient d'amplification $\mathcal{A} = (S_x + S_y)/Ref$.
 b) Partie impaire en θ_F du signal différence $(S_x - S_y)/Ref$.

i_F , elle révèle une loi bien linéaire avec un coefficient de proportionnalité $\theta_F/i_F = (5.25 \pm 0.08)$ mrd/A.

b) Obtention d'un spectre impair en θ_F

La géométrie est la même que celle prévue pour mesurer l'angle θ^{pv} : les polarisations \hat{e}_1 et \hat{e}_2 sont à 45° des axes \hat{x} et \hat{y} du polarimètre, soit parallèles entre elles, soit perpendiculaires.

L'alimentation de courant du modulateur Faraday peut inverser le sens du courant et donc l'angle θ_F à la demande de l'ordinateur qui pilote les mesures. Le programme d'enregistrement d'un spectre impair en θ_F acquiert ainsi typiquement 10 mesures de signal différence avec $+\theta_F$ puis 10 mesures avec $-\theta_F$ pour chaque point du spectre. Pour l'affichage du spectre on forme à chaque série de 20 tirs la quantité $\frac{1}{20} \left(\sum_{i=1}^{10} D[i] - \sum_{i=11}^{20} D[i] \right)$ qui est, moyennée, la partie impaire en θ_F du signal différence. Rappelons que le signal différence (cf. § II-3) est obtenu à partir des 4 signaux fournis à chaque "bipulse" pour la paire de photodiodes du polarimètre à deux voies :
$$D[i] = S_x[i] - S_y[i] = (I_{1x}[i] - I_{1y}[i]) - (I_{2x}[i] - I_{2y}[i]).$$

La figure II-46b représente un tel "spectre impair" mesuré avec une orientation para pour $\theta_F = 11$ mrd. Comme prévu ce spectre restitue une petite fraction du dichroïsme Stark. Il est d'ailleurs intéressant de comparer la hauteur des résonances du spectre impair avec celles du spectre d'amplification (fig. II-46a) : tout d'abord on remarque la différence d'échelle : qu'un si petit signal puisse être extrait avec un si peu de bruit est une fois de plus à mettre à l'actif de la méthode différentielle ; on peut ensuite déterminer les rapport R des amplitudes de chaque raie d'un spectre à l'autre : dans le cas linéaire on s'attend (§ II-1) à ce que R soit compris entre $\theta_F \frac{2k_0}{1+k_0}$ (pour les faibles amplifications) et $2\theta_F \frac{2k_0}{1+k_0}$ (pour les amplifications fortes). Par exemple pour la résonance $4 \rightarrow 4$ ($k_0 = 0.478$) pour laquelle l'amplification était forte, on attend 14.2×10^{-3} (avec $\theta_F = 11$ mrd) et on observe 13×10^{-3} . Le spectre a été enregistré dans des conditions de forte amplification et de saturation non négligeable (~ 0.6) et la durée de la détection est telle que le traitement linéaire est certainement insuffisant ; on note ainsi un accord quantitatif approché mais les fluctuations observées quand les conditions expérimentales varient montrent bien l'impossibilité d'utiliser la mesure directe du dichroïsme Stark comme calibration précise, il est important que la méthode retenue ne nécessite pas l'interprétation quantitative détaillée du coefficient de proportionnalité entre R et θ_F .

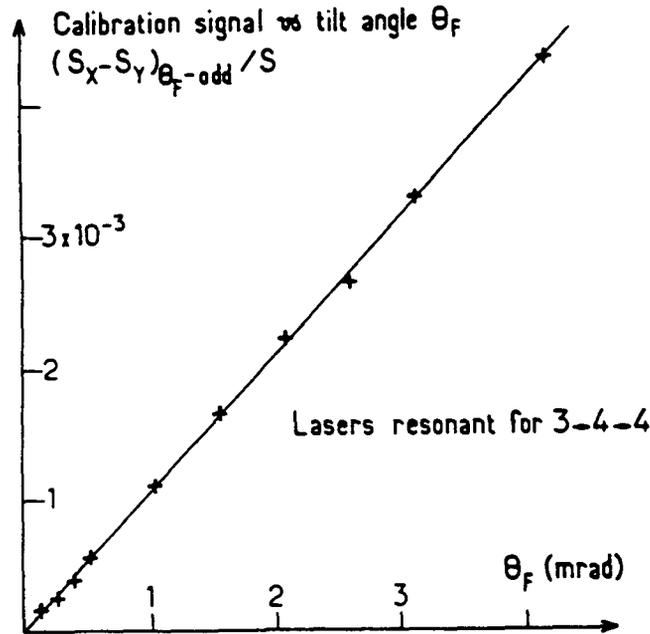


Fig. II-47 : Linéarité du signal de calibration: graphe de R_F en fonction de θ_F montrant leur proportionnalité.
 Excitation: $3 \rightarrow 4$; $\mathcal{E}_{vert} \sim 1$ mJ
 Sonde: $4 \rightarrow 4$; saturation: $s \sim 1$
 $n_{cs} \sim 10^{14}$ at/cm³. $\hat{\epsilon}_1 \perp \hat{\epsilon}_2$
 Amplification $\mathcal{A} \sim 1 \rightarrow$ signal $\sim 10^7$ photoe⁻/impulsion.

c) Validité de la méthode de calibration : proportionnalité entre le signal et θ_F

Une propriété nécessaire pour établir la validité de cette calibration est la proportionnalité, à fréquence sonde fixée au pic d'une résonance, entre le rapport $R = (S_x - S_y)/(S_x + S_y)$ et l'angle θ_F . Ce n'est en effet que si cette condition est satisfaite que l'on pourra valablement affirmer que la quantité $\frac{R \text{ (impaire en E)}}{R \text{ (impaire en } \theta_F)}$, est égale à $\frac{2 Im E_1^{py}}{\beta E} / \theta_F$ (cf. II-1). Pour ce test les conditions expérimentales sont les mêmes que précédemment, à cette différence près que maintenant la fréquence du laser sonde est maintenue constante, asservie sur une résonance atomique (cf. § III-2), c'est au contraire le

courant qu'on fait varier dans le modulateur Faraday. Pour chaque valeur absolue du courant, on alterne des séries de 10 tirs avec le courant dans un sens et 10 tirs avec le courant inversé, on forme ensuite la moyenne de la partie impaire de R : $R_F = \frac{1}{2} (R(+\theta_F) - R(-\theta_F))$. Les résultats sont portés fig. II-47, dans une large gamme le rapport R_F est bien proportionnel à θ_F .

Les mesures ont été effectuées dans des conditions telles que les hypothèses du calcul linéaire ne sont plus valables puisqu'on vide quasiment le niveau $7S$ de sorte que la majorité des atomes excités participe au signal : l'amplification est forte ($\mathcal{A} \sim 1$) et la saturation n'est pas négligeable ($s \sim 1$), ce sont bien d'ailleurs les conditions de fonctionnement qu'il est souhaitable de réaliser pour atteindre une grande sensibilité dans la mesure de θ_0^{PV} . La proportionnalité de R_F et θ_F établie dans de telles conditions est donc une démonstration tout à fait convaincante de la validité de la méthode de calibration.

5) Amplification de l'asymétrie

Le signal de calibration se comporte "optiquement" exactement comme le signal de dichroïsme violant la parité, il est par conséquent particulièrement approprié pour étudier la manière dont les processus non-linéaires (saturation, propagation dans un milieu optiquement épais) affectent l'asymétrie du signal. Aussi est-il intéressant d'étudier les variations de la pente $R(\theta_F)/\theta_F$ quand on modifie la saturation à gain fixé ou bien quand on modifie le gain à saturation fixée.

La variation de R/θ avec la saturation est nettement observable sur la figure II-48. En fait la variation observée est seulement indirectement liée à un effet de saturation : dans les mesures résumées sur la figure on a fait varier l'intensité du faisceau sonde, toutes choses restant égales par ailleurs. Dans ces conditions c'est l'amplification qui par suite de la saturation de la transition sonde passe de valeurs grandes, pour les faibles intensités, à des valeurs bien plus petites quand l'intensité sonde est importante. La pente R/θ qui dépend de l'amplification \mathcal{A} selon une loi analogue à celle établie au § II-1 dans le cas linéaire :

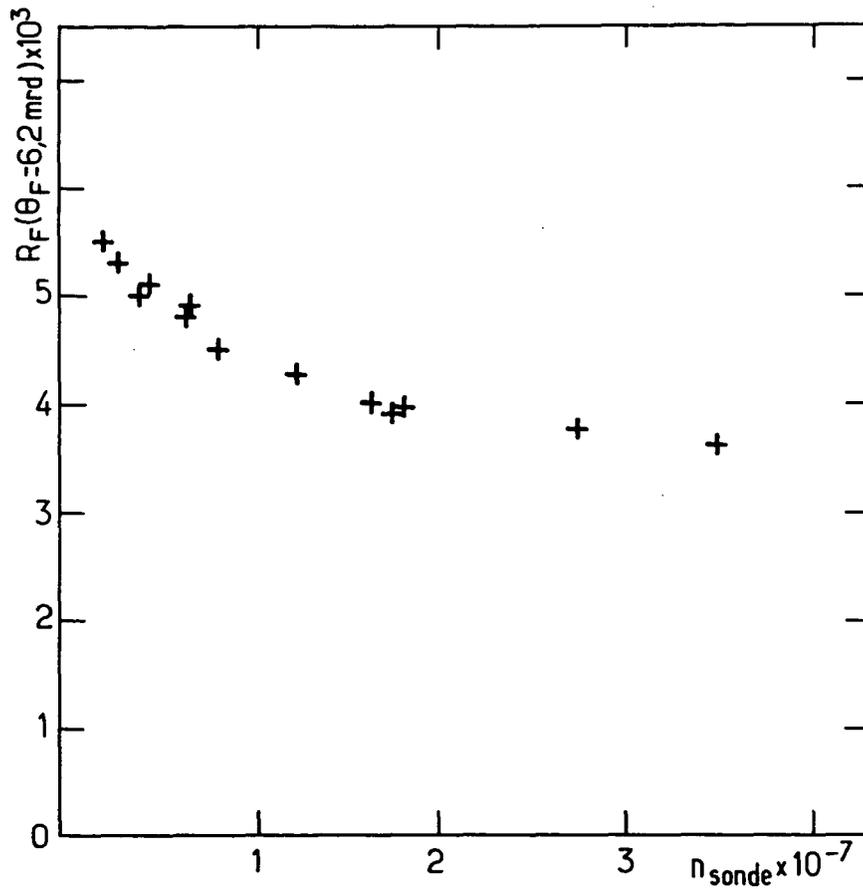


Fig. II-48 : Effet de l'intensité de la sonde : R_F diminue quand la sonde est intense.
 Excitation 3 \rightarrow 4; $\mathcal{E}_{vert} \sim 1 \text{ mJ}$; $E = 1.5 \text{ kV/cm}$; Sonde 4 \rightarrow 5 par $\theta_F \simeq 6.2 \text{ mrd}$;
 $n_{cs} = 10^{14} \text{ at/cm}^3$ ($t^\circ = 136^\circ \text{C}$).
 Configuration "para"

$$R/\theta = \frac{2k_0}{1+k_0} \frac{1+A}{1+A/2} ,$$

varie en conséquence. Dans la gamme explorée la variation atteint presque le facteur 2 maximum qu'on déduit de l'expression précédente : on voit bien toute l'importante qu'il y a à ne pas trop

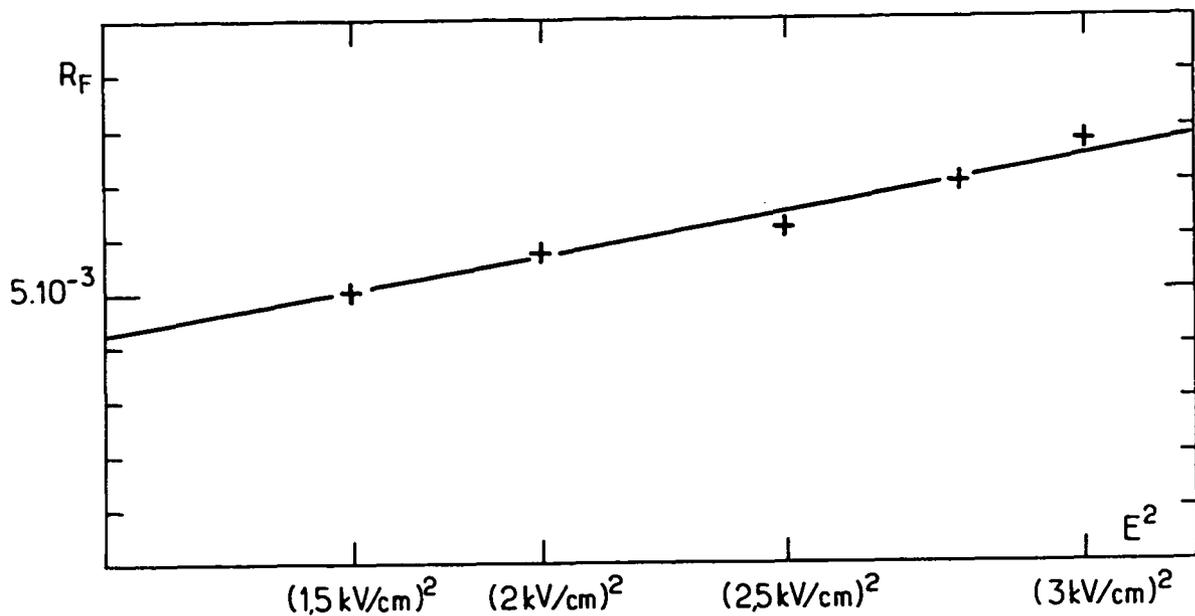


Fig. II-49 : Amplification de l'asymétrie à fort gain : θ_F en fonction de E^2 .
 Excitation $3 \rightarrow 4$; $\mathcal{E}_{vert} \sim 1$ mJ ; Sonde $4 \rightarrow 5$ très peu intense.
 Mêmes autres conditions que pour la fig.II-48.

saturer la transition.

La mise en évidence de l'amplification de l'asymétrie par propagation non-linéaire demande une approche différente et des coefficients d'amplification vraiment grands. A cette fin nous nous sommes placés dans la situation de la superradiance déclenchée, l'intensité sonde est très faible ($s \sim 5\%$) et l'effet précédent intervient beaucoup moins. Nous avons choisi la transition hyperfine la plus intense $4 \rightarrow 5$ et la géométrie para des polarisations excitatrice et sonde pour laquelle l'excitation $6S, F = 3 \rightarrow 7S, F = 4$ conduit à $k_0 < 0$ (cf. Tableau II-1). Sous l'effet de l'anisotropie de la vapeur la polarisation sonde est entraînée vers la direction orthogonale de plus grand gain. Dans ces conditions il apparaît alors effectivement une certaine amplification de l'asymétrie quand on augmente le champ électrique c'est-à-dire quand on fait croître le nombre d'atomes excités et par

conséquent le paramètre du gain (fig. II-49). Il faut toutefois remarquer que si l'on a effectivement notablement gagné sur la grandeur du signal, on a dû pour cela tendre vers la superradiance et que, peut-être par voie de conséquence, le bruit sur le signal de polarisation a aussi augmenté. Toutefois les résultats obtenus à l'heure actuelle sont beaucoup trop préliminaires pour permettre de conclure si la mesure pourra oui ou non être globalement améliorée de cette façon. Cette étude devra être reprise lorsqu'il sera possible de contrôler plus précisément le décalage temporel entre l'établissement des deux faisceaux. Nous n'avons pas prévu de le faire dans le cas où l'ouverture du faisceau sonde anticipe le tir laser, mais c'est une condition à remplir si l'on veut minimiser le bruit de polarisation en superradiance déclenchée.

6) Sensibilité actuelle de l'expérience parité — Perspectives d'amélioration

Les mesures présentées ici donnent une calibration des mesures de l'angle $\theta_0^{P_V}$ de rotation de l'alignement due à l'interférence électrofaible, mais elles donnent aussi accès à la détermination du bruit sur ces mesures. Donc elles nous permettent de déterminer la sensibilité de notre montage, c'est-à-dire l'angle minimal que nous pouvons atteindre dans un temps de mesure donné.

Il est utile de définir un "angle équivalent au bruit" comme on définit pour les amplificateurs et les détecteurs de lumière un NEP ou "Noise Equivalent Power". Par analogie nous l'appelons "NEA", c'est l'angle qui donne un signal égal à la valeur RMS du bruit.

Les mesures se font en l'absence de signal : sans modulation Faraday ($\theta_F = 0$) on mesure R_F , aucun signal ne sort du bruit que le programme d'acquisition détermine simultanément. Soit σ_R l'écart quadratique moyen de R_F , l'angle équivalent au bruit est calculé pour chaque transition en divisant σ_R par la pente R_F/θ_F mesurée auparavant pour cette transition dans des conditions strictement identiques :

$$NEA = \sigma_R \times \frac{\theta_F}{R_F}$$

L'ensemble des résultats (cf. tableau II-2) montre comme on pouvait s'y attendre compte tenu de la grandeur des signaux que le NEA le plus faible est obtenu sur la transition $3 \rightarrow 4 \rightarrow 4$. Dans un champ $E = 1.7 \text{ kV/cm}$ il est de $10^{-4} \text{ rd.s}^{-1/2}$.

transition	config.	amplif.	\mathcal{R}_F/θ_F	NEA _{exp}	NEA _{th}	exp/th
				$(\times 10^{-4} \text{ rd.s}^{-1/2})$		
4 → 5		1.7	-0.60	4.2	0.70	6.00
	⊥	1.9	-0.38	5.3	1.00	5.30
4 → 4		1.0	1.10	1.0	0.56	1.77
	⊥	0.6	2.90	1.7	0.35	4.90
4 → 3		transition trop faible, non utilisée				
	⊥	0.9	-0.65	3.7	1.10	3.40

Tableau II-2 Comparaison des valeurs d'angle équivalent au bruit, d'une part mesurées et d'autre part déduites du bruit de photons théorique.

On peut se demander si cette valeur diffère significativement de celle correspondant au seul bruit de photons. Pour estimer celle-ci on peut faire l'hypothèse raisonnable que les quatre mesures constituant un bipulse sont statistiquement indépendantes (en ce qui concerne le bruit de photons) et que chacune d'elles obéit à une statistique de Poisson c'est-à-dire que si \bar{n} est la moyenne du nombre de photoélectrons correspondant à un des signaux sa fluctuation est $\sqrt{\bar{n}}$. Une mesure individuelle de \mathcal{R}_F fait intervenir deux bipulses :

$$R_F = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{(n_{1x} - n_{2x}) - (n_{1y} - n_{2y})}{(n_{1x} - n_{2x}) + (n_{1y} - n_{2y})} \right]_{(\theta=+\theta_F)} - \left[\frac{(n_{1x} - n_{2x}) - (n_{1y} - n_{2y})}{(n_{1x} - n_{2x}) + (n_{1y} - n_{2y})} \right]_{(\theta=-\theta_F)} \right\}$$

où $n_{i\alpha}$ est le nombre de photoélectrons dans la voie α (x ou y) au pulse i (1 ou 2) du bipulse.

Appelons $\sigma_{i\alpha}^2$ la variance correspondante, on calcule facilement celle de R_F :

$$\begin{aligned} \sigma_R^2 &= 2 \times \sum_{n_{i\alpha}} \left(\frac{\partial R}{\partial n_{i\alpha}} \right)^2 \sigma_{i\alpha}^2 \\ &= 2 \times \frac{(n_{1y} - n_{2y})^2 - (\sigma_{1x}^2 + \sigma_{2x}^2) + (n_{1x} - n_{2x})^2 (\sigma_{1y}^2 + \sigma_{2y}^2)}{(n_{1x} - n_{2x} + n_{1y} - n_{2y})^4} \end{aligned}$$

Comme le polarimètre est quasiment équilibré :

$$n_{1x} - n_{2x} + n_{1y} - n_{2y} = \mathcal{A} n ; \quad \text{nombre de photons ajouté par la vapeur}$$

$$n_{1x} - n_{2x} = n_{1y} - n_{2y} = \frac{1}{2} \mathcal{A} n ; \quad \text{la moitié dans chaque voie}$$

et les variances sont :

$$\begin{aligned} \sigma_{1x}^2 &= \sigma_{1y}^2 = \frac{1}{2} (1 + \mathcal{A}) n \\ \sigma_{2x}^2 &= \sigma_{2y}^2 = \frac{1}{2} n \end{aligned}$$

Dans ces expressions \mathcal{A} est le coefficient d'amplification et n le nombre de photons dans l'impulsion sonde. On trouve alors :

$$\sigma_R = \frac{1}{\sqrt{2n}} \times \frac{\sqrt{2 + \mathcal{A}}}{\mathcal{A}}$$

la valeur du NEA théorique qu'on en déduit pour chaque transition est indiquée dans le tableau II-2 à côté de la valeur expérimentale ainsi que le rapport des deux.

Remarque

La variance sur R_0 (mesuré au second pulse seul) est expérimentalement très proche du bruit de photon. Si bien que σ_R/σ_{R_0} permet d'estimer la contribution du bruit non-statistique ramené par le signal. C'est une vérification pratique très utile.

La comparaison faite sur le tableau II-2 montre la grande efficacité de la réjection du bruit commun que nous réalisons : dans le pire des cas la valeur expérimentale n'est que 6 fois supérieure à la valeur théorique. S'agissant de mesures faites en régime pulsé, un tel résultat était loin d'être évident. Il faut noter que si \mathcal{A} était proportionnelle au paramètre de gain, c'est-à-dire à E^2 la relation ci-dessus indiquerait que σ_R serait inversement proportionnelle à E dès que l'amplification dépasserait 2 et donc le rapport signal sur bruit pour l'asymétrie PV deviendrait indépendant de E comme dans une expérience de fluorescence. A cause des effets non-linéaires la valeur optimale de E est en fait difficile à prédire.

Pour la valeur du champ utilisée dans ces mesures, l'angle θ_0^{PV} que nous aurions à mesurer est de l'ordre du microradian. Or, dans le meilleur des cas, c'est-à-dire sur la transition $3 \rightarrow 4 \rightarrow 4$ l'angle équivalent au bruit était 10^{-4} rd au bout d'une seconde d'intégration, on en déduit qu'une précision de un écart standard serait atteinte en 10^4 secondes. C'est déjà un peu mieux que ce qui avait été réalisé dans l'expérience parité initiale, mais alors que celle-ci approchait le maximum de ses possibilités, nous espérons ici améliorer encore nettement les choses. On pense tout de suite à essayer de s'approcher davantage du bruit de photons : nous avons tout lieu de croire qu'une partie au moins de l'excès de bruit est due au jitter des lasers qui joue par l'intermédiaire d'un défaut de biréfringence de l'optique (cf. plus loin § II-4-7), effet particulièrement marqué d'ailleurs pour la transition $3 \rightarrow 4 \rightarrow 5$ dont le NEA expérimental s'éloigne le plus de la valeur théorique. On devrait pouvoir gagner en rapport signal sur bruit en s'attaquant aux deux causes de cet effet, jitter et biréfringence. Cet effet peut être une source de bruit indépendante de \mathcal{A} et masquer la diminution attendue du NEA quand \mathcal{A} augmente ; ceci explique peut-être que comme cela a été constaté la valeur expérimentale du NEA diminue moins que la prédiction théorique aux fortes amplifications. En fait les résultats réunis dans le tableau II-2 sont relativement anciens (Mars 1989), un important travail de réduction du jitter a été réalisé depuis dans l'équipe et la compensation des biréfringences peut maintenant être effectuée avec un compensateur de Babinet-Soleil-Bravais. A brève échéance il devrait être possible de reprendre dans des conditions meilleures la comparaison du bruit au bruit

de photons sur les diverses composantes hyperfines.

La seule façon vraiment efficace de gagner un gros facteur sur le bruit est cependant d'augmenter l'énergie des impulsions d'excitation, c'est ce qui est actuellement prévu avec l'acquisition d'un système d'amplification capable de nous délivrer des impulsions d'énergie presque dix fois plus grande et un taux de répétition dix fois plus élevé. Le gain sur la cadence de répétition se traduit immédiatement par un gain de précision statistique. Quant au gain en énergie on peut l'utiliser a priori de deux façons : ou bien on pourra augmenter à champ électrique égal le nombre d'atomes excités dans $7S$ et donc l'amplification \mathcal{A} de façon à diminuer le bruit de photons σ_R , ou alors, et c'est a priori bien préférable, on pourra diminuer le champ électrique de manière à revenir à une amplification comparable mais avec une rotation $\theta_0^{pv} = Im E_1^{pv} / \beta E$ à mesurer nettement plus grande. Ceci présentera le double avantage d'améliorer le rapport signal sur bruit mais aussi de diminuer le risque des effets systématiques.

7) Un exemple de défaut : une hélicité parasite du faisceau vert

On sait bien que l'un des aspects importants d'une mesure de violation de la parité consiste en la recherche des défauts du montage : puisqu'il s'agit de déceler une petite asymétrie dans les résultats d'une mesure, il est crucial de pouvoir s'assurer que l'asymétrie mesurée n'est pas l'image d'une asymétrie accidentelle du montage expérimental. La "chasse aux effets systématiques" comme l'avait appelée Jocelyne Guéna dans sa thèse [26] n'est pas encore vraiment commencée, elle ne pourra l'être que lorsque le renversement du champ électrique sera installé. Cependant il est possible dès maintenant de s'attaquer à des défauts moins subtils, qui ne constituent pas en eux-mêmes une source d'erreurs (leur signature n'est pas celle de l'effet cherché puisqu'on les voit déjà en champ alterné), mais qui peuvent contribuer à engendrer des effets systématiques lorsqu'ils se combinent à d'autres défauts ou qui compliquent l'interprétation des mesures et rajoutent éventuellement du bruit. Nombreux sont ces défauts potentiels, ils ont été étudiés et corrigés dans la mesure du possible mais leur discussion exhaustive n'a pas sa place ici, nous allons nous contenter d'examiner l'un d'eux

parce que nous l'avons déjà mentionné : il s'agit de l'effet d'une (petite) hélicité parasite du faisceau d'excitation.

Une petite hélicité du faisceau vert est engendrée par la biréfringence de l'optique en aval du prisme de Glan qui en principe impose une polarisation linéaire. Les causes de biréfringences sont le miroir dichroïque, la fenêtre de la cellule et surtout le barreau de TGG du modulateur Faraday. L'hélicité du faisceau d'excitation provoque l'apparition dans l'état excité $7S$, en plus de l'alignement associé à la polarisation linéaire, d'une orientation tout à fait similaire à celle que nous avons étudiée en champ transverse.

Nous avons vu dans la partie II-3 qu'à cause de cette orientation la vapeur de césium présente pour le faisceau sonde un dichroïsme circulaire et un pouvoir rotatoire. Tel qu'il est employé ici, le polarimètre n'est pas sensible au dichroïsme circulaire atomique, par contre le pouvoir rotatoire atomique donne un signal qu'avec le polarimètre on ne peut distinguer du dichroïsme plan dû à l'alignement Stark que par basculement de $\pi/2$ de la polarisation sonde. Le pouvoir rotatoire atomique étant un effet purement dispersif, il s'annule à résonance, là où le dichroïsme Stark est maximum. Il est de fait qu'un examen attentif du spectre de la partie paire en θ_F du dichroïsme, que l'on attendrait nul en configuration parité, révèle l'existence d'un petit signal ayant une forme de courbe de dispersion (figure II-50-a). Il est très facile de grossir artificiellement le défaut d'hélicité du faisceau vert en insérant une lame quart d'onde sur son trajet avant la cellule (fig. II-50-b). L'hélicité du faisceau devient alors égale à 1 et par comparaison avec le grand signal obtenu, la grandeur du signal sans lame quart d'onde donne la grandeur du défaut de biréfringence de l'optique qui se trouve être de l'ordre de 0.5 à 2×10^{-2} rd. Bien que relativement grande cette valeur n'est pas surprenante en l'absence de tout effort de compensation.

Le signal associé à ce défaut s'annule à résonance, de plus, contrairement au signal de dichroïsme électrofaible, c'est un pouvoir rotatoire (dont le comportement est différent dans le basculement de la polarisation sonde) et il est pair en E . Donc nous ne craignons pas qu'il fausse les mesures de θ_0^{pv} . Cependant on conçoit facilement que les fluctuations de fréquence des lasers, qui n'influent pratiquement pas sur le signal de dichroïsme puisqu'il est maximum à résonance, entraînent par contre une fluctuation de pulse à pulse du signal parasite de pouvoir rotatoire et donc rajoute du bruit à la mesure du dichroïsme proportionnellement à la pente du signal de dispersion :

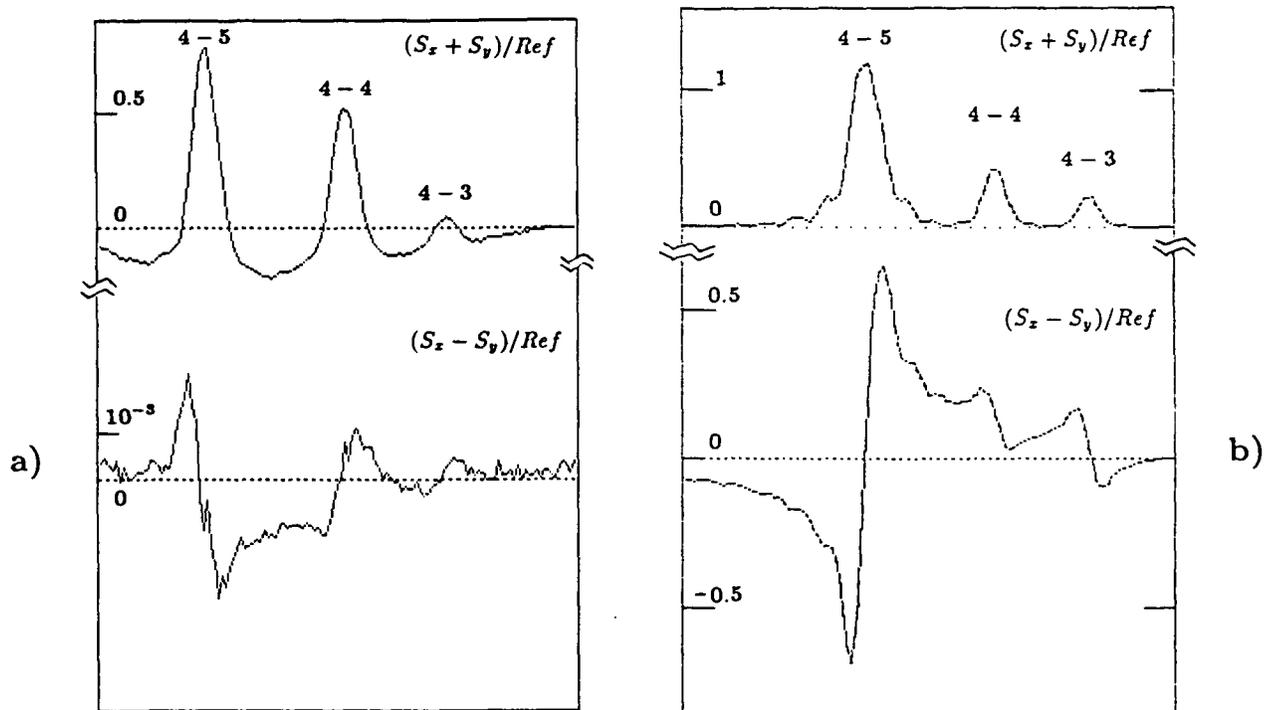


Fig. II-50 : Spectre de la partie paire en θ_F du signal différence $(S_x - S_y)/Ref$.

a) Signal en forme de dispersion causé par un défaut de biréfringence.

b) Défaut exagéré artificiellement par une lame $\lambda/4$ placée sur le faisceau vert.

Cet effet est exploité en vue d'asservir par programme la fréquence du laser vert.

$$\text{bruit} = \text{jitter} \times \text{pente}$$

où la pente est

$$\text{pente} = \frac{\text{amplitude relative du signal de dispersion}}{\text{largeur de la résonance}} = \frac{0.5 \times 10^{-2}}{50 \text{ MHz}} = 10^{-4} \text{ MHz}$$

l'angle équivalent au bruit est

$$\text{NEA} = \text{jitter} \times \text{pente} \times \theta_F/R_F$$

On trouve alors que le jitter qui correspond à un NEA égal à $10^{-4} \text{ rd.s}^{-1/2}$ pour la transition $3 \rightarrow 4 \rightarrow 4$ en configuration para est environ 3.5 MHz, à peu près la grandeur réelle du jitter au moment des mesures et il est donc très probable qu'une bonne part du bruit observé (tableau II-2) à cette époque était due à ce défaut.

C'est pour diminuer son effet que nous avons entrepris de réduire le jitter des lasers et de diminuer la biréfringence de l'optique avec un compensateur de Babinet-Soleil-Bravais.

8) Conclusion

L'expérience proprement dite de mesure de l'alignement électrofaible n'est pas encore entamée, comme nous l'avons dit au début de ce chapitre elle ne pouvait pas l'être avec cette cellule, cependant les résultats acquis nous rapprochent beaucoup de notre but :

- En champ électrique longitudinal nous avons obtenu des amplifications qui dépassaient 100%.
- Nous avons mis en évidence le dichroïsme Stark de la vapeur ce qui nécessitait une résolution sub-Doppler, pas évidente à atteindre en pulsé. Enfin au terme de cette étape décisive, nous pouvons affirmer que deux importantes difficultés, inhérentes à notre projet, ont d'ores et déjà été surmontées :
 - Nous savons effectuer des mesures de dichroïsme atomique calibrées de façon absolue dans des conditions tout à fait similaires à celles des mesures à venir de violation de la parité. L'obtention d'un grand signal se trouve être indissociable de l'existence de fortes non-linéarités et il serait vain de tenter de réduire celles-ci. Notre méthode de calibration présente la qualité indispensable d'être utilisable sans problème dans ces conditions a priori difficiles ;
 - alors que les expériences utilisant des lasers pulsés sont réputées bruyantes, nos mesures d'asymétries, grâce à l'emploi d'une technique de polarimétrie différentielle, sont réalisées à un niveau de bruit qui s'approche du bruit de photons. Soulignons que ce résultat est de plus obtenu sur des

signaux optiques inhabituellement grands.

L'expérience qui au départ pouvait apparaître un peu comme un pari semble donc désormais véritablement réaliste.

COMPLEMENT II-A

L'objet de ce complément est la présentation explicite des calculs d'une part de la matrice densité, de la population, de l'orientation et l'alignement de $7S$ et d'autre part de la matrice de gain g et des coefficients K , k_0 et k_1 qui y interviennent.

Le modèle et les notations utilisées sont pour l'essentiel ceux de la thèse de Michel Lintz [60] (voir aussi [61]).

1) Matrice densité de $7S$, population, orientation et alignement

a) Matrice densité de $6S_{1/2}$

En l'absence de tout laser, le césium est entièrement dans l'état $6S_{1/2}$. La restriction à un niveau F_i de la matrice densité est donnée par la distribution de Maxwell :

$$\begin{aligned}\rho_{6F_i}(\nu) &= \mathbb{P}_{6F_i} \rho(\nu) \mathbb{P}_{6F_i} \\ &= \frac{n_{cs}}{2(2I+1)} \frac{1}{\Omega_D \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\nu^2}{2\Omega_D^2}}\end{aligned}\tag{A.1}$$

On a introduit la notation $\mathbb{P}_{\alpha F}$ pour le projecteur dans le sous-espace des états limité au niveau αF ; ν est le décalage Doppler de l'atome dans la direction des lasers et Ω_D est la largeur Doppler de la transition $6S - 7S$:

$$\nu = \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{k}}_\ell \quad (A.2)$$

$$\Omega_D = \omega_{67} \sqrt{\frac{kT}{m_{cs}c^2}} \quad (A.3)$$

$2(2I + 1)$ est le facteur de dégénérescence total du niveau $6S_{1/2}$ ($I = 7/2$ est le spin du noyau du césium).

La transition $6S - 7S$ étant tellement interdite, ρ_{6F_i} reste inchangée en présence du laser d'excitation.

b) Excitation $6S - 7S$

L'excitation par le laser vert est représentée par un Hamiltonien dipolaire électrique qui en représentation d'interaction s'écrit :

$$H = - e^{iH_0t/\hbar} \vec{\mathcal{D}} \cdot \vec{\mathcal{E}} e^{-iH_0t/\hbar} \quad (A.4)$$

où $\vec{\mathcal{D}}$ est l'opérateur dipolaire électrique de l'atome, H_0 le Hamiltonien non perturbé de l'atome, $\vec{\mathcal{E}}$ le champ électrique de l'onde laser :

$$\vec{\mathcal{E}} = \frac{1}{2} \mathcal{E} \{ \hat{\mathbf{e}}_1 e^{-i\omega t} + \hat{\mathbf{e}}_1^* e^{i\omega t} \} \quad (A.5)$$

La matrice densité des atomes de césium suit alors l'équation de Schrödinger :

$$\dot{\rho} = - \frac{i}{\hbar} [H, \rho] \quad (A.6)$$

qui s'écrit au 1^{er} ordre de perturbation et en ne retenant que les termes qui oscillent lentement (approximation séculaire) :

$$\begin{aligned} \dot{\rho}(\nu) = \frac{i}{\hbar} \frac{\mathcal{E}}{2} \sum_{F, F_i} \left\{ \mathbb{P}_{7F} \vec{D} \cdot \hat{\epsilon}_1 \mathbb{P}_{6F_i} \rho(\nu) e^{i(\omega_{67} - \omega_l - \nu)t} + \mathbb{P}_{6F_i} \vec{D} \cdot \hat{\epsilon}_1^* \mathbb{P}_{7F} \rho(\nu) e^{-i(\omega_{67} - \omega_l - \nu)t} \right. \\ \left. - \rho(\nu) \mathbb{P}_{7F} \vec{D} \cdot \hat{\epsilon}_1 \mathbb{P}_{6F_i} e^{i(\omega_{67} - \omega_l - \nu)t} - \rho(\nu) \mathbb{P}_{6F_i} \vec{D} \cdot \hat{\epsilon}_1^* \mathbb{P}_{7F} e^{-i(\omega_{67} - \omega_l - \nu)t} \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

c) Matrice de transition

Le calcul de $\rho_{7F}(\nu) = \mathbb{P}_{7F} \rho(\nu) \mathbb{P}_{7F}$ dans le cas d'une impulsion laser dont la largeur spectrale (limitée par la transformée de Fourier) est grande devant la largeur naturelle et petite devant la largeur Doppler est alors sans problème, on obtient :

$$\begin{aligned} \rho_{7F}(\nu) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{67}}{\epsilon_0 c \hbar} \frac{n_{ph}}{S_{ph}} \frac{n_{cs}}{\Omega_D} e^{-\frac{(\omega_{67} - \omega_l)^2}{2\Omega_D^2}} f(\nu - \omega_{67} + \omega_l) \frac{1}{2(2I + 1)} \times \\ \times \mathbb{P}_{7F} \vec{D} \cdot \hat{\epsilon}_1 \mathbb{P}_{6F_i} \vec{D} \cdot \hat{\epsilon}_1^* \mathbb{P}_{7F} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Dans cette expression $f(\nu)$ est la densité spectrale normalisée de l'impulsion laser, c'est une fonction étroite centrée en $\nu = 0$ qu'on pourra assimiler à une fonction delta. n_{ph} est le nombre de photons de l'impulsion laser et S_{ph} la section du faisceau.

Reste à évaluer l'expression

$$\mathbb{P}_{7F} \vec{D} \cdot \hat{\epsilon}_1 \mathbb{P}_{6F_i} \vec{D} \cdot \hat{\epsilon}_1^* \mathbb{P}_{7F} \quad (\text{A.9})$$

On peut montrer [11] qu'elle peut être mise sous la forme :

$$\mathbb{P}_F \tau \mathbb{P}_{F_i} \tau^\dagger \mathbb{P}_F \quad (\text{A.10})$$

où τ est la matrice effective de transition qui cette fois agit uniquement sur le spin. \mathbb{P}_F et \mathbb{P}_{F_i} sont les projecteurs sur les sous espaces $F = 3$ ou 4 .

La forme explicite de τ est celle donnée au § II-1 :

$$\tau = a + \mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (\text{A.11})$$

$$a = \alpha \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{e}}_1 \quad (\text{A.12})$$

$$\begin{aligned} \mathbf{b} = & (i\beta \mathbf{E} - M_1 \hat{\mathbf{k}}) \times \hat{\mathbf{e}}_1 \\ & + i \text{Im} E_1^{\text{pv}} \hat{\mathbf{e}}_1 \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Dans le cas qui nous intéresse plus spécialement ici, et auquel nous nous restreindrons désormais, d'un champ longitudinal, τ se simplifie :

$$\tau = \mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (\text{A.14})$$

avec

$$\mathbf{b} = (i\beta E - M_1) \hat{\mathbf{y}} + i \text{Im} E_1^{\text{pv}} \hat{\mathbf{x}} \quad (\text{A.15})$$

en posant $\hat{\mathbf{e}}_1 = \hat{\mathbf{x}}$ (polarisation linéaire) et $\hat{\mathbf{k}} = \hat{\mathbf{z}}$. Remarquons dès maintenant (ça servira) que

$$\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^* = M_1^2 + \beta^2 E^2 \quad (\text{A.16})$$

et

$$\mathbf{b} \times \mathbf{b}^* = -2i M_1 \text{Im} E_1^{\text{pv}} \hat{\mathbf{k}} \quad (\text{A.17})$$

(on néglige le terme $(\text{Im} E_1^{\text{pv}})^2$ qui est minuscule).

d) matrice densité $7S_{1/2}, F$

Réécrivons $\rho_{\gamma F}$ sous la forme

$$\rho_{\gamma F} = n_{cs} \frac{\sigma^0}{2(2I+1)} \mathbb{P}_{F\tau} \mathbb{P}_{F_i\tau^\dagger} \mathbb{P}_F \quad (\text{A.18})$$

Il faut calculer explicitement l'expression de $\mathbb{P}_F \tau \mathbb{P}_{F_i} \tau^\dagger \mathbb{P}_F$. Deux cas sont désormais à distinguer car les expressions obtenues sont différentes : soit $F_i = F : \Delta F = 0$; soit $F_i \neq F : \Delta F = \pm 1$.

i) Cas $\Delta F = 0$

$$\begin{aligned} \rho_{\tau F} &= n_{cs} \frac{\sigma^0}{2(2I+1)} \mathbb{P}_F \tau \mathbb{P}_F \tau^\dagger \mathbb{P}_F \\ &= n_{cs} \frac{\sigma^0}{2(2I+1)} \mathbb{P}_F \mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma} \mathbb{P}_F \mathbf{b}^* \cdot \boldsymbol{\sigma} \mathbb{P}_F \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

en utilisant $\mathbb{P}_F \boldsymbol{\sigma} \mathbb{P}_F = 2g_F \mathbb{P}_F \mathbf{F}$ ²⁰ on arrive à

$$\rho_{\tau F} = n_{cs} \frac{\sigma^0}{2(2I+1)} 4g_F^2 (\mathbf{b} \cdot \mathbf{F})(\mathbf{b}^* \cdot \mathbf{F}) \mathbb{P}_F \quad (\text{A.20})$$

$$\text{où } g_F = \frac{\epsilon_F}{2I+1}, \quad \epsilon_F \text{ étant défini par } F = I + \frac{\epsilon_F}{2} \quad (\text{A.21})$$

$$\left(g_4 = +\frac{1}{8}, \quad g_3 = -\frac{1}{8} \right)$$

on peut développer explicitement $(\mathbf{b} \cdot \mathbf{F})(\mathbf{b}^* \cdot \mathbf{F})$

$$\begin{aligned} \rho_{\tau F} &= n_{cs} \frac{\sigma^0}{2(2I+1)} \times (M_1^2 + \beta^2 E^2) 4g_F^2 \left\{ F_y^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{\beta E \text{Im} E_1^{\text{pv}}}{M_1^2 + \beta^2 E^2} (F_x F_y + F_y F_x) \right. \\ &\quad \left. + \frac{M_1 \text{Im} E_1^{\text{pv}}}{M_1^2 + \beta^2 E^2} F_z \right\} \mathbb{P}_F \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

²⁰ Cette expression ainsi que de nombreuses autres fort utiles dans la suite se trouve démontrée dans l'appendice A de [15].

ii) Cas $\Delta F = \pm 1$

Dans ce cas on écrit :

$$\mathbb{P}_{F_i} = 1 - \mathbb{P}_F \quad (\text{A.23})$$

alors

$$\begin{aligned} \rho_{\tau F} &= n_{cs} \frac{\sigma^0}{2(2I+1)} \mathbb{P}_F \tau (1 - \mathbb{P}_F) \tau^\dagger \mathbb{P}_F \\ &= n_{cs} \frac{\sigma^0}{2(2I+1)} \{ \mathbb{P}_F \tau \tau^\dagger \mathbb{P}_F - \mathbb{P}_F \tau \mathbb{P}_F \tau^\dagger \mathbb{P}_F \} \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Le deuxième terme dans la parenthèse a déjà été calculé en i), le premier se calcule facilement en utilisant les propriétés des matrices de Pauli :

$$(\mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma})(\mathbf{b}^* \cdot \boldsymbol{\sigma}) = \mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^* + i(\mathbf{b} \times \mathbf{b}^*) \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (\text{A.25})$$

on obtient :

$$\rho_{\tau F} = n_{cs} \frac{\sigma^0}{2(2I+1)} \{ \mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^* + 2i g_F (\mathbf{b} \times \mathbf{b}^*) \cdot \mathbf{F} - 4g_F^2 (\mathbf{b} \cdot \mathbf{F})(\mathbf{b}^* \cdot \mathbf{F}) \} \mathbb{P}_F \quad (\text{A.26})$$

qu'on peut ici aussi développer

$$\begin{aligned} \rho_{\tau F} &= n_{cs} \frac{\sigma^0}{2(2I+1)} (M_1^2 + \beta^2 E^2) \left\{ 1 - 4g_F^2 F_y^2 \right. \\ &\quad \left. - 4g_F^2 \frac{\beta E \operatorname{Im} E_1^{\text{pv}}}{M_1^2 + \beta^2 E^2} (F_x F_y + F_y F_x) \right. \\ &\quad \left. + 4g_F(1 - g_F) \frac{2M_1 \operatorname{Im} E_1^{\text{pv}}}{M_1^2 + \beta^2 E^2} F_z \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

Dans les deux cas on reconnaît l'alignement Stark (terme en F_y^2), l'alignement électrofaible ($F_x F_y + F_y F_x$) et l'orientation électrofaible (F_z).

e) Population de 7S

La population est simplement $tr(\rho_{7F})$.

i) Cas $\Delta F = 0$

$$\begin{aligned} n_{7S} &= tr\{\rho_{7F}\} = n_S \frac{\sigma^\circ}{2(2I+1)} 4g_F^2 tr\{(\mathbf{b} \cdot \mathbf{F})(\mathbf{b}^* \cdot \mathbf{F}) \mathbb{P}_F\} \\ &= n_S \frac{\sigma^\circ}{2(2I+1)} 4g_F^2 \frac{1}{3} F(F+1)(2F+1) \mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^* \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

soit en utilisant la relation $4g_F^2 F(F+1) = 1 + 2g_F$ facile à vérifier :

$$\begin{aligned} n_{7S} &= n_{cs} \sigma^\circ \frac{1}{3} \frac{(2F+1)(1+2g_F)}{2(2I+1)} \mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^* \\ &= n_{cs} \sigma^\circ \frac{1}{3} \frac{(2F+1)(1+2g_F)}{2(2I+1)} (M_1^2 + \beta^2 E^2) \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

ii) Cas $\Delta F = \pm 1$

$$\begin{aligned} n_{7S} &= tr\{\rho_{7F}\} = n_{cs} \frac{\sigma^\circ}{2(2I+1)} tr\left\{ \mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^* \mathbb{P}_F + 2ig_F \mathbf{b} \times \mathbf{b}^* \cdot \mathbf{F} \mathbb{P}_F - 4g_F^2 (\mathbf{b} \cdot \mathbf{F})(\mathbf{b}^* \cdot \mathbf{F}) \mathbb{P}_F \right\} \\ &= n_{cs} \frac{\sigma^\circ}{2(2I+1)} \left\{ (\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*)(2F+1) + 0 - 4g_F^2 \frac{1}{3} F(F+1)(2F+1)(\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*) \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

d'où

$$\begin{aligned} n_{7S} &= n_{cs} \sigma^\circ \frac{2}{3} \frac{(2F+1)(1-g_F)}{2(2I+1)} \mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^* \\ &= n_{cs} \sigma^\circ \frac{2}{3} \frac{(2F+1)(1-g_F)}{2(2I+1)} (M_1^2 + \beta^2 E^2) \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

f) Orientation

L'orientation est la valeur moyenne de \mathbf{F} dans $7S$:

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \frac{\text{tr} \{ \rho_{7F} \mathbf{F} \}}{\text{tr} \{ \rho_{7F} \}} \quad (\text{A.32})$$

i) Cas $\Delta F = 0$

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{F} \rangle &= \frac{\text{tr} \{ (\mathbf{b} \cdot \mathbf{F})(\mathbf{b}^* \cdot \mathbf{F}) \mathbf{F} \mathbb{P}_F \}}{\text{tr} \{ (\mathbf{b} \cdot \mathbf{F})(\mathbf{b}^* \cdot \mathbf{F}) \mathbb{P}_F \}} \\ &= \frac{i}{2} \frac{\mathbf{b} \times \mathbf{b}^*}{\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*} \\ &= \frac{M_1 \text{Im} E_1^{\text{PV}}}{M_1^2 + \beta^2 E^2} \hat{\mathbf{z}} \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

ii) Cas $\Delta F = \pm 1$

$$\begin{aligned} \langle F \rangle &= \frac{\text{tr} \{ (\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*) \mathbf{F} \mathbb{P}_F \} + 2i g_F \text{tr} \{ (\mathbf{b} \times \mathbf{b}^*) \cdot \mathbf{F} \mathbb{P}_F \} - 4g_F^2 \text{tr} \{ (\mathbf{b} \cdot \mathbf{F})(\mathbf{b}^* \cdot \mathbf{F}) \mathbf{F} \mathbb{P}_F \}}{\text{tr} \{ \rho_{7F} \}} \\ &= \frac{0 + 2i g_F \frac{1}{3} (\mathbf{b} \times \mathbf{b}^*) F(F+1)(2F+1) - 4g_F^2 \frac{i}{6} (\mathbf{b} \times \mathbf{b}^*) F(F+1)(2F+1)}{\frac{2}{3} (2F+1)(1-g_F) \mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*} \\ &= i \frac{1+2g_F}{4g_F} \frac{\mathbf{b} \times \mathbf{b}^*}{\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*} \\ &= \frac{1+2g_F}{2g_F} \frac{M_1 \text{Im} E_1^{\text{PV}}}{M_1^2 + \beta^2 E^2} \hat{\mathbf{z}} \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

g) Alignements

On définit l'alignement selon (\mathbf{u}, \mathbf{v}) comme :

$$\frac{\langle F_u^2 - F_v^2 \rangle}{\langle F_u^2 + F_v^2 \rangle}$$

pour calculer cette quantité, on calcule tout d'abord

$$\langle F_u^2 \rangle = \frac{\text{tr}\{\rho_{\Gamma F}(\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{F})(\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{F})\}}{n_{\Gamma F}}$$

i) Cas $\Delta F = 0$

$$\langle F_u^2 \rangle = \frac{4g_F^2 \text{tr}\{(\mathbf{b} \cdot \mathbf{F})(\mathbf{b}^* \cdot \mathbf{F})(\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{F})(\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{F})\mathbb{P}_F\}}{\frac{1}{3}(2F+1)(1+2g_F)\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*} \quad (\text{A.35})$$

$$\langle F_u^2 \rangle = \frac{1}{5} \left\{ [F(F+1) + \frac{1}{2}] + [2F(F+1) - \frac{3}{2}] \frac{b_u b_u^*}{\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*} \right\} \quad (\text{A.36})$$

On trouve alors en utilisant le fait que $\hat{\mathbf{u}}, \hat{\mathbf{v}}$ sont dans le plan $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}})$ et que $b_z = 0$:

$$\frac{\langle F_u^2 - F_v^2 \rangle}{\langle F_u^2 + F_v^2 \rangle} = \frac{2F(F+1) - 3/2}{4F(F+1) - 1/2} \cdot \frac{b_u b_u^* - b_v b_v^*}{\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*} \quad (\text{A.37})$$

ii) Cas $\Delta F = \pm 1$

$$\begin{aligned} \langle F_u^2 \rangle &= \frac{1}{\frac{2}{3}(2F+1)(1-g_F)\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*} \left\{ \mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^* \text{tr}\{(\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{F})(\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{F})\mathbb{P}_F\} \right. \\ &\quad + 2ig_F \text{tr}\{[\mathbf{b} \times \mathbf{b}^* \cdot \mathbf{F}][\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{F}][\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{F}]\mathbb{P}_F\} \\ &\quad \left. - 4g_F^2 \text{tr}\{(\mathbf{b} \cdot \mathbf{F})(\mathbf{b}^* \cdot \mathbf{F})(\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{F})(\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{F})\mathbb{P}_F\} \right\} \\ &= \frac{1}{2(1-g_F)} \left\{ F(F+1) - \frac{1}{5}(1+2g_F) \left\{ [F(F+1) + 1/2] + [2F(F+1) - 3/2] \frac{b_u b_u^*}{\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*} \right\} \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

et on a :

$$\frac{\langle F_u^2 - F_v^2 \rangle}{\langle F_u^2 + F_v^2 \rangle} = - \frac{(1 + 2g_F)[2F(F + 1) - 3/2]}{10F(F + 1) - (1 + 2g_F)[4F(F + 1) - 1/2]} \frac{b_u b_u^* - b_v b_v^*}{\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*} \quad (\text{A.39})$$

iii) *Rapport Alignement électrofaible/Alignement Stark*

Dans les deux cas l'alignement fait intervenir la quantité

$$\frac{b_u b_u^* - b_v b_v^*}{\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*}$$

il est facile de vérifier que si $\hat{\mathbf{u}} = \hat{\mathbf{x}}$ et $\hat{\mathbf{v}} = \hat{\mathbf{y}}$,

$$\frac{b_x b_x^* - b_y b_y^*}{\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*} = -1 \quad (\text{A.40})$$

et que si $\hat{\mathbf{u}} = \hat{\mathbf{X}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{y}})$ et $\hat{\mathbf{v}} = \hat{\mathbf{Y}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{y}})$, on obtient :

$$\frac{b_X b_X^* - b_Y b_Y^*}{\mathbf{b} \cdot \mathbf{b}^*} = \frac{2\beta E \text{Im} E_1^{\text{pv}}}{M_1^2 + \beta^2 E^2} \quad (\text{A.41})$$

Pour les quatre transitions possibles $F_i = 3$ ou $4 \rightarrow F = 3$ ou 4 , le rapport de l'alignement électrofaible sur l'alignement Stark est le même :

$$\begin{aligned} \frac{\langle F_X^2 - F_Y^2 \rangle}{\langle F_x^2 - F_y^2 \rangle} &= - \frac{2\beta E \text{Im} E_1^{\text{pv}}}{M_1^2 + \beta^2 E^2} \\ &= 2\theta_0^{\text{pv}} \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

2) Matrice de gain, coefficients K, k₀ k₁

a) Amplification du faisceau sonde

On représente le champ électrique de l'onde laser sonde $\vec{\mathcal{E}}(z, t)$ par son enveloppe complexe, définie de façon à être lentement variable par :

$$\vec{\mathcal{E}}(z, t) = \frac{1}{2} \left\{ \vec{\mathcal{E}}_d(z, t) e^{-i\omega_d(t-z/c)} + \vec{\mathcal{E}}_d^*(z, t) e^{+i\omega_d(t-z/c)} \right\} \quad (\text{A.43})$$

Des équations de Maxwell découle l'équation de propagation quasi-stationnaire pour cette enveloppe :

$$\frac{\partial}{\partial z} \vec{\mathcal{E}}_d = \frac{i\omega_d}{2\epsilon_0 c} \langle \vec{\mathcal{D}} \rangle \quad (\text{A.44})$$

où $\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle$ est relié au dipôle macroscopique $\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle(z, t)$ induit dans la vapeur par :

$$\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle(z, t) = \frac{1}{2} \langle \vec{\mathcal{D}} \rangle e^{-i\omega_d(t-z/c)} + c.c. \quad (\text{A.45})$$

$\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle$ en toute rigueur dépend de z et t l'épaisseur optique de la vapeur n'étant pas petite. Nous ferons ici l'hypothèse que $\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle$ est indépendant de z , nous restreignant ainsi à un calcul linéaire. Les effets dûs à ce que cette hypothèse est en général violée sont discutés au § II-1-4.

L'excitation a porté dans l'état $7S$ un ensemble quasi-monocinétique d'atomes (cf. paragraphe 1 de ce complément), nous allons donc considérer ici le seul cas de l'exacte résonance où la fréquence ω_d du laser est précisément égale à la fréquence $\omega_{FF'}$ d'une transition particulière $7S_{1/2}, F \rightarrow 6P_{3/2}, F'$. Dans ces conditions $\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle$ se réduit à :

$$\langle \vec{\mathcal{D}} \rangle = 2 \text{tr} \left\{ \rho_{FF'} \vec{\mathcal{D}} \right\} \quad (\text{A.46})$$

où $\rho_{FF'} = \text{IP}(7S, F) \rho \text{IP}(6P_{3/2}, F')$ est la cohérence $7S - 6P_{3/2}$, tous les autres termes étant rapidement variables.

La cohérence $\rho_{FF'}$ satisfait quant à elle l'équation de Schrödinger :

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H_d, \rho] \quad (A.47)$$

où comme au § 1

$$H_d = -e^{iH_0t/\hbar} \vec{D} \cdot \vec{\mathcal{E}}_d e^{iH_0t/\hbar} \quad (A.48)$$

Au premier ordre de perturbations, l'équation de Schrödinger donne à résonance pour $\rho_{FF'}$:

$$\dot{\rho}_{FF'} = -\frac{i}{2\hbar} \rho_{\gamma F} \mathbb{P}_{\gamma F} \vec{D} \cdot \vec{\mathcal{E}}_d \mathbb{P}_{PF'} \quad (A.49)$$

où $\mathbb{P}_{PF'}$ désigne le projecteur sur le niveau $6P_{3/2}, F'$. (on a omis le terme contenant $\rho_{6P_{3/2}}$ qui ne nous intéresse pas ici).

En dérivant A.44 par rapport à t et à l'aide de A.49, on obtient une nouvelle forme de l'équation de propagation :

$$\frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}_d}{\partial z \partial t} = \frac{\omega}{2\epsilon_0 \hbar c} \text{tr} \left\{ \rho_{\gamma F} \mathbb{P}_{\gamma F} \vec{D} \cdot \vec{\mathcal{E}}_d \mathbb{P}_{PF'} \vec{D} \mathbb{P}_{\gamma F} \right\} \quad (A.50)$$

b) Matrice de gain

Il est commode d'introduire l'opérateur tensoriel d'ordre 2, $\mathbf{T}_{F'}^F$, défini par

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{T}_{F'}^F \cdot \mathbf{v} = \mathbb{P}_{\gamma F} \vec{D} \cdot \mathbf{u} \mathbb{P}_{PF'} \vec{D} \cdot \mathbf{v} \mathbb{P}_{\gamma F} \quad (A.51)$$

on écrit alors :

$$\frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}_d}{\partial z \partial t} = \frac{\omega}{2\epsilon_0 \hbar c} \vec{\mathcal{E}}_d \cdot \text{tr} \left\{ \rho_{\gamma F} \mathbf{T}_{F'}^F \right\} \quad (A.52)$$

Comme l'a montré Michel Lintz [60] on peut décomposer $\mathbf{T}_{\frac{F}{2}}$, en tenseurs irréductibles en écrivant :

$$\mathbf{T}_{\frac{F}{2}} = \frac{|\langle 7S || \tilde{\mathcal{D}} || 6P_{3/2} \rangle|^2}{F(F+1)(2F+1)} \mathcal{A}_{\frac{F}{2}}^F \left\{ \mathbf{F}^{(0)} + i a_{\frac{F}{2}}^F \mathbf{F}^{(1)} + b_{\frac{F}{2}}^F \mathbf{F}^{(2)} \right\} \quad (\text{A.53})$$

Les coefficients $\mathcal{A}_{\frac{F}{2}}^F$, $a_{\frac{F}{2}}^F$, et $b_{\frac{F}{2}}^F$, ont été calculés ailleurs [60][61] pour la transition $7S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$

$$\mathcal{A}_{\frac{F}{2}}^F : \quad \begin{array}{c|c|c|c|c} & F' & & & \\ & 2 & 3 & 4 & 5 \\ \hline F & & & & \\ \hline 3 & \frac{20}{16} & \frac{21}{16} & \frac{15}{16} & \\ \hline 4 & & \frac{7}{16} & \frac{21}{16} & \frac{44}{16} \end{array} \quad (\text{A.54})$$

$$a_{\frac{F}{2}}^F : \quad \begin{array}{c|c|c|c|c} & F' & & & \\ & 2 & 3 & 4 & 5 \\ \hline F & & & & \\ \hline 3 & 4 & 1 & -3 & \\ \hline 4 & & 5 & 1 & -4 \end{array} \quad (\text{A.55})$$

$$b_{\frac{F}{2}}^F : \quad \begin{array}{c|c|c|c|c} & F' & & & \\ & 2 & 3 & 4 & 5 \\ \hline F & & & & \\ \hline 3 & -\frac{4}{5} & 1 & -\frac{1}{3} & \\ \hline 4 & & -\frac{5}{7} & 1 & -\frac{4}{11} \end{array} \quad (\text{A.56})$$

Les opérateurs tensoriels irréductibles réduits $F^{(i)}$ sont définis par :

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{F}^{(0)} \cdot \mathbf{v} = \frac{(\mathbf{F})^2}{3} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{v}) \quad (\text{A.57.1})$$

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{F}^{(1)} \cdot \mathbf{v} = \frac{1}{2} (\mathbf{u} \times \mathbf{v}) \cdot \mathbf{F} \quad (\text{A.57.2})$$

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{F}^{(2)} \cdot \mathbf{v} = \frac{1}{2} (F_u F_v + F_v F_u) - \frac{(\mathbf{F})^2}{3} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{v}) \quad (\text{A.57.3})$$

Dans l'expression A.52 $\vec{\mathcal{E}}_d$ appartient nécessairement au plan $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}})$. On peut donc introduire une matrice 2×2 , \mathbf{g} agissant sur la polarisation $\hat{\mathbf{e}}_2$ ($\vec{\mathcal{E}}_d = \mathcal{E}_d \hat{\mathbf{e}}_2$) de telle sorte qu'on puisse réécrire A.52 sous la forme

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_d}{\partial z \partial t} = \vec{\mathcal{E}}_d \cdot \mathbf{g} \cdot \hat{\mathbf{e}}_2 \quad (\text{A.58})$$

\mathbf{g} est donc relié à $\mathbf{T}_{F'}^F$, par :

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} = \frac{\omega}{2\epsilon_0 \hbar c} \mathbf{v} \cdot \text{tr} \left\{ \rho_{7S} \mathbf{T}_{F'}^F \right\} \cdot \mathbf{u} \quad (\text{A.59})$$

où \mathbf{u} et \mathbf{v} comme $\hat{\mathbf{e}}_2$ sont des vecteurs du plan $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}})$ (noter l'inversion $\mathbf{u}, \mathbf{v} \rightarrow \mathbf{v}, \mathbf{u} !$).

L'expression A.53 de $\mathbf{T}_{F'}^F$, et les définitions A.57 conduisent alors à :

$$\begin{aligned} g_{uv} &= \frac{\omega}{2\epsilon_0 \hbar c} \hat{\mathbf{v}} \cdot \text{tr} \left\{ \rho_{7F} \mathbf{T}_{F'}^F \right\} \cdot \hat{\mathbf{u}} \\ &= \frac{|\langle 7S || d || 6P_{3/2} \rangle|^2}{F(F+1)(2F+1)} \frac{\omega}{2\epsilon_0 \hbar c} \mathcal{A}_{F'}^F \times \\ &\quad \times \left[\text{tr} \left\{ \rho_{7F} \hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{F}^{(0)} \cdot \hat{\mathbf{u}} \right\} + ia_{F'}^F \text{tr} \left\{ \rho_{7F} \hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{F}^{(1)} \cdot \hat{\mathbf{u}} \right\} + b_{F'}^F \text{tr} \left\{ \rho_{7F} \hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{F}^{(2)} \cdot \hat{\mathbf{u}} \right\} \right] \\ &= \frac{|\langle 7S || d || 6P_{3/2} \rangle|^2}{F(F+1)(2F+1)} \frac{\omega}{2\epsilon_0 \hbar c} \mathcal{A}_{F'}^F \times \\ &\quad \times \left[\frac{F(F+1)}{3} n_{7S} \hat{\mathbf{u}} \cdot \hat{\mathbf{v}} - ia_{F'}^F n_{7S} \langle \mathbf{F} \rangle \frac{\hat{\mathbf{u}} \times \hat{\mathbf{v}}}{2} \right. \\ &\quad \left. + b_{F'}^F n_{7S} \left\{ \frac{1}{2} \langle F_u F_v + F_v F_u \rangle - \frac{1}{3} F(F+1) (\hat{\mathbf{u}} \cdot \hat{\mathbf{v}}) \right\} \right] \quad (\text{A.60}) \end{aligned}$$

On peut alors écrire explicitement tous les éléments g_{xx} , g_{xy} , g_{yx} et g_{yy} en utilisant les expressions de $\langle \mathbf{F} \rangle$ et $\langle F_u^2 \rangle$ données par A.29-A.42 (on notera en particulier que $F_x F_y + F_y F_x = F_X^2 - F_Y^2$). Il est clair que les termes $\hat{u} \cdot \hat{v}$ vont correspondre à une matrice proportionnelle à $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ et le terme $-ia_{\frac{F}{2}} \langle \mathbf{F} \rangle \frac{\hat{u} \times \hat{v}}{2}$ à $a_{\frac{F}{2}} \langle F_z \rangle \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}$. Quant au terme $\langle F_u F_v + F_v F_u \rangle$ il est associé aux alignements : Stark pour xx et yy , donnant une contribution proportionnelle à $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$, et faible pour xy , yx correspondant donc à une matrice $\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$. Comme on sait que l'alignement faible et l'alignement Stark sont dans le rapport $2\theta_0^{PV}$ (cf. A.42), on peut d'emblée écrire \mathbf{g} sous la forme :

$$\mathbf{g} = \frac{\omega}{2\epsilon_0 \hbar c} |\langle 7S || d || 6P_{3/2} \rangle|^2 n_{7S} K(F_i, F, F') \times \left\{ \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + k_0 \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} + 2k_0 \theta_0^{PV} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} + 2k_1 \theta_1^{PV} \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} \right\} \quad (\text{A.61})$$

Les coefficients $K(F_i, F, F')$ (définis de telle sorte que le coefficient de $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ soit égal à un), k_0 et k_1 sont obtenus par identification.

Cas $\Delta F = 0$:

$$K(F, F, F') = \mathcal{A}_{\frac{F}{2}} \frac{(1 + \frac{1}{5} b_{\frac{F}{2}}^F) \frac{F(F+1)}{3} - \frac{1}{20} b_{\frac{F}{2}}^F}{F(F+1)(2F+1)} \quad (\text{A.62.1})$$

$$k_0 = -\frac{1}{10} b_{\frac{F}{2}}^F \frac{2F(F+1) - 3/2}{(1 + \frac{1}{5} b_{\frac{F}{2}}^F) \frac{F(F+1)}{3} - \frac{1}{20} b_{\frac{F}{2}}^F} \quad (\text{A.62.2})$$

$$k_1 = \frac{1}{4} a_{\frac{F}{2}}^F \frac{1}{(1 + \frac{1}{5} b_{\frac{F}{2}}^F) \frac{F(F+1)}{3} - \frac{1}{20} b_{\frac{F}{2}}^F} \quad (\text{A.62.3})$$

Cas $\Delta F = \pm 1$:

$$K(F \pm 1, F, F') = \frac{1}{2} \mathcal{A}_{F'}^F \frac{1 + \frac{1}{5} g_F^2 b_{F'}^F - 4g_F^2 \frac{F(F+1)}{3} (1 + \frac{1}{5} b_{F'}^F)}{(1 - g_F)(2F + 1)} \quad (\text{A.63.1})$$

$$k_0 = \frac{2}{5} b_{F'}^F \frac{g_F^2(2F(F+1) - 3/2)}{1 + \frac{1}{5} g_F^2 b_{F'}^F - 4g_F^2 \frac{F(F+1)}{3} (1 + \frac{1}{5} b_{F'}^F)} \quad (\text{A.63.2})$$

$$k_1 = a_{F'}^F \frac{g_F(1 - g_F)}{1 + \frac{1}{5} g_F^2 b_{F'}^F - 4g_F^2 \frac{F(F+1)}{3} (1 + \frac{1}{5} b_{F'}^F)} \quad (\text{A.63.3})$$

le tableau II-1 regroupe les valeurs numériques de ces coefficients pour toutes les transitions $F_i \rightarrow F \rightarrow F'$ possibles, ainsi que du coefficient $C(F, F') = \sqrt{\frac{1}{3} \frac{\mathcal{A}_{F'}^F}{2F+1}}$ qui intervient dans la condition de saturation (voir II-1-3-c-ii).

F_i, F, F'	K	k_0	k_1	$C(F, F')$
3-3-2	0.051	0.529	0.294	0.244
3-3-3	0.074	-0.474	0.053	0.250
3-3-4	0.042	0.200	-0.200	0.211
3-4-3	0.018	-0.268	0.854	0.127
3-4-4	0.042	0.478	0.217	0.220
3-4-5	0.107	-0.143	-0.714	0.319
4-3-2	0.062	-0.143	-0.714	0.244
4-3-3	0.059	0.200	-0.200	0.250
4-3-4	0.046	-0.061	0.551	0.211
4-4-3	0.014	0.478	0.217	0.127
4-4-4	0.058	-0.484	0.031	0.220
4-4-5	0.095	0.226	-0.161	0.319

Tableau II-1

PARTIE III

CONSTRUCTION DU MONTAGE EXPERIMENTAL

Dans cette partie sont décrits relativement en détail les différents modules qui composent le montage expérimental et dont la mise au point, et souvent même la construction ont constitué une part importante de ce travail de thèse.

Nous essayerons de faire ressortir à chaque fois que cela s'avèrera utile les caractéristiques, les qualités ou éventuellement les défauts de l'appareillage dont la prise en compte et la compréhension sont nécessaires pour une interprétation correcte des résultats de l'expérience.

Dans de nombreux cas des choix technologiques ont dû être faits, nous indiquerons autant que possible les raisons qui nous ont alors guidés.

Enfin il nous a souvent fallu passer du temps à résoudre des difficultés d'ordre purement pratique, il a paru utile dans certains cas d'indiquer les solutions que nous avons adoptées. L'exposé de ces points techniques est généralement reporté hors du corps du texte dans des "compléments techniques".

Le schéma d'ensemble de l'appareil expérimental (Fig. III-1), bien qu'un peu simplifié, est assez encombré. On peut cependant l'alléger notablement en regroupant les différents éléments qui le composent en six parties qui forment chacune un ensemble relativement cohérent (Fig. III-2). Ces six modules sont : le laser d'excitation, le laser sonde, la cellule avec sa source de champ électrique, l'interrupteur optique, le polarimètre, pour finir avec le système de détection et d'enregistrement des impulsions lumineuses. Le plan de cette partie III reprend naturellement cette énumération ; un septième chapitre étant consacré à la synchronisation nécessaire de ces six principaux modules.

Avant d'aborder la description de ces modules rappelons très brièvement leurs rôles respectifs dans l'expérience et les caractéristiques principales qu'ils doivent donc avoir.

Le but est d'exciter grâce au laser d'excitation ($\lambda = 539.4 \text{ nm}$) et en présence d'un champ

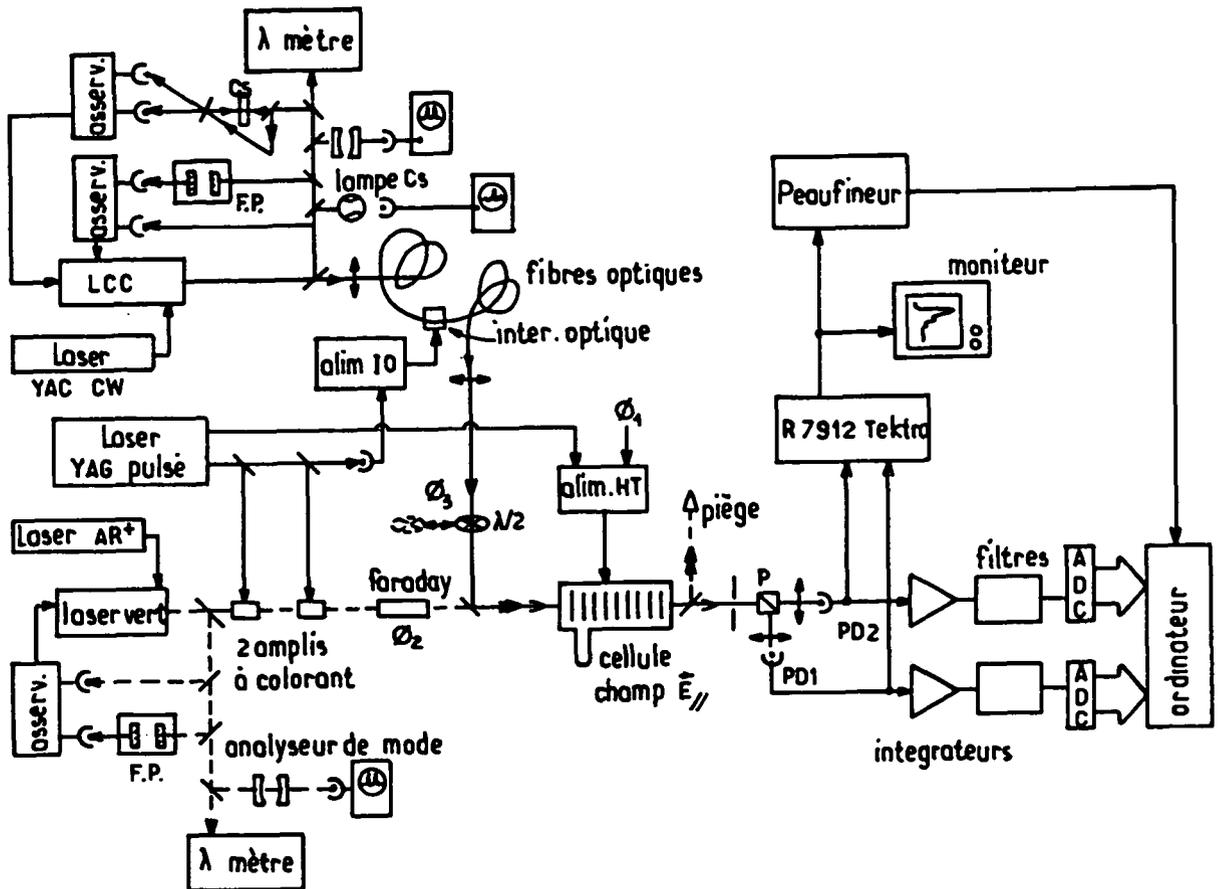


Fig. III-1 : Schéma d'ensemble de l'appareillage expérimental. Les différents éléments de ce montage seront décrits dans les pages qui suivent.

électrique ($\sim 1 \text{ kV/cm}$) longitudinal, c'est-à-dire parallèle à la direction de propagation du faisceau, un nombre suffisant ($\sim 10^8$) d'atomes de césium dans l'état $7S$. La durée de l'excitation doit être nettement inférieure à la durée de vie de l'état $7S$ (50 ns).

Le faisceau sonde, établi par l'interrupteur optique immédiatement après cette excitation ($\sim 1 \text{ ns}$) vient ensuite "lire" l'état $7S$ en induisant l'émission sur la transition $7S_{1/2} - 6P_{3/2}$ ($\lambda = 1.47 \mu\text{m}$),

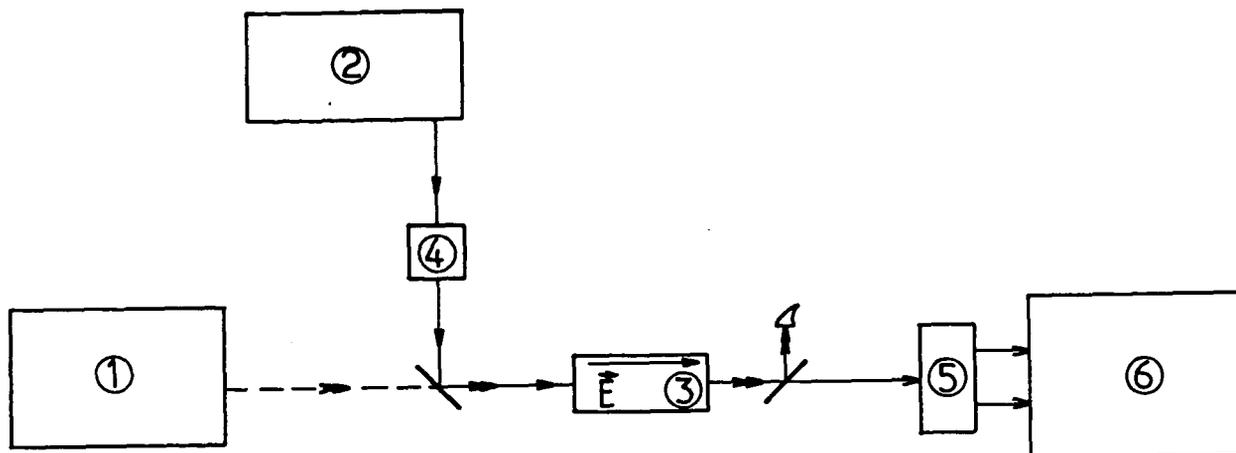


Fig. III-2 : Schéma bloc de l'appareillage, montrant les 6 modules à chacun desquels est consacré un chapitre. (1) Le laser pulsé d'excitation, (2) le laser sonde continu, (3) la cellule à césium à champ \vec{E} longitudinal, (4) l'interrupteur optique, (5) le polarimètre, (6) le système de détection des impulsions lumineuses.

il faut saturer la transition pour détecter la majorité des atomes excités (puissance IR = quelques mW).

Nous voulons détecter l'alignement du niveau $7S$. Pour cela il est nécessaire que la structure hyperfine de l'état $6P_{3/2}$ (~ 150 MHz) soit résolue et donc que la largeur Doppler définie par la largeur de la classe de vitesse des atomes excités dans $7S$ soit suffisamment étroite ($\ll 100$ MHz). Ceci impose en pratique, compte tenu du rapport des longueurs d'onde $1.47/0.540 \sim 2.72$ que la largeur spectrale du laser d'excitation soit nettement inférieure à 250 MHz. (La largeur spectrale du laser sonde, continu, est négligeable).

La polarisation doit être analysée et le taux de polarisation déterminé à chaque impulsion avec une précision si possible limitée seulement par le bruit de photon ($\sim 10^{-4}$), c'est le rôle du polarimètre à deux voies et de la chaîne de détection.

La cellule doit contenir la vapeur de césium vers 150°C et assurer l'application du champ

(~ 1 kV/cm) sur une longueur de l'ordre de 8 cm.

L'importance du rôle des bascullements a déjà été soulignée dans l'exposé du principe de l'expérience : il s'agit, en renversant le sens ou le signe d'un certain nombre de paramètres, d'extraire du taux de polarisation que l'on mesure la contribution spécifique de l'interaction faible, celle qui viole la parité et qui possède, nous l'avons vu, une signature particulière vis-à-vis de ces basculements.

Ces basculements sont essentiellement ceux : i) du champ électrique, ii) de la polarisation du faisceau sonde, iii) de celle du faisceau d'excitation et enfin iv) de l'orientation de l'analyseur de polarisation. Ces différents basculements sont (ou seront) effectués, pour les polarisations grâce à des lames $\lambda/2$ ou $\lambda/4$ dont l'orientation est modifiée ou grâce à la modulation de l'effet Faraday induit dans un verre spécial, les éléments correspondant figurent sur le schéma d'ensemble. Le sens du champ électrique est renversé par un commutateur mécanique. Quant au polarimètre, il est orientable à volonté.

La confiance que l'on pourra avoir dans le résultat final de l'expérience dépendra en grande part de la qualité de ces renversements, il va donc sans dire qu'il faudra les tester de façon impitoyable. Ce travail déjà en cours dans l'équipe sort du cadre de cet exposé.

Chapitre III-1

LE LASER D'EXCITATION

1) Principe du laser

a) Un laser continu dont le faisceau est extérieurement amplifié

Une très bonne pureté spectrale est indispensable pour exciter la transition $6S - 7S$ si nous voulons ensuite, à la détection, résoudre complètement la structure hyperfine de la transition $7S - 6P_{3/2}$: un laser pulsé classique ne conviendrait pas du tout. Nous avons donc adopté un laser dérivé de celui qu'ont développé P. Drell et S. Chu [83].

Un laser en anneau produit un faisceau continu qu'il est facile d'asservir en fréquence et qui a une grande finesse spectrale. Ce faisceau est ensuite amplifié dans une série d'amplificateurs fonctionnant de manière impulsionnelle. On obtient en sortie, superposées au faisceau continu (bien utile pour les alignements), des impulsions très courtes et très puissantes de même fréquence, de même polarisation, et dans une certaine mesure de même forme spatiale que le faisceau continu.

Notons qu'il ne s'agit pas ici d'un "laser injecté" [84] ni d'un "laser compulsé" comme celui qui a été mis au point au laboratoire Aimé Cotton [85][86]. En effet dans notre laser l'amplification du faisceau continu n'a pas lieu dans une cavité (qui a des modes propres) mais en propagation libre et il s'ensuit que les propriétés spectrales du faisceau incident sont beaucoup mieux respectées : la largeur en fréquence des impulsions est proche de la limite inférieure imposée par la transformée de Fourier et il n'y a pas de déplacement de fréquence notable.

b) Principe du fonctionnement des amplificateurs

Les amplificateurs employés ici sont constitués d'une solution d'un colorant adéquat (Coumarine 540A ou Coumarine 500). Ce colorant est excité par un faisceau de pompe, ici le faisceau issu après triplement de fréquence d'un laser YAG pulsé ²¹, focalisé de telle façon que le volume actif de colorant a la forme allongée d'un bâtonnet, on assure ainsi un bon couplage par le colorant du faisceau de pompe au faisceau incident.

Le colorant devenant le siège d'une inversion de population, il émettrait s'il était laissé à lui-même une brève impulsion de lumière dans la direction du bâtonnet, de sens quelconque et de fréquence mal définie, voisine du pic de fluorescence. C'est un phénomène voisin de la superradiance appelé "émission spontanée amplifiée" ou ASE : les photons émis juste après l'excitation sont amplifiés par l'émission stimulée du reste du colorant [79].

Si plutôt que de laisser le colorant émettre librement on y injecte un faisceau laser de longueur d'onde convenable, c'est lui qui va stimuler l'émission du colorant, imposant tout à la fois sa fréquence, sa direction et son sens. On peut dire qu'il inscrit dans le milieu instable qu'est le colorant excité les cohérences sur lesquelles se construit l'émission collective de celui-ci : on est passé de l'ASE à une "émission superradiante déclenchée". En général cette émission vide presque complètement le volume actif de son excitation, l'énergie de l'impulsion obtenue ne dépend donc guère que de l'énergie de la pompe et presque plus de l'intensité du faisceau incident, pourvu toutefois que celle-ci soit suffisante pour déclencher efficacement la superradiance. En d'autres termes l'amplification est totalement saturée.

²¹ C'est un laser Quantel modèle 481 C dont le taux de répétition a été poussé à 12.5 Hz (il a fallu rajouter une alimentation de puissance supplémentaire). L'énergie qu'il délivre à chaque impulsion est environ de 1 Joule dans le fondamental (1.064 μm). Le faisceau "triplé" UV, séparé des faisceaux IR et vert par des miroirs dichroïques a quant à lui une énergie de 100 mJ par impulsion. La qualité spatiale du faisceau dépend de la qualité optique des cristaux doubleur et tripleur : il a été nécessaire de les faire repolir. La qualité temporelle des impulsions (dont la durée est ~ 10 ns) est bonne depuis l'insertion d'un "SPO" (Smooth Pulse Option) qui crée une sous-cavité dans la cavité de l'oscillateur.

c) Que veut dire intensité incidente suffisante ?

M. Gross suggère (p. 303 de sa thèse [75]) un critère de saturation pour un système superradiant : il suffirait d'un photon dans le temps de superradiance, c'est-à-dire le temps nécessaire pour qu'un dipôle macroscopique se construise, temps bien inférieur à la durée de vie d'une molécule isolée à cause de l'effet de collectivité.

Cet argument s'applique à un système superradiant, il ne peut être pris au pied de lettre lorsqu'il s'agit d'un colorant et d'ASE. Dans ce cas il est en effet probable qu'on a à faire à un grand nombre de systèmes superradiants plus ou moins indépendants. On peut s'en convaincre pratiquement en regardant simplement la lumière émise en l'absence d'injection. On constate qu'elle n'a pas, projetée sur un écran, l'aspect granuleux si caractéristique d'une émission cohérente (qu'elle acquiert au contraire lorsque l'injection fonctionne) et par ailleurs on voit bien (l'œil est très sensible à cela) que la couleur de la lumière émise n'est pas pure et qu'elle est très stable, au contraire de ce qui se passerait s'il n'y avait qu'un système démarrant à chaque impulsion avec une fréquence variant aléatoirement de pulse à pulse. Enfin on constate aussi qu'une fraction seulement de l'émission est forcée sous l'effet du faisceau injecté : seule une partie des "systèmes superradiants" constituant le volume de colorant excité sont déclenchés et émettent une impulsion superradiante, les autres continuent à produire une émission spontanée amplifiée, à une fréquence différente de celle du faisceau injecté. Cette ASE résiduelle est d'ailleurs assez gênante et doit être filtrée (voir plus loin).

Dans le cas présent ceci nous conduit à modifier le critère de saturation de la manière suivante : il faut au moins un photon par système superradiant dans un temps de superradiance (en pratique plusieurs dizaines de milliwatts sont nécessaires sur le premier étage alors que s'il n'y avait qu'un système il suffirait de 10^{-10} à 10^{-7} W). On voit en particulier que puisque le temps de superradiance varie comme l'inverse de la densité de molécules excitées, il faut d'autant plus de "photons modèles" que l'on veut une énergie plus grande en sortie. On est effectivement amené à répartir l'amplification sur plusieurs étages : un étage donné sert à amener la puissance d'injection au niveau suffisant pour le bon fonctionnement de l'étage suivant.

d) Le choix du nombre d'étages

En pratique le nombre d'étages résulte d'un compromis. Nous venons de voir qu'avec un seul étage on n'arrive plus à déclencher correctement la superradiance et on gaspille une part importante de l'énergie disponible sous forme d'ASE. Si au contraire on multiplie trop leur nombre on risque de perdre trop d'énergie dans les étages intermédiaires mais surtout on rend les réglages de plus en plus délicats et on compromet gravement la maîtrisabilité du système.

Après quelques tâtonnements, nous avons choisi de restreindre le nombre d'étages à deux.

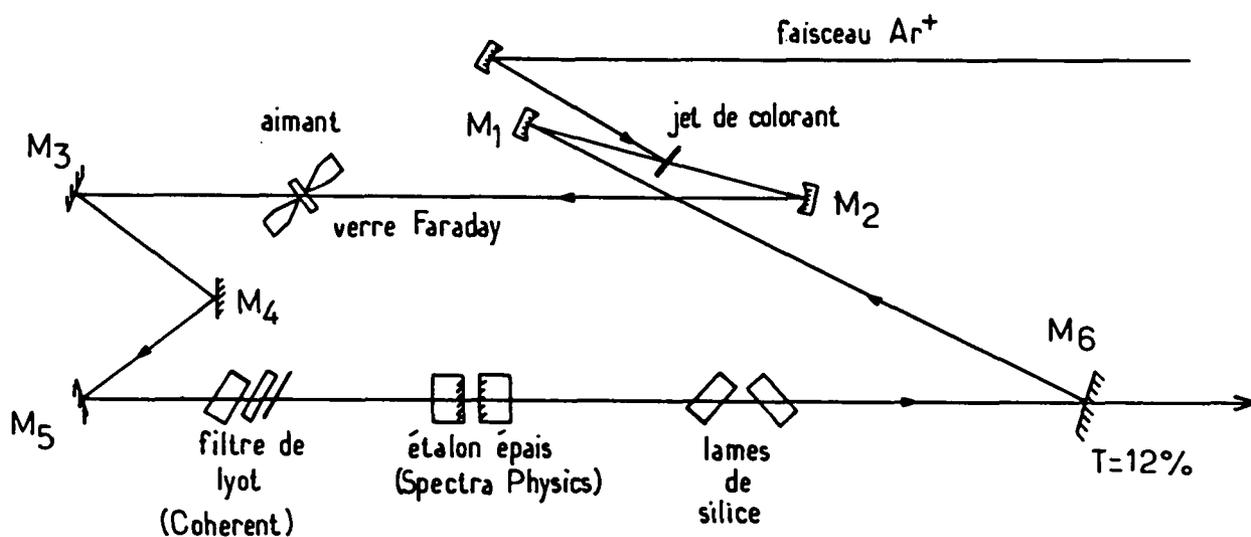


Fig. III-3 : Schéma de l'implantation du laser continu.

2) Description technique

a) Le laser continu

i) *Schéma*

Le laser continu est un laser en anneau à colorant construit au laboratoire suivant les plans de François Biraben. Le schéma en est donné figure III-3.

Le miroir M_4 n'est pas dans le plan défini par les autres miroirs et forme avec la lame de verre à effet Faraday le système unidirectionnel [87]. Le filtre de Lyot et l'étalon épais assurent la sélection de fréquence, les lames de silice et le miroir M_5 , mobiles, permettent de modifier la longueur optique de la cavité et autorisent ainsi l'accord précis de la fréquence du laser.

Le colorant utilisé est la Rhodamine 560, encore appelée Rhodamine 110, en solution dans l'éthylène-glycol. Comme son nom l'indique assez clairement la fluorescence de la Rhodamine 560 sous sa forme commerciale est centrée autour de 560 nm mais en modifiant le pH de la solution par l'adjonction d'une petite quantité d'une solution aqueuse de K_2CO_3 on favorise la forme basique du colorant, déplaçant ainsi le maximum de sa courbe de fluorescence qui vient alors coïncider avec la valeur de notre longueur d'onde, 540 nm.

ii) *Asservissement des éléments sélectifs, stabilisation du mode du laser*

Le laser vert étant toujours accordé à la même longueur d'onde, celle de la transition $6S - 7S$, il n'a pas été nécessaire d'asservir la position du filtre de Lyot. Seules sont donc asservies l'épaisseur de l'étalon épais et la longueur de la cavité, toutes deux d'ailleurs de manière très classique [88].

L'épaisseur de l'étalon épais est asservie de telle sorte que la fréquence du mode qui lase corresponde au maximum d'un pic de transmission de l'étalon : l'épaisseur est modulée à la fréquence de 3 kHz et l'amplitude de la modulation qui apparaît à cette fréquence sur l'intensité en sortie du laser, détectée par une détection synchrone, sert de signal d'erreur. On obtient par intégration ($RC = 10^{-2}$ s) le signal de correction qui est appliqué via un ampli haute-tension sommateur (pour ajouter la modulation) à une cale piézoélectrique qui contrôle l'épaisseur de l'étalon (Fig. III-4). L'étalon "suit" ainsi le mode du laser sur une dizaine de gigahertz.

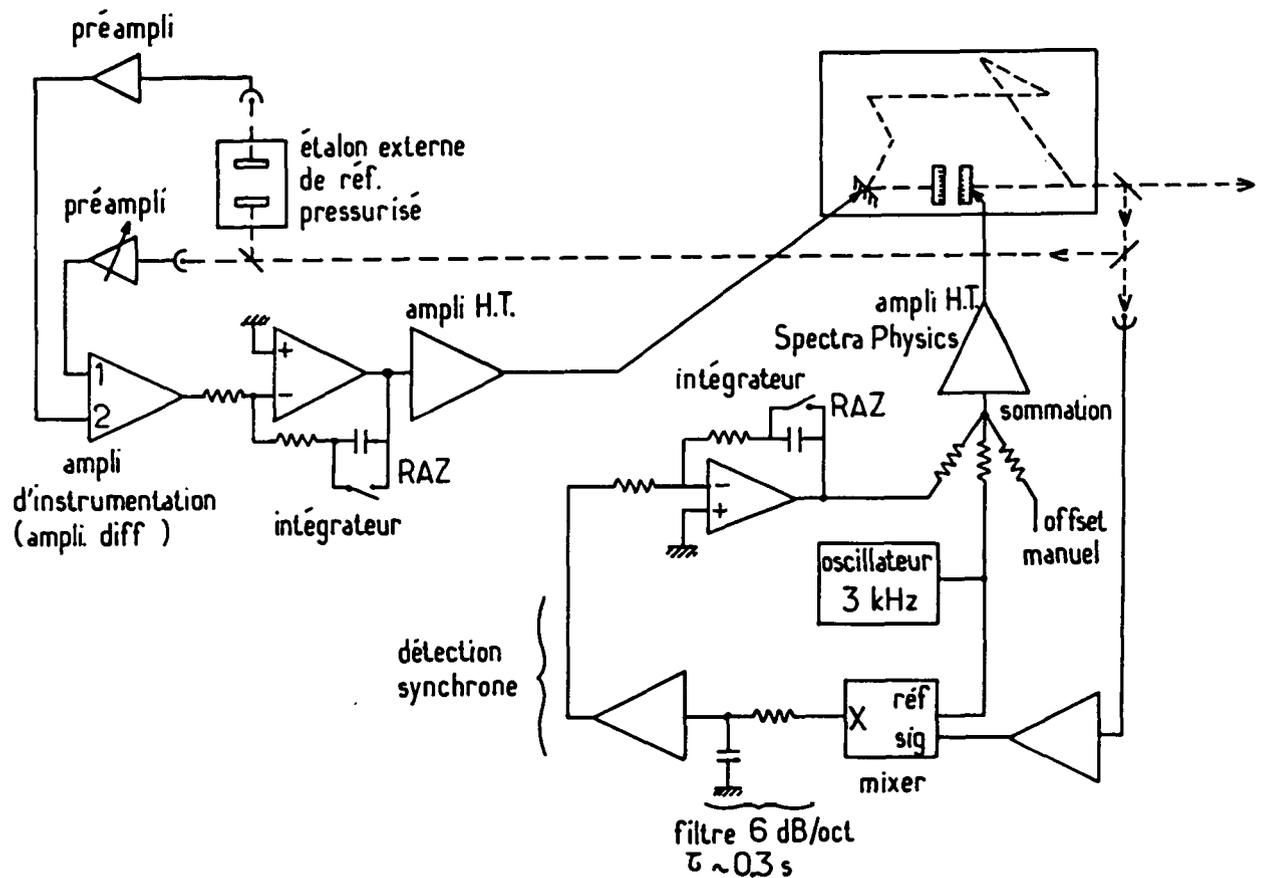


Fig. III-4 : Asservissements du laser continu.

La longueur de la cavité quant à elle est maintenue constante par "l'asservissement externe" : une partie de la lumière du laser est envoyée dans un étalon de Fabry-Perot, placé dans une enceinte pressurisée. Une photodiode placée en sortie mesure l'intensité transmise, une autre est placée sur un faisceau de référence prélevé en amont de l'étalon et on règle le gain du préampli qui la suit de sorte que le signal qu'il fournit est la moitié de celui que fournit l'autre photodiode au pic de transmission de l'étalon. La différence de ces deux signaux fournit le signal d'erreur de l'asservissement, qu'on

intègre et amplifie pour obtenir le signal de correction appliqué à une cale piézoélectrique sous le miroir M_5 de la cavité laser. Il faut noter que lorsqu'il y a accord de fréquence le signal est nul quel que soit l'intensité de sortie du laser. Lorsqu'il n'y a pas accord, le signal n'est pas nul et il dépend de l'intensité du laser (il lui est proportionnel). L'emploi d'une technique de différence plutôt que de rapport, parfois préconisée, n'introduit donc pas d'erreur dans l'asservissement, par contre le gain de l'asservissement change avec l'intensité du laser ; dans nos conditions, ceci est en pratique sans conséquence.

Mentionnons qu'au cours de la rédaction de ce mémoire des améliorations notables ont été apportées par Jocelyne Guéna : elles permettent d'asservir le Fabry-Perot de référence à la fréquence de transition $6S - 7S$ en résonance avec le laser sonde en exploitant un signal atomique auxiliaire obtenu sur l'expérience par insertion d'une lame $\lambda/4$ soit sur le faisceau pompe (cf. § II-4-7) soit sur le faisceau sonde.

iii) Isolation optique

La stabilité globale des asservissements est bonne : à condition de les recentrer de temps en temps à la main on n'observe de saut de mode que très rarement lorsque le laser continu fonctionne seul (en l'absence d'amplification extérieure). Il en va autrement lorsqu'on fait fonctionner les amplis... En effet, comme il est mentionné plus haut, même lorsque les amplis sont bien réglés et lorsque la superradiance est donc bien déclenchée, il subsiste toujours une petite quantité de fluorescence spontanée amplifiée. Une fraction de cette fluorescence, malgré les retards introduits entre étages, remonte la chaîne d'amplification et comme l'ensemble est bien aligné avec le laser (pour une bonne amplification de celui-ci) une impulsion relativement intense parvient à chaque tir jusqu'au laser et y pénètre. Le laser est en anneau, aucune pièce d'optique n'est normale au faisceau à l'intérieur et l'impulsion de fluorescence ne devrait pas parvenir aux détecteurs des asservissements. Cependant, elle se trouve focalisée sur le jet de colorant, et ceci a pour conséquence, par un mécanisme que nous n'avons pas cherché à élucider, que le mode du laser "saute" à chaque impulsion.

A ce mal il existe un remède simple : insérer sur le trajet du faisceau, entre le laser et la chaîne d'amplification un isolateur optique à effet Faraday. Grâce à cet isolateur on retrouve, en fonctionnement amplifié, la même stabilité qu'en continu.

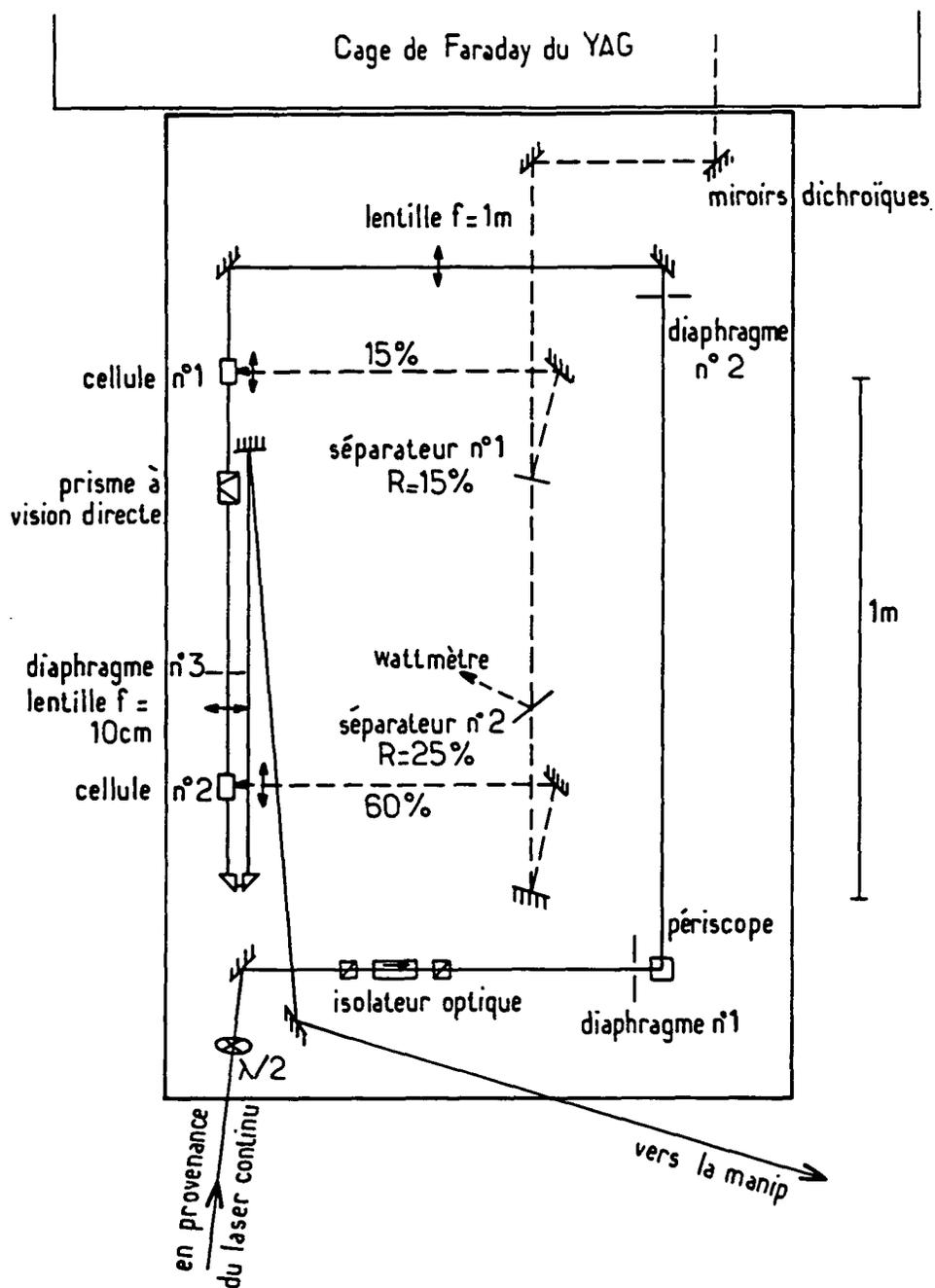


Fig. III-5 : Implantation des deux étages d'amplification.

b) La partie amplification

i) Schéma général

Le plan du système est représenté par la figure III-5 où on reconnaît les deux étages d'amplification (cellules n°1 et n°2). La puissance de pompe, provenant du faisceau à fréquence triplée d'un laser à YAG pulsé, est délivrée au premier étage par une lame séparatrice de réflectivité 15% .

Le long détour que fait le faisceau laser continu avant d'entrer dans le premier étage est imposé par la nécessité que les deux faisceaux, YAG et continu, se propagent dans le même sens pour une bonne synchronisation. (La durée des impulsions de lumière est du même ordre que les temps de propagation entre étages).

Le diaphragme et le prisme à vision directe insérés entre les deux amplificateurs réalisent le filtrage nécessaire pour éliminer la fluorescence (ASE). En sortie du 1^{er} étage (avec injection) la puissance totale émise par superradiance spontanée dans toute la bande d'émission du colorant est comparable à la puissance du faisceau amplifié (la densité spectrale de puissance à la fréquence injectée est bien sûr incomparablement plus grande qu'aux autres fréquences). Le rendement de l'étage suivant peut alors chuter dramatiquement en l'absence de filtre, l'ASE du premier étage "vidant" complètement le deuxième étage avant que celui-ci n'ait pu servir.

Le colorant utilisé est une coumarine (500 ou 540A) dissoute dans du méthanol, il circule dans un circuit constitué d'une pompe (Quantel), d'un réservoir (une bouteille de chimie en verre) d'un filtre Millipore (FALP-142 50 type FA, diamètre des pores : 1 μ m) et des deux amplis en série. Signalons qu'il est indispensable que le réservoir possède un évent, sinon au cours du fonctionnement le colorant chauffe, il y a dilatation et le circuit éclate quelque part (généralement c'est une cellule), nous en avons fait la triste expérience.

ii) Les cellules à colorant

Les deux étages amplificateurs sont construits de manière identique, ils ne diffèrent que par la puissance de pompe qui leur est envoyée. Ils sont constitués d'une cellule où le colorant circule à grande vitesse. Ces cellules sont construites à partir d'une moitié de cellule Hellma pour spectropho-

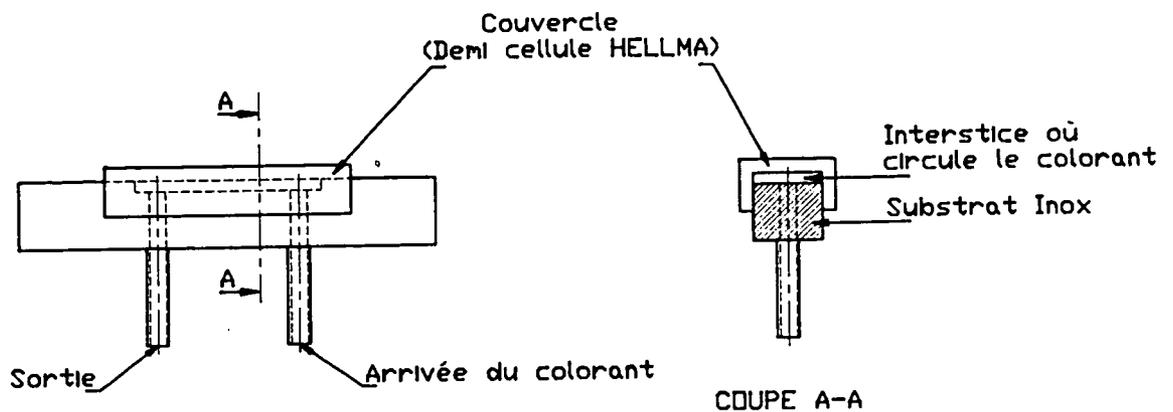


Fig. III-6: Une des deux cellules à colorant.

tomètre qui sert de fenêtre collée par une colle silicone (RTV 734) sur un support en inox de section carrée 10×10 mm. Un lamage de 1 mm dans le support d'inox ménage entre la fenêtre et le métal un faible interstice où circule le colorant et qui est la cellule proprement dite (Fig. III-6).

Le colorant est pompé transversalement, le laser incident longeant la fenêtre pour ressortir amplifié.

La figure III-7 explique la géométrie. Il faut simplement faire converger le faisceau de pompe sur la cellule à l'aide d'une lentille cylindrique (focale ~ 10 cm) montée dans un support rotatif pour pouvoir aligner suffisamment précisément le bâtonnet de colorant excité et le faisceau vert. La cellule est elle-même montée sur un support rotatif grâce auquel on l'oriente à l'angle de Brewster pour le faisceau.

Ce schéma de cellule n'est pas le fruit du hasard mais résulte de la nécessité que le colorant circule très vite et quitte la zone d'interaction très rapidement. Ceci tient au fait que l'indice de réfraction du méthanol varie particulièrement vite avec la température (-10^{-5} K^{-1}), or l'énergie absorbée par le colorant n'est évidemment pas entièrement restituée sous forme de lumière laser, le reste "sert" à chauffer le colorant et donc le méthanol et provoque un très net effet de lentille thermique. L'effet

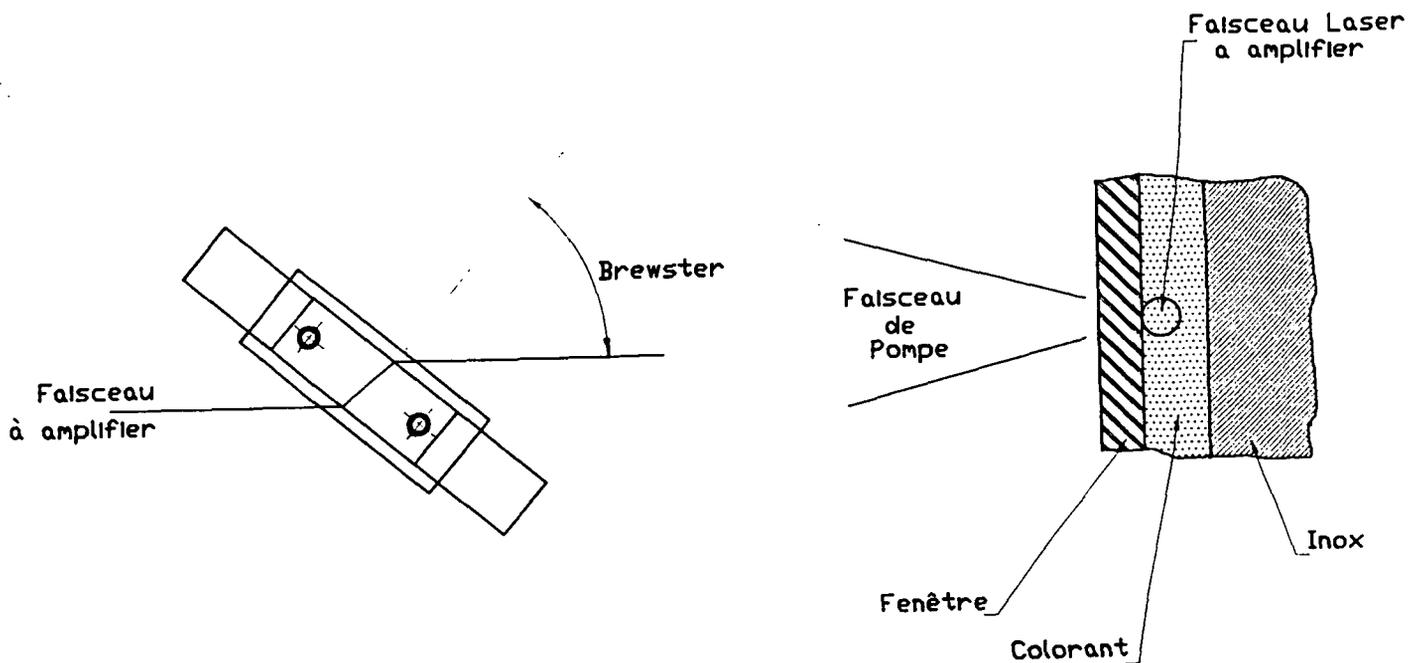


Fig. III-7 : Utilisation d'une cellule à colorant :

a) Vue de face. Le faisceau à amplifier entre à l'angle de Brewster.

b) Coupe transversale : le faisceau à amplifier frôle la paroi de la fenêtre. Le colorant est éclairé transversalement.

qui nous préoccupe n'est pas direct, en effet ce chauffage, qui nécessite le transfert de l'énergie des degrés de liberté internes de la molécule de coumarine vers les degrés de liberté externes, est lent et la température donc l'indice ne varient que bien après que l'amplification a eu lieu. Ce qui est gênant c'est un effet indirect et c'est lui qu'on évite par une circulation rapide : le méthanol chauffé échauffe, par contact, la fenêtre de la cellule contre laquelle il circule et à son tour celle-ci réchauffe pendant un certain temps le méthanol qui circule ensuite, jusqu'à ce que le courant de méthanol ait enfin refroidi la fenêtre. L'effet de lentille thermique persiste donc un moment. Il peut n'avoir pas encore disparu au coup suivant si le colorant ne circule pas assez vite, et le faisceau amplifié est alors gravement déformé. Cette déformation dépendant de la puissance et du réglage du faisceau de pompe qui fluctuent de pulse à pulse est de surcroît très instable et rend le faisceau absolument

inutilisable. Avec le modèle de cellule adopté, la vitesse de circulation est suffisante pour qu'aucun problème thermique n'intervienne.

3) Performances

a) Energie des impulsions

Lorsque les amplificateurs sont bien réglés, on obtient en sortie du deuxième étage 2.5 mJ par impulsion. Dans la cellule, l'énergie n'est plus que de 1.5 mJ à cause des pertes qui interviennent dans l'optique de transport du faisceau.

Cette énergie est obtenue pour une puissance du faisceau vert continu de 50 ± 10 mW (mesurée au niveau du premier amplificateur). Le deuxième amplificateur est saturé par rapport à la puissance injectée, c'est-à-dire que pour cet étage on est bien dans un régime où l'émission est principalement induite, la proportion d'ASE est faible ($< 10\%$). Cet étage est aussi presque saturé par rapport à l'énergie de pompe : on gagne peu à l'augmenter. Le premier étage quant à lui n'est pas saturé, il est encore en régime de gain presque linéaire et la proportion d'ASE à sa sortie est donc relativement importante. Ceci rend absolument nécessaire le dispositif qui la filtre (il s'agit du prisme à vision directe et du diaphragme, voir Fig. III-5).

Ces deux remarques peuvent laisser à penser qu'une configuration différente, avec un étage d'amplification en plus, serait préférable. C'est possible, mais le gain hypothétique qu'on pouvait attendre d'une telle modification ne nous a pas paru justifier l'investissement supplémentaire en temps qu'elle exigeait.

b) Durée et qualité spectrale

La figure III-8 montre un enregistrement typique par une photodiode rapide d'une impulsion

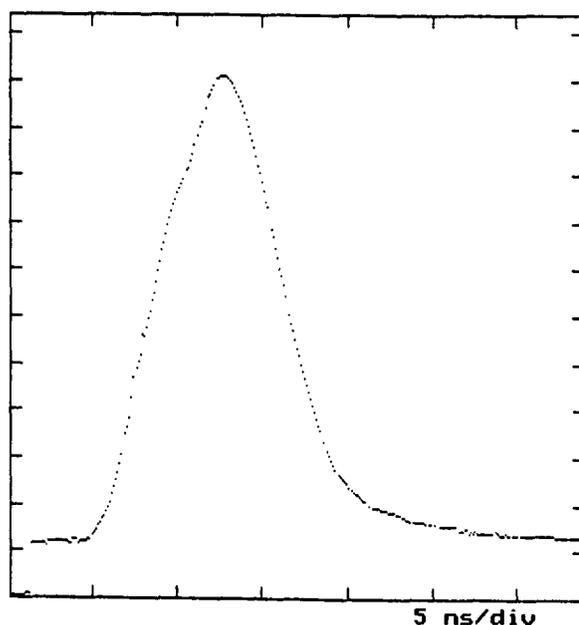


Fig. III-8 : Enregistrement d'une impulsion typique du laser d'énergie ~ 2 mJ, $\lambda = 539.4$ nm.

en sortie des amplificateurs. On peut noter quelques traces d'oscillation à haute fréquence, mais abstraction faite de ces petites fluctuations. La forme des impulsions et en particulier leur durée est très stable: mesurée à mi-hauteur elle est de 8 ou 9 ns.

A partir de cette durée, on peut obtenir une estimation théorique de la limite inférieure de la largeur spectrale :

Représentons l'impulsion par une gaussienne de largeur totale à mi-hauteur Δt :

$$I(t) \propto \exp\left(-\frac{t^2}{\Delta t^2} 4 \ln 2\right),$$

l'enveloppe de la représentation temporelle du champ électrique en est la racine carrée, c'est encore

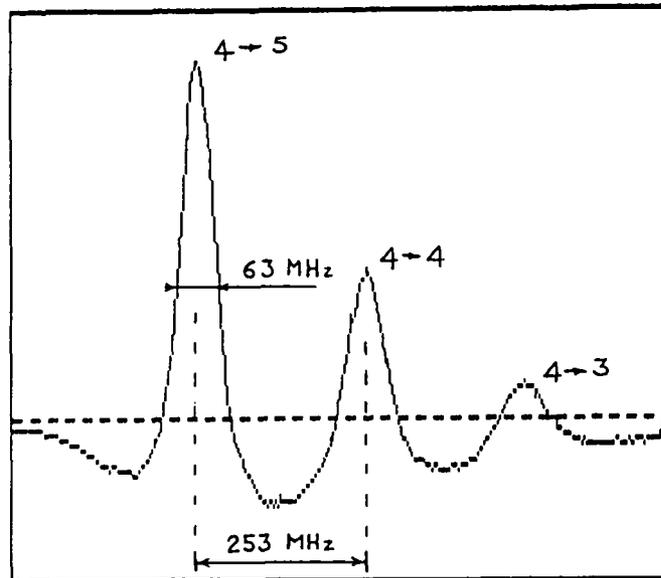


Fig. III-9 : Spectre de la transition $7S_{1/2}, F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}$ avec excitation pulsée.

une gaussienne :

$$E(t) \propto \exp\left(-\frac{t^2}{\Delta t^2} 2 \ln 2\right)$$

sa transformée de Fourier est aussi une gaussienne :

$$E(\nu) \propto \exp\left(-\frac{\nu^2}{\Delta \nu^2} 2 \ln 2\right)$$

et la densité spectrale de l'impulsion est donc elle aussi une gaussienne :

$$I(\nu) \propto \exp\left(-\frac{\nu^2}{\Delta\nu^2} 4 \ln 2\right)$$

de largeur totale à mi-hauteur :

$$\Delta\nu = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{1}{\Delta t}$$

On obtient ainsi dans notre cas en prenant $\Delta t = 8$ ns :

$$\Delta\nu \sim 55 \text{ MHz}$$

Il est intéressant de comparer cette valeur à celle qu'on déduit des spectres atomiques d'amplification du faisceau sonde (cf. II-3). Sur la figure III-9 par exemple, on mesure une largeur totale à mi-hauteur des résonances fines de 60 MHz. Cette largeur peut être attribuée à plusieurs causes dont les effets s'ajoutent quadratiquement : la largeur collisionnelle de la transition $7S - 6P_{3/2}$ (cf. § II-2 et II-3) qui contribue pour 48 MHz compte tenu d'une légère saturation ($s \sim 0.3$), la durée finie de l'impulsion sonde (25 MHz pour 20 ns), le reste correspondant à la largeur de la distribution de vitesse des atomes excités, qui est donc 20 MHz. Compte tenu du rapport des longueurs d'onde des faisceaux d'excitation (540 nm) et de sonde (1.47 μm), cette valeur indique que la largeur spectrale du laser vert est ~ 55 MHz. L'accord est dans ce cas précis remarquable. Souvent il est un peu moins bon, on trouve parfois 80 MHz. Ces fluctuations sont difficiles à attribuer à une cause particulière mais de toutes façons, ce résultat est assez satisfaisant. Tout au moins voit-on qu'il permet de satisfaire amplement à l'objectif initial qui était de résoudre la structure hyperfine dans $6P_{3/2}$.

Complément III-I-A

MESURES DE SECURITE

Il saute aux yeux qu'un laser de ce type est dangereux. Nous allons dans ce très court complément indiquer les idées générales qui nous ont guidés pour choisir les mesures de sécurité que nous prenons autour de ce laser.

1) Opérateurs et étrangers

Il importe en premier lieu de réaliser que le danger n'est pas du tout le même suivant qu'on travaille ou non sur le laser. On doit donc diviser l'ensemble des victimes potentielles en deux sous-ensembles : les "opérateurs" et les "étrangers". Est étrangère toute personne qui n'est pas en train de travailler sur le laser : elle est a priori inconsciente du danger. Un opérateur doit être au contraire conscient du danger qu'il encourt et peut faire encourir aux autres du fait qu'il est en train de manipuler le laser.

2) Protection des étrangers

Les étrangers étant présumés inconscients, aucun faisceau ne doit pouvoir les atteindre même accidentellement. Plusieurs écrans successifs sont interposés entre les faisceaux et les zones à protéger : tubes, panneaux en dural avec couvercles et enfin grands panneaux en contreplaqué agissant comme des “paravents” pour séparer dans notre pièce la zone d’expérience des bureaux et des zones de circulation.

3) Protection des opérateurs

Il est bien évident que l’opérateur étant forcément amené à approcher de près les faisceaux, il doit être parfaitement conscient à tout moment du risque qu’il est en train de prendre et les différentes protections qu’il doit outrepasser pour arriver au danger l’y aident (il ne faut pas par contre qu’elles risquent d’entraver ses mouvements). Il faut “bien entendu” s’imposer le port de lunettes de protection et l’imposer aux autres.

Pour conclure, nous dirons que nos mesures de sécurité peuvent paraître insuffisantes à certains, superflues à d’autres ou même ridicules, mais le ridicule fait pas perdre la vue.

Chapitre III-2

LE LASER SONDE

1) Raisons du choix d'un laser à centres colorés et de la transition $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ à $1.47 \mu\text{m}$

a) Transitions (et longueurs d'onde) possibles

Comme il a été signalé plus haut (cf. Partie II), nous avons jugé préférable d'utiliser, en vue d'une détection laser des atomes excités, l'émission induite vers un niveau plus bas que $7S_{1/2}$ plutôt que l'absorption vers un niveau plus haut. Deux transitions sont alors envisageables (cf. Fig. III-10) :

Compte tenu qu'il est important de choisir une transition où la force d'oscillateur est grande seules sont en effet utilisables les transitions vers les niveaux $6P_{3/2}$ et $6P_{1/2}$, les niveaux $5D$ qui ne sont couplés à $7S$ que par des transitions quadrupolaires sont ici sans intérêt. Les longueurs d'onde des transitions $7S \rightarrow 6P_{1/2}$ et $7S \rightarrow 6P_{3/2}$ sont respectivement $1.36 \mu\text{m}$ et $1.47 \mu\text{m}$, toutes deux dans le domaine du proche infrarouge.

Le niveau $6P_{1/2}$ a une structure hyperfine beaucoup plus simple que le niveau $6P_{3/2}$ (2 sous-niveaux au lieu de 4) et cette structure y est en plus beaucoup plus large (l'écart hyperfin dans $6P_{1/2}$ est de l'ordre de 1000 MHz alors qu'il est de l'ordre de 200 MHz dans $6P_{3/2}$), comme par ailleurs les effets de polarisation sont très comparables sur les deux transitions, la transition $7S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$ à $1.36 \mu\text{m}$ pourrait présenter certains avantages vis-à-vis de la transition $7S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ à $1.47 \mu\text{m}$ en dépit d'une force d'oscillateur deux fois plus faible. Nous allons voir que des considérations uniquement technologiques nous ont contraints à choisir (tout au moins dans un premier stade) la

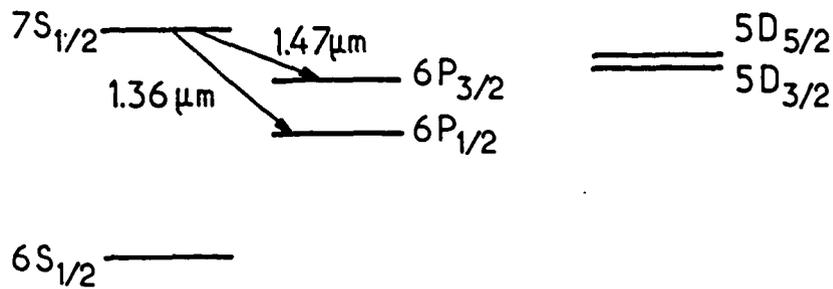


Fig. III-10 : Niveaux du césium d'énergie inférieure ou égale à celle de $7S_{1/2}$.

transition $7S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$.

b) Lasers disponibles à ces longueurs d'onde

A l'époque où se posait pour nous la question du choix du laser, il existait déjà deux types de lasers assez couramment utilisés dans le proche infrarouge : les lasers à centres colorés dont un modèle fonctionnant autour de $1.5\ \mu\text{m}$ avait été mis au point à l'ENS par B. Etienne, et les diodes lasers fonctionnant soit autour de $1.3\ \mu\text{m}$, soit autour de $1.55\ \mu\text{m}$, conçues pour les applications de télécommunications par fibres optiques.

La remarquable simplicité d'emploi des diodes lasers comparée à la relative complexité des lasers à centres colorés nous paraissait particulièrement attrayante et nous incitait fort à rechercher une diode convenable. Notons d'ailleurs que c'était en grande partie l'espoir de disposer d'une telle source qui avait fait germer l'idée d'utiliser l'émission induite pour la détection.

c) Choix du laser à centres colorés à 1.47 μm

Cet espoir s'est malheureusement révélé vain jusqu'à présent. Les fabricants sont intéressés d'une part par les courtes longueurs d'onde, pour les compacts disques, d'autre part par les deux "fenêtres télécoms" à 1.3 et 1.55 μm , ils se sont appliqués à centrer toute leur production sur ces valeurs. Ils y ont réussi et malgré tous nos efforts nous n'avons pas pu trouver de diode qui réponde à nos besoins.

Dans ces conditions, force était donc de s'orienter vers les lasers à centres colorés plutôt que vers les diodes laser.

Au début du siècle de nombreux cristaux ont été étudiés pour leurs propriétés spectroscopiques, et parmi ceux-ci beaucoup ont été utilisés pour faire des lasers [89] depuis l'article original de Moltenauer [90] qui a lancé l'idée. La plupart des cristaux sont des halogénures alcalins dopés d'ions métalliques ou d'impuretés diverses et irradiés convenablement pour y faire apparaître les centres fluorescents adéquats. Le cristal à centres colorés que nous avons choisi est KCl dopé par Tl^+ dont les centres sont probablement de type $F_A(III)$ [91]. Il permet d'atteindre la longueur d'onde de la transition vers $6P_{3/2}$: 1.47 μm . Sa technologie déjà maîtrisée au Département de Physique de l'ENS par A. Ladan et B. Etienne et son utilisation assez simple nous l'a fait préférer à d'autres cristaux permettant en principe d'atteindre 1.36 μm tels que KF : F_2^+ [92] que nous ne savions pas fabriquer et qui nécessitent pour fonctionner une alternance de phases d'utilisation et de phases de régénération et qui de plus doivent être taillés de façon assez particulière.

La production des cristaux de KCl : Tl^+ et la procédure assez complexe qui permet d'y créer les centres F_A sont décrites en détail dans le Complément III-2-B.

Signalons enfin que nous avons récemment appris l'existence d'un autre cristal qui lase à 1.47 μm , il s'agit de NaCl : OH^- [93]. Son rendement quantique semble meilleur que celui de KCl : Tl^+ et bien qu'il exige un éclairage accessoire par un laser à argon, nous envisageons de l'utiliser.

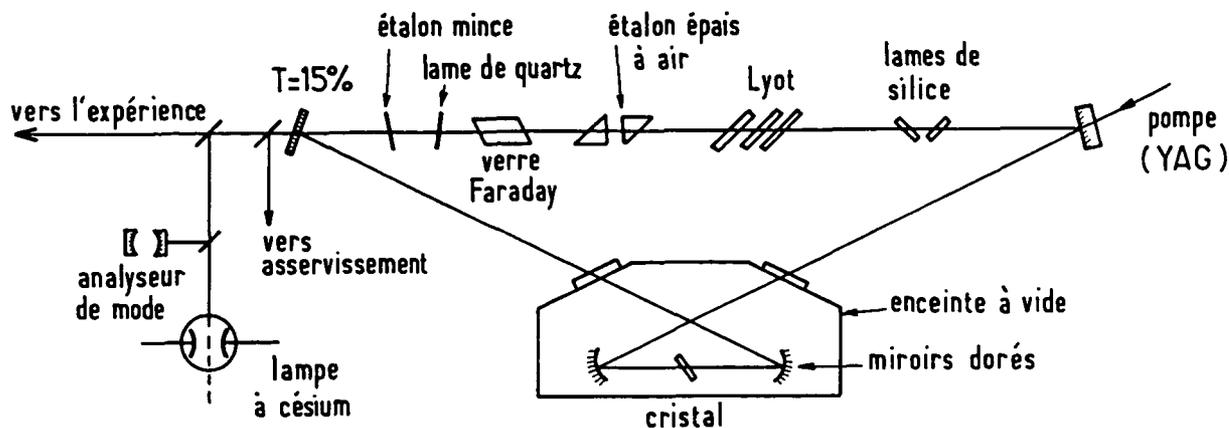


Fig. III-11 : Schéma du laser.

2) Description du laser

a) Description sommaire des divers composants de la cavité

Le laser à centres colorés que nous avons donc construit utilise donc un cristal de $\text{KCl} : \text{Tl}^+$ pompé par un laser à YAG continu ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) et placé à l'incidence de Brewster dans une cavité en anneau (cf. Fig. III-11) :

L'épaisseur du cristal est calculée de telle sorte que l'astigmatisme de celui-ci se compense avec celui des miroirs dorés courbés. Le Complément III-2-A est consacré à la présentation des calculs de cette cavité et de la compensation de l'astigmatisme.

Le cristal, maintenu sous vide et à la température de l'azote liquide par un cryostat, est tenu à l'incidence de Brewster entre deux miroirs sphériques dorés dont l'écartement est variable et permet d'ajuster le waist du mode laser.

Comme dans tout laser en anneau, un dispositif unidirectionnel impose à l'émission laser un

sens de rotation défini. Ce dispositif est constitué ici d'un barreau de verre FR-5 (Hoya) de longueur 10 mm placé dans un champ magnétique d'environ 3 kGauss (induisant par effet Faraday une rotation de 2.5° du plan de polarisation de la lumière) suivi d'une lame de quartz taillée perpendiculairement à l'axe optique (son épaisseur a été choisie de façon qu'elle présente aussi un pouvoir rotatoire de 2.5° pour la longueur d'onde de 1.47 μm).

Les centres colorés ont une bande d'émission assez large et il faut donc placer des éléments sélectifs dans la cavité pour qu'un seul mode puisse osciller. On utilise les mêmes éléments que dans les lasers à colorant, soit un filtre biréfringent de Lyot à 3 lames, un étalon épais à air réglable en épaisseur (~ 13 mm) et un étalon mince formé d'une lame de silice de 0.1 mm. L'accord fin de la longueur de la cavité se fait grâce à deux lames de silice montées approximativement sous incidence de Brewster sur deux galvanomètres, afin de pouvoir en faire varier l'inclinaison.

transition	Spectre employé	Décalage à produire avec un acoutooptique
3-2	pouvoir rotatoire	-185 MHz
3-3	biréfringence	
3-4	dichroïsme plan	
4-3	dichroïsme plan	+205 MHz
4-4	biréfringence	
4-5	pouvoir rotatoire	

Fig. III-14 : Tableau des signaux utilisés pour asservir le laser sur chacune des transitions hyperfines.

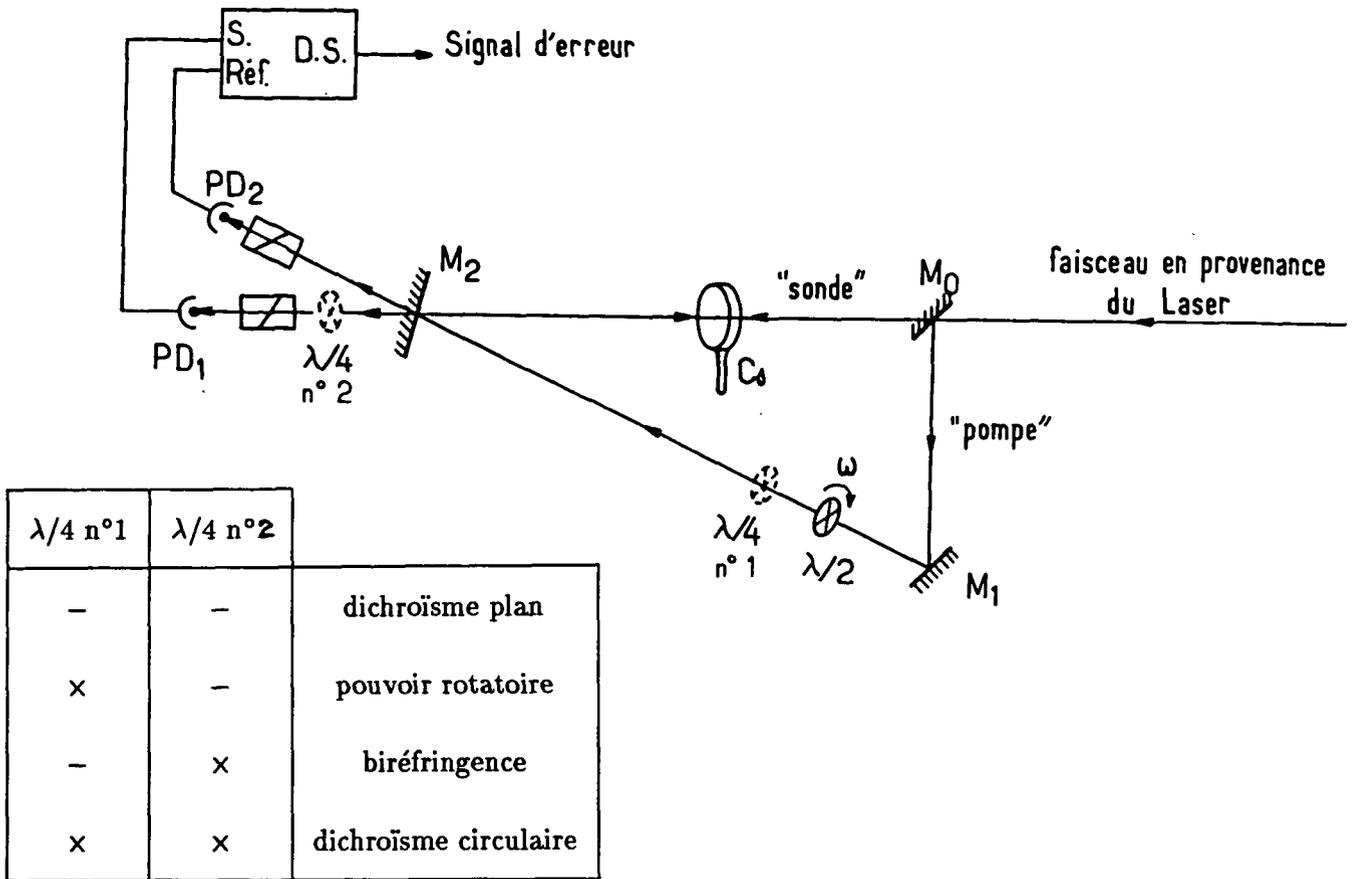


Fig. III-12 : Montage utilisé pour obtenir des signaux atomiques d'erreur :

a) Schéma.

b) Propriété de la vapeur de césium exploitée en fonction de la présence (x) ou de l'absence (-) des lames $\lambda/4$.

b) Contrôle de la fréquence

i) Asservissement de la fréquence à une référence atomique externe

On joue sur la fréquence du laser en commandant en courant les deux galvanomètres (Général Scanning n°Z 1707) qui portent les lames de silice. Le signal d'erreur (qu'on traite comme pour le laser vert) est obtenu soit de manière classique en envoyant une partie du faisceau sur un étalon de Fabry-Perot balayable en pression, soit grâce à une cellule de césium annexe dont on exploite les signaux d'absorption saturée. Nous précisons ici seulement succinctement le principe de cette méthode qui a été mise en œuvre par Michel Lintz.

Le montage instrumental est schématisé Fig. III-12. Au centre se trouve une petite cellule à Cs chauffée vers 150°C et excitée par une décharge RF, elle est traversée par deux faisceaux issus tous deux du laser à centres colorés : l'un, intense, sert de "pompe", l'autre beaucoup plus faible est la "sonde".

Le faisceau pompe crée dans l'état $7S$ une population, une orientation et un alignement qui dépendent de sa polarisation et qui modifient celle du faisceau sonde. La polarisation du faisceau pompe est modulée par une lame $\lambda/2$ tournante, suivie ou non d'une lame $\lambda/4$, l'analyse de la polarisation du faisceau sonde est faite par un polariseur presque croisé avec la polarisation incidente, éventuellement précédé d'une lame $\lambda/4$. C'est la méthode connue sous le nom de spectroscopie de polarisation [72]. Une détection synchrone permet d'extraire le signal modulé comme la polarisation pompe. On obtient des signaux de formes très différentes suivant que l'on a inséré ou non l'une ou l'autre (ou les deux) lames $\lambda/4$ (Fig. III-13). Ces spectres expérimentaux sont bien interprétés théoriquement lorsqu'on adapte à la situation expérimentale présente les calculs développés à propos de la fluorescence inhibée.

L'intérêt de ces spectres, étudiés de manière particulièrement détaillée sur le plan théorique et expérimental par M. Lintz est qu'ils fournissent directement un signal d'erreur pour quatre des six transitions hyperfines $7S, F - 6P_{3/2}, F'$ possibles (cf. Fig. III-14).

Les deux transitions au voisinage immédiat desquelles aucun des spectres ne semble être directement exploitable pour un asservissement pourraient être atteintes en décalant la fréquence du faisceau laser avec un modulateur acousto-optique.

ii) Asservissement de l'étalon Fabry-Perot interne

Le principe de cet asservissement est très classique : on module l'épaisseur de l'étalon et on asservit sa longueur de telle sorte que la modulation de l'intensité du laser qui en résulte à la même fréquence soit nulle.

Le spectre de bruit d'intensité du laser (Fig. III-15) montre bien le pic correspondant à cette modulation. Lorsque l'asservissement est accroché, il disparaît (l'harmonique 2 déjà visible, persiste). On voit aussi sur ce spectre un pic intense et large à 2275 Hz, il est dû à un résidu d'oscillation de relaxation dans le laser de pompe dont l'origine n'est pas claire.

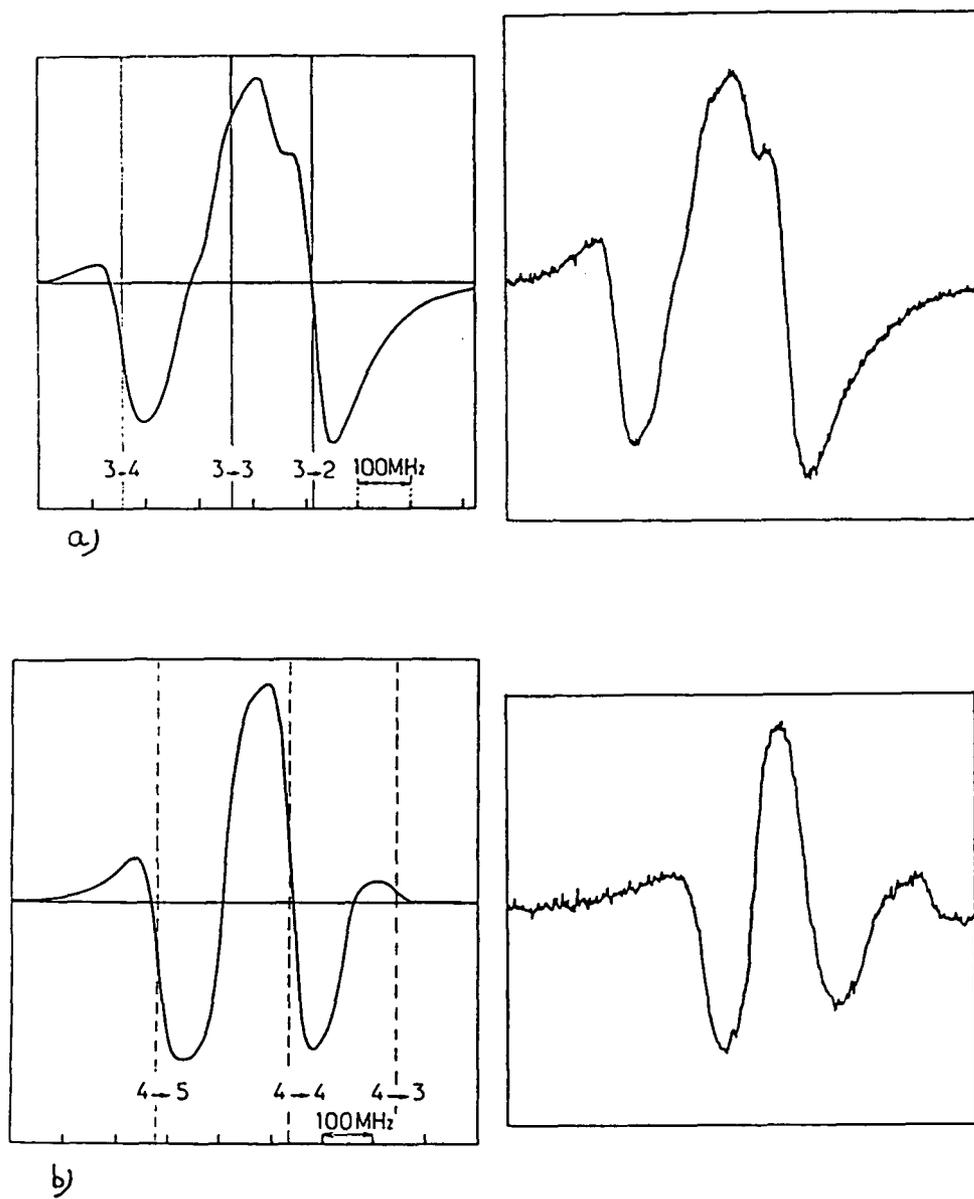


Fig. III-13 : Exemples de spectres obtenus. A gauche : spectre théorique, à droite : spectre expérimental. Sur les spectres théoriques, les droites verticales indiquent la fréquence des transitions. Les spectres sont compliqués par l'existence de résonances croisées.

a) Pouvoir rotatoire sur les transitions $7S, F = 3 - 6P_{3/2}$.

b) Biréfringence sur les transitions $7S, F = 4 - 6P_{3/2}$.

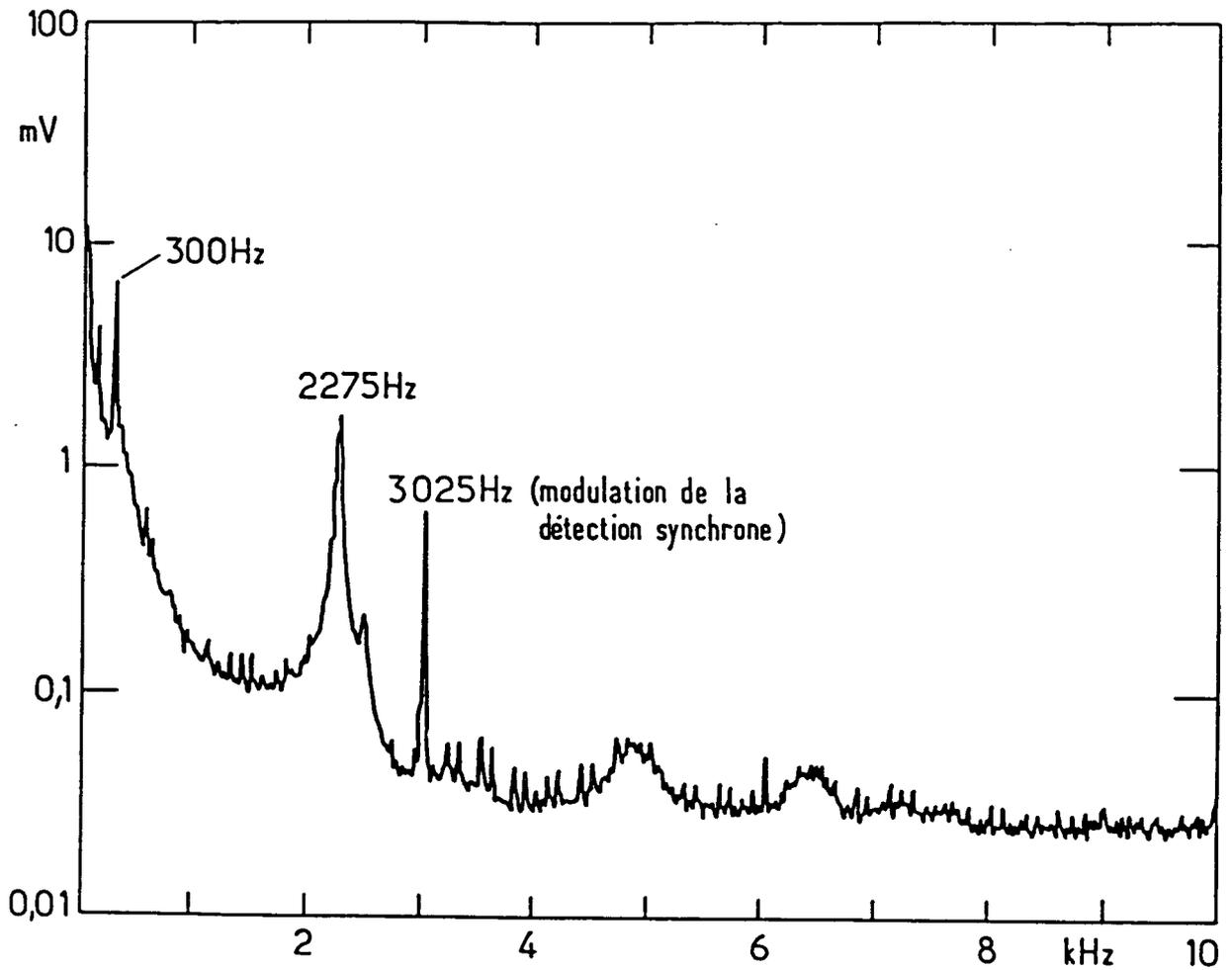


Fig. III-15 : Spectre de bruit d'intensité du laser (l'asservissement de l'étalon interne n'est pas verrouillé).

iii) Repérage pratique de la fréquence

Deux accessoires se révèlent être d'une très grande utilité lorsqu'on doit amener le laser à osciller à la fréquence exacte de la transition $7S_{1/2} - 6P_{3/2}$ avant de verrouiller l'asservissement : on commence par utiliser un lambdamètre qui a été conçu et réalisé au laboratoire sous la direction

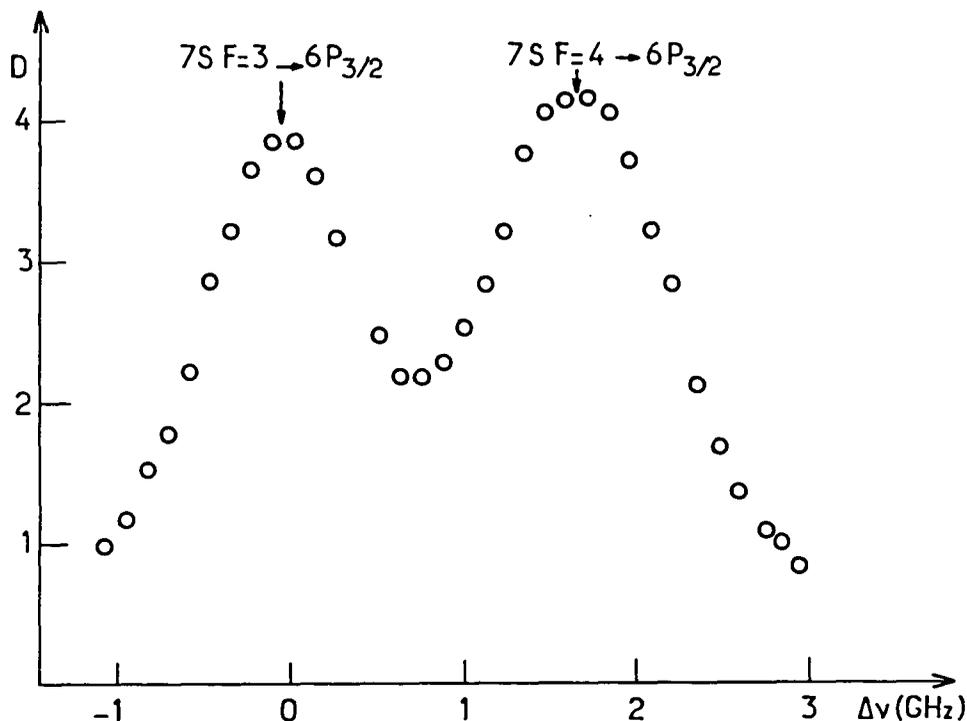
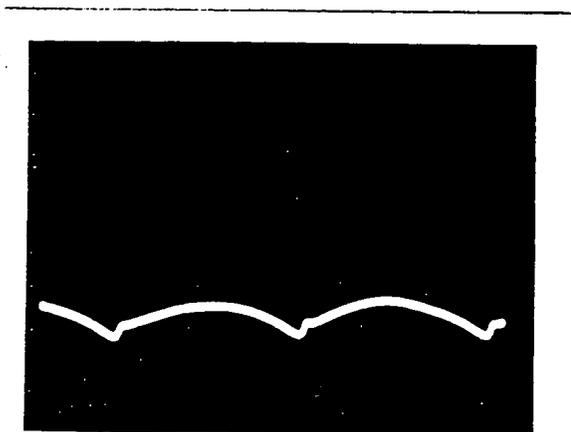


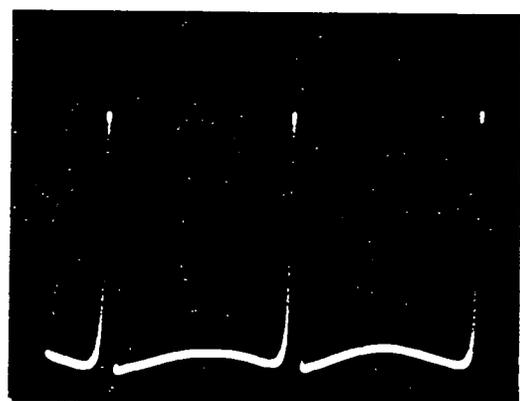
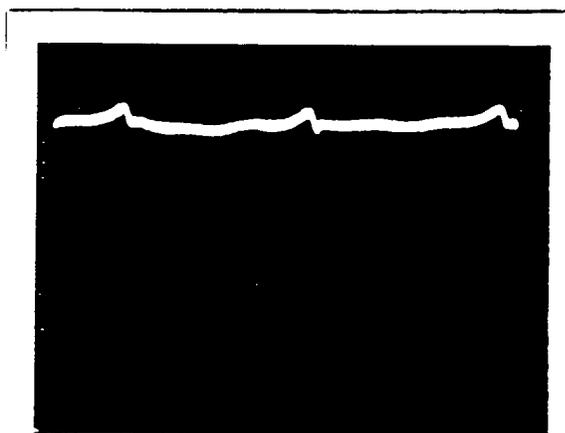
Fig. III-16 : Spectre d'absorption de la lampe spectrale à césium. La structure hyperfine de $7S_{1/2}$ est résolue, pas celle de $6P_{3/2}$.

de G. Tréneç (il diffère assez peu du modèle décrit en détail par B. Girard dans sa thèse [94]). Cet appareil donne en permanence la longueur d'onde émise par le laser avec au moins 6 chiffres significatifs, ce qui permet de se placer sans difficulté dans le profil d'absorption d'une lampe à césium [95] qui nous sert de "cellule de référence" extrêmement simplifiée.

Cette lampe est utilisée en permanence pour un contrôle visuel de la fréquence du laser, de façon très simple : une photodiode montée en photovoltaïque est placée juste derrière la lampe qui est alimentée normalement par le secteur. La décharge peuple le niveau $6P_{3/2}$ et l'absorption du laser dans la cellule est très visible : la figure III-16 montre que malgré l'importance de l'élargissement



a)



c)

Fig. III-17 : Aspect de l'écran de l'oscilloscope dans trois situations différentes :
 a) Laser coupé.
 b) Laser hors résonance.
 c) Laser à résonance.

(par pression) la structure hyperfine de l'état $7S$ est bien résolue (celle de $6P_{3/2}$ par contre ne l'est pas du tout).

Sur l'écran d'un oscillo, trois situations différentes peuvent être distinguées d'un seul coup d'œil

(Fig. III-17) : laser éteint, laser allumé, laser accordé.

On voit bien que cette méthode est extrêmement facile à mettre en œuvre, elle permet, avec un peu d'habitude, de sélectionner avec précision les sous-niveaux hyperfins de $7S_{1/2}$ voulus. Il suffit alors d'explorer finement cette zone de fréquence tout en surveillant les signaux de l'expérience pour se centrer sur une transition $7S_{1/2}, F - 6P_{3/2}, F'$ particulière.

c) Pompage du cristal

Les centres $F_A(Tl)$ dans KCl présentent une bande d'absorption centrée à $1.04 \mu\text{m}$ et suffisamment large pour qu'on puisse les pomper efficacement avec un laser à YAG ($1.06 \mu\text{m}$).

Le cristal étant placé, à 77 K, à l'intérieur d'une enceinte à vide, il n'est pas facile de l'éclairer de côté comme on fait avec le jet de colorant d'un laser à colorant, il est par ailleurs beaucoup plus épais (3 mm). La meilleure façon de le pomper est en fait d'envoyer le faisceau pompe colinéairement au faisceau laser à $1.47 \mu\text{m}$, à travers un des miroirs de la cavité, choisi dichroïque à cet effet. On focalise le faisceau pompe en utilisant l'un des deux miroirs placés dans l'enceinte à vide dans le but de focaliser aussi sur le cristal le faisceau à $1.47 \mu\text{m}$. C'est la raison qui nous a fait choisir pour ces miroirs un revêtement en or, très bon réflecteur à la fois à $1.06 \mu\text{m}$ et à $1.47 \mu\text{m}$ ($\mathcal{R} > 98\%$). Le défaut des miroirs métalliques et particulièrement des miroirs dorés (comparés aux miroirs diélectriques) est leur extrême fragilité : il n'est pas possible de les nettoyer. En pratique, ceux que nous utilisons ici sont presque continuellement sous vide et après plusieurs années de fonctionnement ils sont encore propres.

Le laser YAG que nous utilisons pour le pompage est le modèle 114 R de Quantronix qui délivre en continu un faisceau polarisé pouvant atteindre une intensité de 6 W. Il est optimisé pour une certaine valeur de la puissance de sortie. Cette puissance est parfois trop importante pour nous, aussi avons-nous installé un atténuateur externe très simple constitué d'une lame $\lambda/2$ orientable suivie d'un polariseur (un cube séparateur de polarisation) fixe. Ceci permet de diminuer la puissance du faisceau jusqu'à des valeurs éventuellement très basses sans modifier les autres paramètres ; en particulier, le waist du faisceau qui dépend beaucoup de la puissance émise par suite d'effets thermiques dans le barreau de YAG reste ainsi parfaitement constant (sa valeur est importante pour l'adaptation du

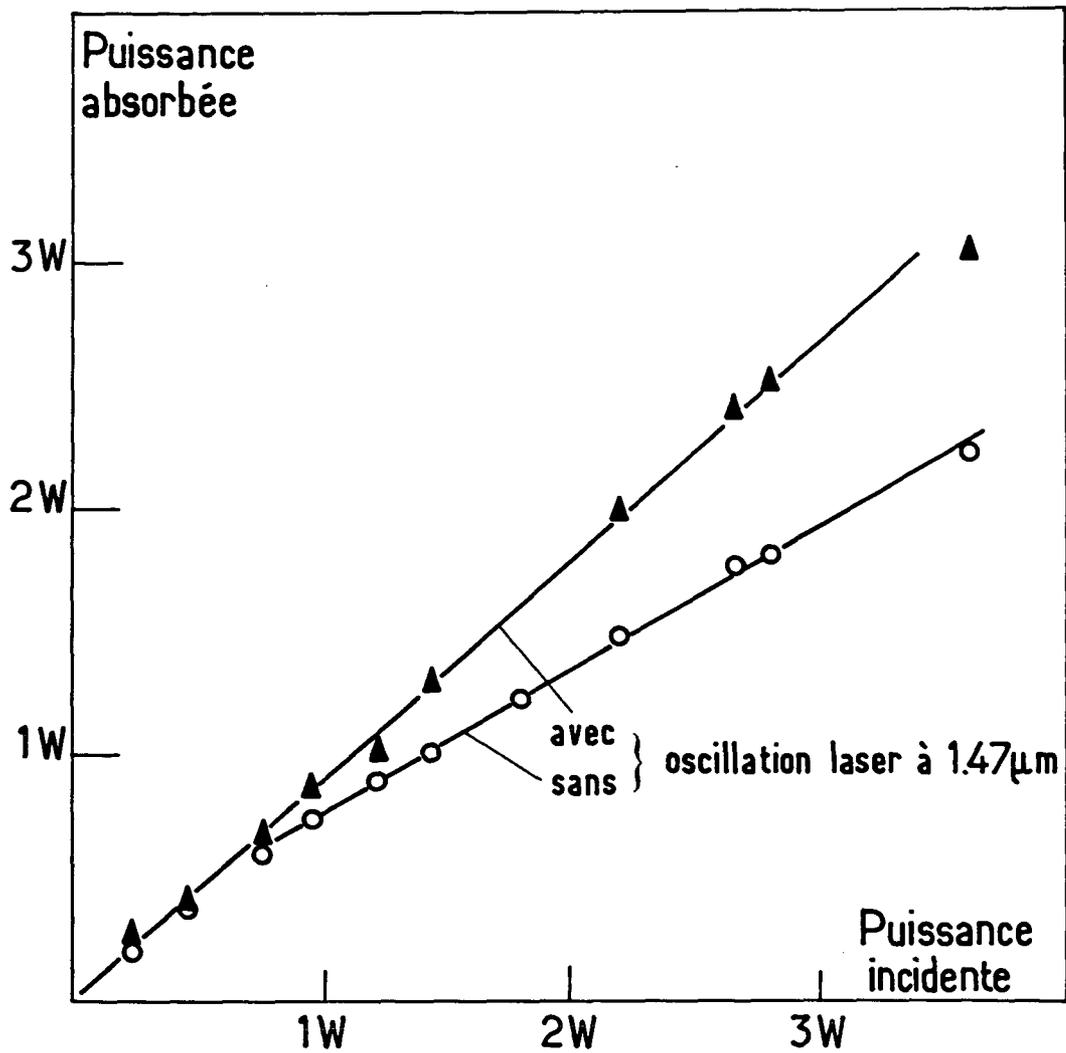


Fig. III-18 : Puissance absorbée par le cristal $\text{KCl} : \text{Ti}^+$, on remarque que l'absorption est plus grande quand le laser fonctionne (O) que quand il ne lase pas (Δ).

faisceau pompe au faisceau infrarouge dans le cristal).

Jusqu'à 3.5 W de puissance incidente sur le cristal, plus de 80% de la lumière de pompe y est absorbée (Fig. III-18). Elle est bien absorbée par le cristal, car en l'absence de celui-ci l'absorption

n'est que de 8% .

On constate sur la même figure que l'absorption à $1.06 \mu\text{m}$ dépend de la présence ou non sur le cristal de lumière laser à $1.47 \mu\text{m}$: au-dessus de 0.7 W de puissance incidente si on coupe le trajet du faisceau quelque part dans la cavité, le laser s'arrête d'osciller et simultanément l'absorption du faisceau pompe diminue.

Ceci s'interprète assez facilement : lorsque le laser ne fonctionne pas, l'absorption par les centres actifs sature pour une certaine valeur de l'intensité pompe ($\sim 0.7 \text{ W}$) (la puissance absorbée continue cependant de croître mais plus lentement, car il y a d'autres causes d'absorption que les centres actifs). Lorsque le laser fonctionne, par contre, l'émission induite force les centres colorés à retomber plus vite dans l'état du bas, état absorbant et l'absorption (par les centres colorés) sature donc pour une puissance de pompe beaucoup plus grande (dans notre cas il semble que la saturation commence à apparaître aux environs de 3.5 W de puissance de pompe). Ce comportement est assez comparable à celui étudié dans les expériences de fluorescence inhibée du chapitre II-2.

3) Performances du laser

Remarquons avant tout que les performances du laser dépendent dans une large mesure de la qualité du cristal qu'on y met. Avec certains cristaux de notre stock le laser à centres colorés se révèle un outil assez facile à utiliser, souple d'emploi, de bonne finesse spectrale, de puissance raisonnable, bref un bon laser. Avec d'autres cristaux par contre, il ne marche pas ou mal (nous jetons ces cristaux bien sûr).

a) Puissance, rendement

La figure III-19 représente la puissance obtenue en sortie du laser en fonction de la puissance de pompe (mesurée juste après le miroir dichroïque d'entrée qui n'en transmet que 70%). Cette

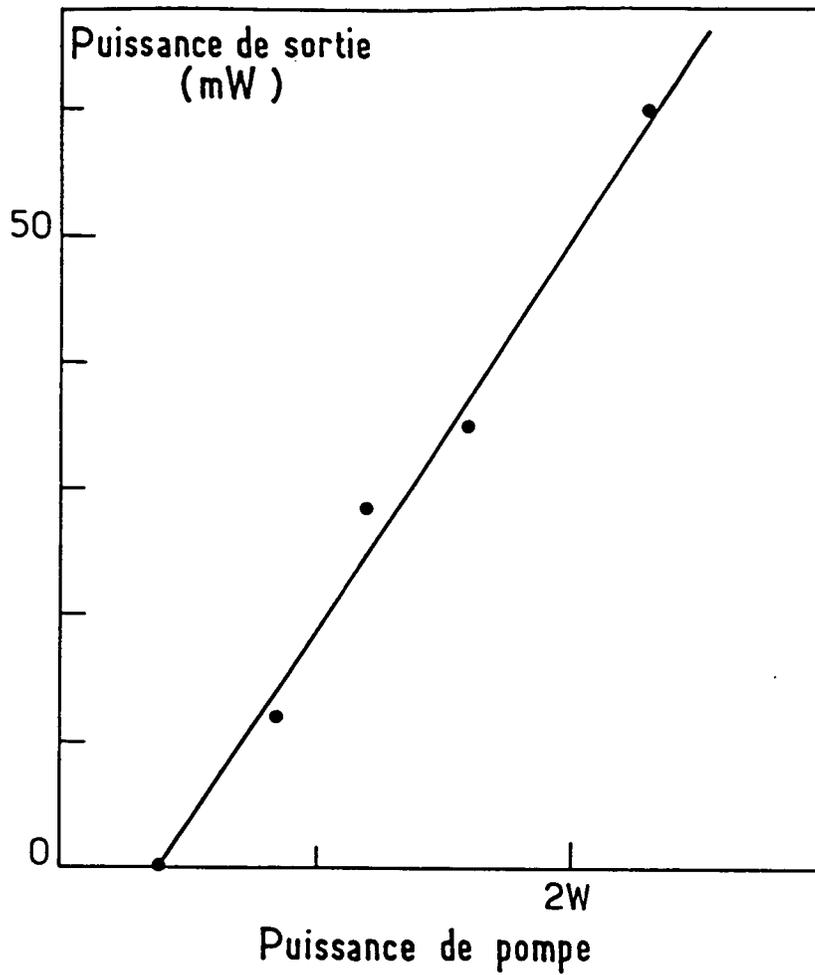


Fig. III-19 : Puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe.

figure a été établie à partir de mesures faites sur le laser complet, avec tous ses éléments sélectifs et à $1.47 \mu\text{m}$, son rendement différentiel est alors 3% ²².

L'information essentielle que nous déduisons de cette figure est simplement que nous obtenons

²² Des mesures effectuées en modifiant de façon contrôlée les pertes de la cavité permettent de remonter à une estimation du rendement quantique du cristal : on trouve $\sim 30\%$.

des puissances presque suffisantes à nos besoins malgré les pertes dues à l'interrupteur optique. Dans le cas des expériences en continu, ces puissances sont même très largement excédentaires.

b) Largeur spectrale

Nous n'avons pas de mesure précise de la largeur spectrale, mais deux observations nous permettent d'en fixer au moins une borne supérieure lorsque le laser est asservi.

La première observation est celle des "trous de fluorescence inhibée" (voir §II-2) et porte donc sur un signal atomique "extérieur", c'est-à-dire qui n'est pas mis en jeu dans l'asservissement. Des largeurs spectrales minimales observées et de leur interprétation on déduit une "largeur instrumentale" de 2 MHz, en considérant que largeur instrumentale et largeur physique s'ajoutent quadratiquement (ce qui est naturel). A cette largeur instrumentale contribuent sans doute les deux lasers, vert et infrarouge, mais la largeur spectrale du laser infrarouge est donc au maximum 2 MHz.

Cette estimation est confirmée par l'observation de la grandeur du signal d'erreur de l'asservissement du laser sur le Fabry-Perot externe de référence. Compte tenu de la finesse et de l'intervalle entre ordre du Fabry-Perot, on trouve que la largeur spectrale moyenne du laser est environ 1 MHz.

Cette largeur qui est très inférieure à celle des structures atomiques observées en continu est aussi nettement inférieure à celle du laser vert en fonctionnement pulsé (limitée inférieurement à 55 MHz par la transformée de Fourier) et est donc tout à fait satisfaisante.

c) Accordabilité

Les centres $F_A(Tl)$ dans KCl ont une bande de fluorescence s'étalant environ de $1.4 \mu m$ à $1.6 \mu m$ et produisent un effet laser sur presque toute cette bande spectrale. En modifiant l'orientation du filtre de Lyot on arrive effectivement à balayer une assez large plage de longueurs d'onde. La figure III-20 indiquant la puissance obtenue en fonction de la longueur d'onde a en fait été obtenue par la juxtaposition de plusieurs "plages" de fonctionnement du Lyot : on ne balaye pas en effet toute la plage d'émission laser en une fois en tournant le Lyot de façon régulière.

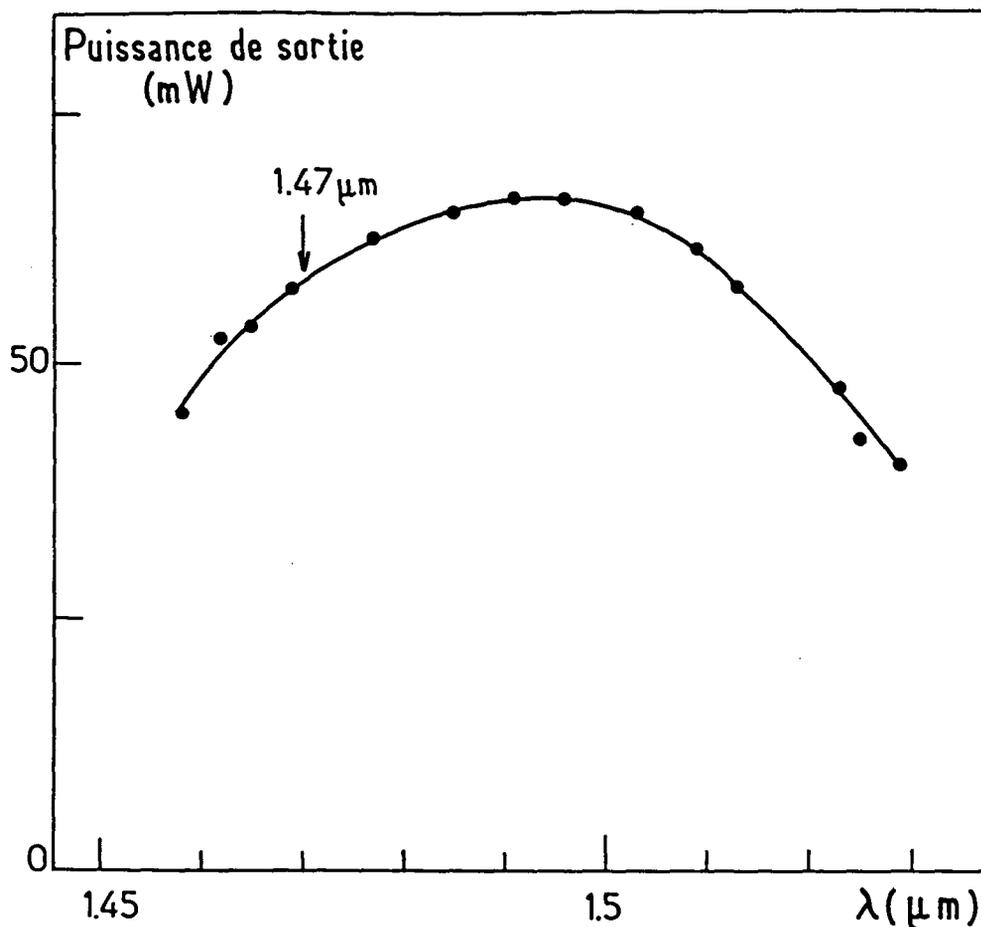


Fig. III-20 : Courbe d'accordabilité du laser : puissance en fonction de la longueur d'onde émise.

Nous réussissons bien à faire émettre le laser en régime monomode à la longueur d'onde voulue de 1.47 μm. Tout au moins ceci est-il vrai avec certains cristaux, mais comme nous l'avons déjà indiqué d'autres cristaux se révèlent inutilisables, avec ceux-ci le laser devient "bimode". Nous n'avons pas réussi à déterminer l'origine de cette difficulté.

d) Durée de vie

Les centres colorés $F_A(Tl^+)$ de nos cristaux sont très résistants, le fait qu'il ne soit pas nécessaire de changer de point de fonctionnement le confirme. Sans compter les réglages optiques qu'il faut bien entendu retoucher de temps à autre, le laser ne demande pratiquement aucune autre intervention que celles liées à l'entretien d'un bon vide dans le cryostat ²³. Des charbons actifs froids maintiennent le vide assez longtemps, mais quand ils sont saturés il faut décrocher le cristal du doigt froid, réchauffer le cryostat et dégazer les charbons. En général, il faut alors repolir le cristal et ce sont ces repolissages répétés qui usent peu à peu le cristal jusqu'à nécessiter son remplacement. Cela ne se produit généralement qu'après quelques mois d'utilisation.

²³ En pratique, ceci est très contraignant et prend beaucoup de temps...

Complément III-2-A

CALCUL DE LA CAVITE EN ANNEAU

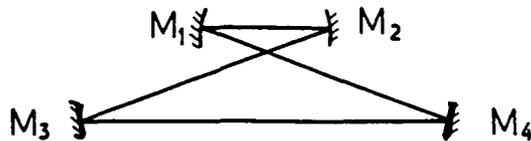
1) Motivation d'un calcul complet

A la différence des lasers visibles, un laser infrarouge émet une lumière invisible ! Elle est non seulement invisible à l'œil nu mais aussi à l'aide des accessoires les plus couramment utilisés dans le très proche infrarouge, tels que Find-R-Scope, cartes Kodak, etc... A la vérité, l'émission laser elle-même est faiblement visible sur les cartes Kodak et bien visible sur des cartes spéciales, éclairées en permanence aux U.V. où le faisceau donne une tache noire (traduisant la disparition de la fluorescence). Malheureusement, avant qu'il ne soit réglé un laser ne produit évidemment pas de faisceau et la fluorescence du cristal est quant à elle vraiment trop faible pour être visible par un moyen quelconque, seule est possible sa détection directe par des photodiodes sensibles.

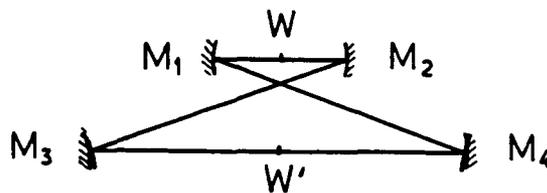
Dans ces conditions, il est impossible d'utiliser la procédure habituelle de réglage d'un laser à colorant auquel le laser à centres colorés ressemble pourtant beaucoup : superposition des taches de fluorescence, ajustement de leurs tailles, etc... Un réglage par tâtonnement ne donne par ailleurs aucun résultat, nous en avons fait la longue et frustrante expérience. Nous avons donc décidé, en dernier recours, de nous laisser éclairer par le calcul, fastidieux mais facile, exposé dans ce Complément.

2) Déplie ment de la cavité

Reprenons le schéma, simplifié, de notre cavité en anneau.

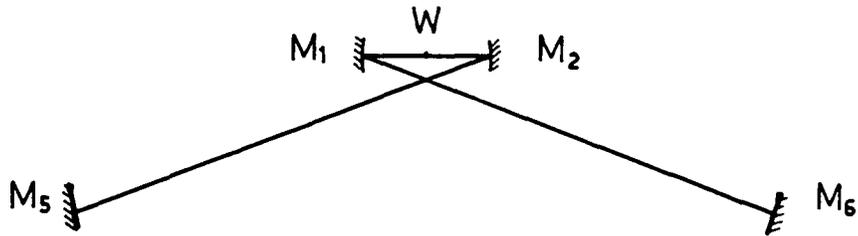


Les deux miroirs sphériques de repli ont même rayon de courbure et la cavité est donc symétrique par rapport au plan médiateur à ces deux miroirs. Le mode laser qui y trouvera éventuellement place (si elle est stable) présentera donc deux “waist” : l’un au milieu entre les deux miroirs M_1 et M_2 (là où on placera le cristal), l’autre au milieu de l’autre bras “horizontal” entre les deux miroirs plans M_3 et M_4 .



Nous pouvons, sans rien changer à la géométrie des modes possibles, insérer deux miroirs plans M_5 et M_6 en W' , point où la surface d’onde est plane, et “déplier” les bras $M_1M_4M_6$ et $M_2M_3M_5$

autour de M_3 et M_4 :



On se trouve alors avec une "cavité en X" [96]. C'est d'ailleurs en fait la première que nous avons fait laser, avant de passer à la cavité en anneau dont l'alignement est un peu plus délicat quand on ne voit pas les faisceaux.

Pour étudier cette cavité, on la déplie elle-aussi en remplaçant les miroirs M_1 et M_2 par des lentilles de même focale,



et enfin, il suffit de remplacer l'ensemble formé d'un miroir plan et de la lentille qui lui est la plus proche par le miroir sphérique équivalent (voir plus loin) pour être alors ramené à une cavité constituée de deux miroirs (réels ou virtuels, en général sphériques). On sait [10] que la condition de stabilité d'une telle cavité est :

$$\left(1 - \frac{L}{\mathcal{R}}\right)^2 \leq 1 \quad (\text{III} - 2 - 1)$$

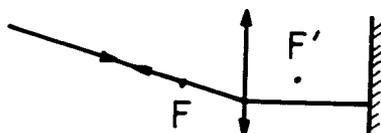
(\mathcal{R} est le rayon de courbure commun aux deux miroirs sphériques équivalents ²⁴, L la distance séparant leurs sommets).

²⁴ Suivant une convention courante en optique géométrique, \mathcal{R} est choisi positif pour les miroirs concaves et négatif pour les miroirs convexes.

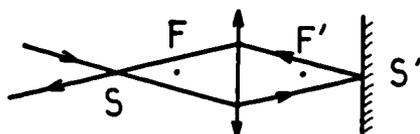
3) Condition de stabilité de la cavité

a) Equivalence de l'ensemble d'une lentille suivie d'un miroir plan

Il est utile ici de refaire l'exercice classique d'optique géométrique où on montre que l'association d'une lentille placée devant un miroir plan est équivalente à un seul miroir, sphérique.

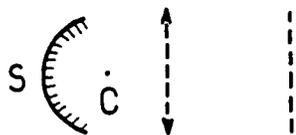


Un rayon passant par le foyer objet de la lentille revient sur lui-même, le foyer objet de la lentille est donc le centre du miroir équivalent (c'est d'ailleurs l'image virtuelle donnée par la lentille du centre du miroir initial situé à l'infini à gauche).

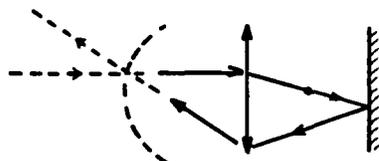


Un rayon passant par l'image S du sommet S' du miroir vrai ressort symétrique par rapport à l'axe, S est donc le sommet du miroir équivalent. Dans le cas représenté ici, le miroir équivalent est donc

réel et convexe pour les points sources situés à gauche de S .



Pour des points sources situés entre S et la lentille (nous allons voir que c'est le cas ici en pratique), le miroir toujours convexe est virtuel :



f étant la focale de la lentille (i.e. du miroir doré de repli) et $D = \overline{F'S'}$ la distance entre le foyer de cette lentille et le miroir plan "réel" (en fait le miroir fictif placé en W'), le rayon de courbure du miroir équivalent est :

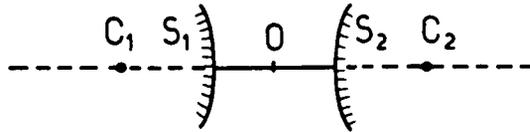
$$\mathcal{R} = - \frac{f^2}{D}$$

le signe moins indiquant suivant notre convention que le miroir est ici convexe.

Dans le cas de notre cavité, $f = 37.5$ mm et D vaudra en pratique environ 1 mètre, le miroir équivalent a donc un rayon très petit, environ -1.5 mm.

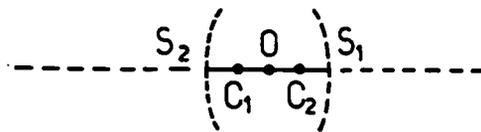
b) Expression de la condition de stabilité

Reprenons notre cavité dépliée, il s'agit de voir quelles conditions sur sa forme impose la relation (III-2-1) qui exprime, sur la cavité équivalente, sa stabilité :



Nous venons de voir que l'ensemble lentille + miroir plan est équivalent à un miroir convexe (réel ou virtuel suivant l'endroit où on se place par rapport à lui). Le cristal sera placé en O qu'on va donc toujours considérer comme un point source réel. Si l'ensemble lentille + miroir de droite est assez loin, le miroir équivalent est réel et à droite de O, réciproquement l'ensemble de gauche est à gauche de O.

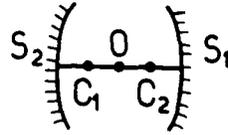
La cavité équivalente est alors manifestement instable. Elle sera stable si la "distance" $\overline{S_1 S_2}$ devient négative (les deux miroirs équivalents sont "plus proches l'un de l'autre que s'ils se touchaient"), les miroirs sont alors virtuels :



La relation III-2-1 s'écrit encore :

$$\left(1 - \frac{L}{\mathcal{R}}\right)^2 \leq 1$$

où $\mathcal{R} (= \overline{S_1 C_1} = \overline{C_2 S_2})$ mais aussi $L (= \overline{S_2 S_1})$ sont tous deux négatifs. Il est plus reposant pour l'esprit de remplacer cette cavité formée de deux miroirs convexes virtuels par une cavité formée de deux miroirs concaves ($\mathcal{R} > 0$) et réels :



Dans ce cas, la relation (III-2-1) s'écrit toujours :

$$\left(1 - \frac{L}{\mathcal{R}}\right)^2 \leq 1$$

mais cette fois $L (= \overline{S_2 S_1})$ et $\mathcal{R} (= \overline{S_2 C_2} = \overline{C_1 S_1})$ sont tous deux positifs. En développant le carré et en multipliant par \mathcal{R}^2 (toujours positif) on obtient dans l'un et l'autre cas :

$$L(L - 2\mathcal{R}) \leq 0$$

ou encore maintenant

$$\overline{S_2 S_1} \cdot \overline{C_2 C_1} \leq 0$$

cette relation se traduit en fonction des paramètres de la cavité initiale

$$d \left(d - \frac{2f^2}{D} \right) \leq 0$$

où

$$d = \overline{F_1 F_2} \quad \text{et} \quad D = \overline{F'_2 S'_2} = \overline{S'_1 F'_1}$$

Compte tenu de ce que $D > 0$ dans la pratique, ceci implique :

$$d \geq 0 \quad \text{et} \quad d - \frac{2f^2}{D} \leq 0$$

On mesure sur les plans de l'enceinte à vide (qui tient les miroirs dorés et où est suspendu le cristal) la distance entre les miroirs et donc celle entre leurs foyers, en fonction de la position des butées micrométriques qui permettent de les manoeuvrer. (Nous avons vérifié cette dépendance par des mesures optiques).

On peut alors tracer la zone de stabilité accessible de notre laser (cf. Fig. III-21).

c) Etude (et choix) du waist du laser

Le mode laser présente un waist au centre de symétrie de la cavité équivalente, c'est-à-dire au point O, milieu du segment joignant les deux miroirs sphériques de repli. Son rayon est donné par [97] :

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2\mathcal{R} - L)}$$

c'est-à-dire en utilisant les paramètres de la cavité réelle :

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{d \left(\frac{2f^2}{D} - d \right)}$$

La figure III-21 montre l'allure des courbes d'égal w_0 .

La croix indique le point de fonctionnement que nous avons choisi, il correspond à un rayon focal dans le cristal de $20 \mu\text{m}$. Cette valeur est une valeur communément retenue, que ce soit dans

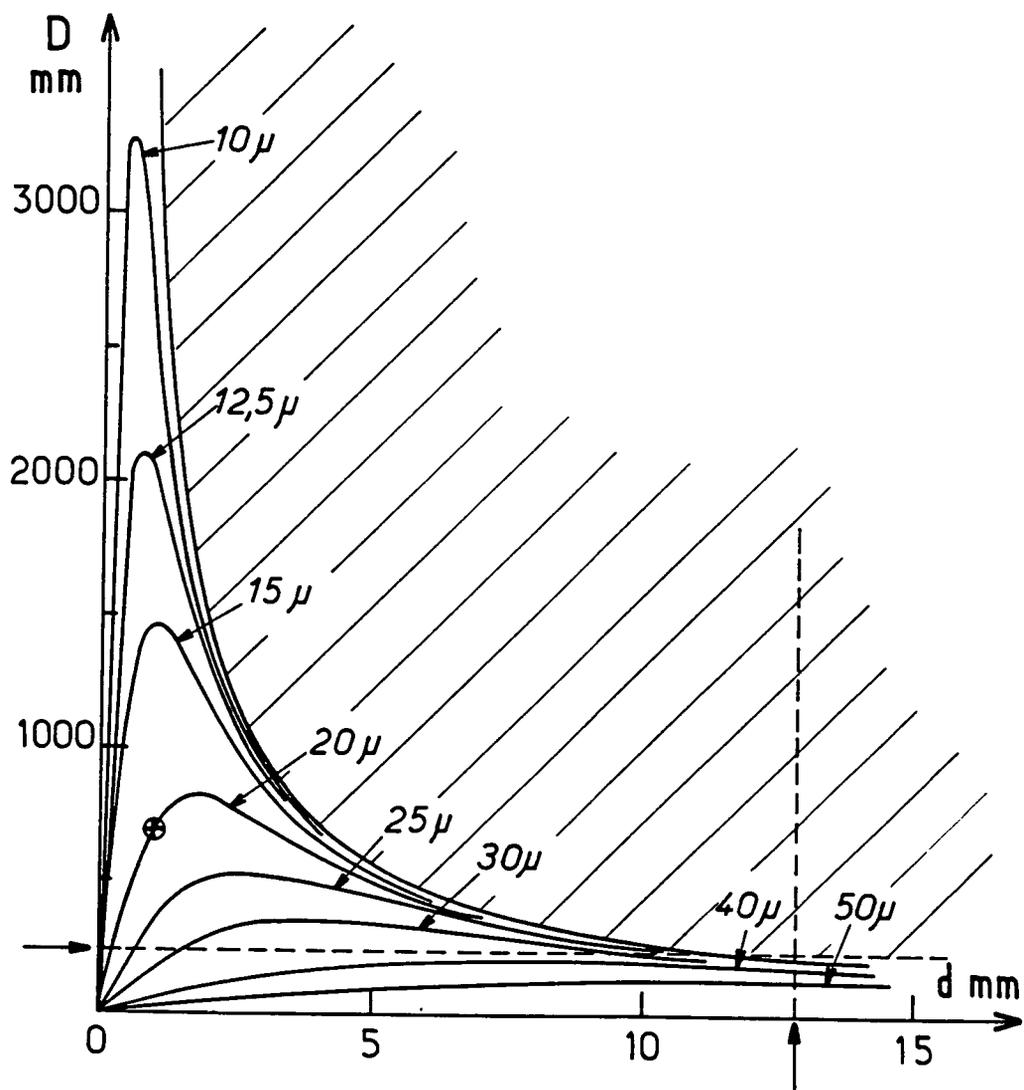


Fig. III-21 : Zone de stabilité géométrique du laser et courbes "iso-waist". La partie hachurée correspond aux configurations instables de la cavité. Les flèches horizontales et verticales indiquent les limites qu'impose la mécanique du laser : limite inférieure pour D et supérieure pour d .

les lasers à colorant ou dans les lasers à centres colorés, elle est proche de la valeur minimale possible compte tenu de l'astigmatisme (voir plus loin).

d) Confirmation expérimentale de nos calculs

La première et la plus brillante est que le laser, construit aveuglément en utilisant les valeurs déterminées précédemment, a lasé du premier coup.

La deuxième est la mesure directe du diamètre du faisceau à la sortie du laser, à partir de laquelle on peut facilement remonter au waist sur le cristal (on trouve effectivement $\sim 19 \mu\text{m}$).

4) Compensation de l'astigmatisme

Le cristal de KCl est incliné sur le faisceau de façon à être à l'incidence de Brewster. Le faisceau étant très convergent à cet endroit, il résulte de l'effet combiné de la convergence et de l'inclinaison un astigmatisme assez important qu'on peut traduire de la façon simple suivante : la distance effective qui sépare les deux miroirs de repli de la cavité n'est pas la même suivant qu'on considère les rayons qui sont dans le plan de l'anneau ou dans le plan perpendiculaire [98]. La différence pourrait éventuellement être telle que la cavité ne puisse pas être simultanément stable dans le plan tangentiel et le plan sagittal (ce n'est pas vraiment notre cas ici). Les longueurs effectives du cristal sont respectivement (Fig. III-22) :

$$d_x = t\sqrt{n^2 + 1}/n^2, \quad d_y = t\sqrt{n^2 + 1}/n^4$$

où t est l'épaisseur du cristal et n son indice.

Kogelnik a proposé [99] de compenser cet astigmatisme par celui des miroirs de repli qui se traduit par une différence de leur focale, dans le plan tangentiel et dans le plan sagittal [100] :

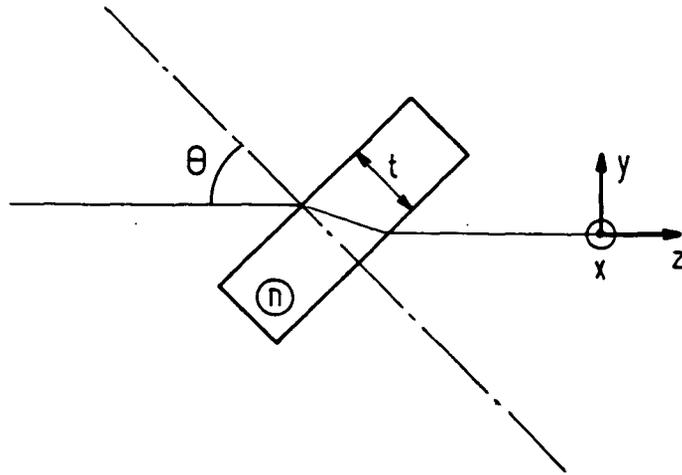


Fig. III-22

$$f_x = f \cos \theta, \quad k_y = f / \cos \theta$$

Kogelnik fait son calcul pour la compensation de l'astigmatisme du cristal par un seul miroir. Il suffit de couper le cristal en deux (par la pensée !), l'effet d'une moitié étant corrigé par un miroir, celui de l'autre par le deuxième miroir pour se convaincre qu'il suffit de multiplier son résultat par deux pour l'adapter à notre cas. L'épaisseur idéale est alors :

$$t = \frac{R \sin \theta \tan \theta}{(n^2 - 1) \sqrt{n^2 + 1}} \times n^4$$

(où R est le rayon de courbure des miroirs de repli).

Nous trouvons dans notre cas :

$$t \# 3 \text{ mm}$$

De plus, il résulte des calculs de Kogelnik que la présence du cristal empêche de concentrer le faisceau sur une tache dont la surface soit inférieure à :

$$A = \lambda t \frac{(n^2 - 1) \sqrt{n^3 + 1}}{n^3}$$
$$= 0.2 \lambda t \quad \text{pour } n = 1.45$$

Ceci justifie le choix d'un waist de rayon $20 \mu\text{m}$ dans le calcul précédent : avec $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ et $t = 3 \times 10^3 \mu\text{m}$, on trouve $A = \pi n w_{min}^2 = 900 \mu\text{m}^2$ et donc $w_{min} \sim 15 \mu\text{m}$.

Complément III-2-B

FABRICATION DES CRISTAUX

Des cristaux de $\text{KCl} : \text{Tl}^+$ contenant des centres colorés sont vendus commercialement par la société Burleigh pour équiper ses lasers. Outre qu'ils sont extrêmement coûteux, ils n'ont pas les dimensions voulues pour notre laser. Nous avons préféré fabriquer nous-mêmes nos cristaux selon une technique que nous ont appris A. Ladan et B. Etienne (qui se sont depuis installés au laboratoire C.N.R.S. du C.N.E.T. à Bagneux). Cette fabrication se fait en trois principales étapes : le tirage d'un monocrystal de KCl dopé au thallium, l'irradiation de ce cristal par un faisceau d'électrons qui crée de très nombreux défauts de toutes sortes, et enfin un affinage qui permet de transformer ces divers défauts pour obtenir les centres colorés qui interviennent dans l'émission laser autour de $1.5 \mu\text{m}$. A côté de cette fabrication, il nous a fallu apprendre à découper et polir les cristaux.

1) Tirage d'un monocrystal

La grande qualité optique dont on a besoin dans une cavité laser ne permet pas d'utiliser un matériau polycristallin : nous devons donc produire des monocristaux de $\text{KCl} : \text{Tl}$. A cet effet, seule la solidification du liquide fondu permet d'obtenir des cristaux convenables, sans eau qui absorberait la lumière à $1.47 \mu\text{m}$.

Par chance KCl se contracte en se solidifiant et on peut donc utiliser la méthode dite “de Bridgman” plutôt que la méthode de Czochralsky, plus difficile d’emploi. (La méthode de Czochralsky est celle qu’on utilise pour “tirer” les cristaux de silicium : on tire un cristal à partir de la surface libre d’un bain de liquide).

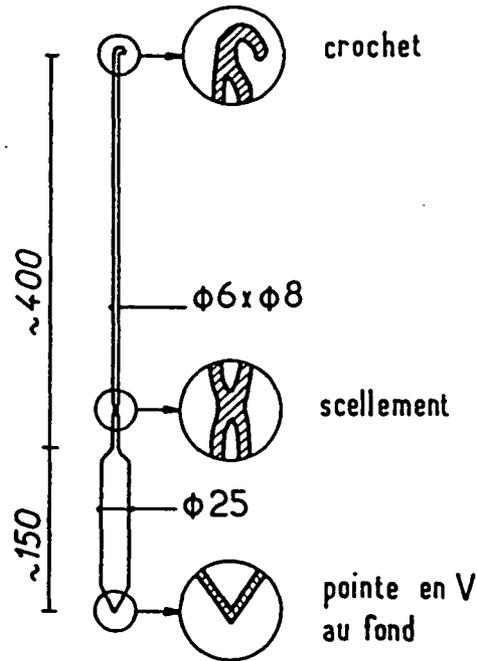


Fig. III-23 : Creuset scellé en silice utilisé pour la production d’un monocristal de KCl.

La méthode de Bridgman [101] consiste à faire descendre lentement un creuset clos (Fig. III-23) contenant le produit à cristalliser et dont le fond est pointu dans un four vertical d’une région chaude où le produit est liquide vers une région plus froide où le produit est solide [102].

Grâce à la pointe, il n’y a qu’un faible nombre de germes qui se forment quand le fond du creuset atteint la température de solidification et comme généralement un des cristaux croît plus vite que

les autres, on obtient finalement une carotte monocristalline.

La température du four est environ 1000°C et la descente s'effectue à la vitesse d'environ 4 mm/heure (ce qui est assez rapide pour une vitesse de croissance cristalline). La composition du mélange est calculée de façon qu'on ait la bonne concentration de thallium dans le cristal : 5 ions thallium pour 1000 ions potassium, soit 2% de $TlCl_3$ en masse par rapport à KCl . Après avoir pompé et dégazé le mélange placé dans le creuset vers 400°C ($< T_{fusion}$) on y ajoute 50 torr de CCl_4 dans le but de saturer la surface de la silice en chlore au cours du chauffage, on évite ainsi que KCl ne colle à la paroi, ce qui entraînerait sa cassure au refroidissement. Enfin, on rajoute 140 torr d'argon pour avoir à chaud une pression voisine de l'atmosphère.

Une fois que le creuset est descendu (ce qui prend environ 3 jours), il faut scier le tube de silice et faire glisser la carotte monocristalline au-dehors. L'étape du tirage du cristal est alors terminée, mais généralement on clive et polit tout de suite les cristaux. On peut ainsi vérifier à l'œil que le cristal est bien monocristallin (s'il ne l'est pas les joints de grain sont visibles à la surface), qu'il n'y a pas de bulle, etc... Les échantillons obtenus peuvent être conservés à température ambiante mais bien au sec (KCl est très hygroscopique !).

2) Création de défauts par irradiation

A l'état brut les cristaux ne présentent pas de centres colorés, les ions Tl^+ absorbent, mais dans l'UV à 196 et 251 nm [103], ce sont simplement des ions Tl^+ ayant pris la place d'un ion K^+ .

Pour créer des défauts, nous irradiions le cristal dopé à l'aide du faisceau très facilement contrôlable d'un accélérateur Van de Graaf (nous utilisons celui du G.P.S. à Jussieu). Nous éclairons avec le faisceau (1.8 MeV) une tache ronde d'environ 7 mm de diamètre sur le cristal qui est refroidi à la température de l'azote liquide dans le porte-échantillon d'un petit cryostat. Nous avons essayé trois doses : 4, 5 et 6 minutes de pose (pour une densité de courant de $1.8 \mu A/cm^2$). Les résultats finaux obtenus sur le laser semblent indiquer que le meilleur temps est 5 min. (2.5 minutes pour chaque face).

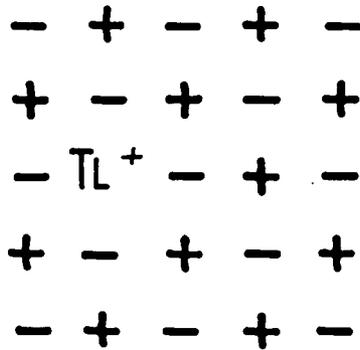


Fig. III-24 : Un ion Tl^+ à la place d'un ion K^+ dans KCl . Dans cette figure comme dans les suivantes, + représente un ion K^+ à sa place normale, - représente un ion Cl^- .

Cette irradiation produit de nombreux défauts, des centres F^+ , F_2^+ , V_k , etc... mais surtout des centres F [104] (F comme Farbe, couleur en allemand).

Après cette étape le cristal contient tous les ingrédients nécessaires à l'obtention des centres thallium : des centres F , des ions Tl^+ .

3) Affinage : obtention des centres voulus $F_A(Tl^+)$ ou $Tl^0(1)$

L'affinage comporte deux étapes : d'abord on éclaire le cristal à $-40^\circ C$ par de la lumière blanche, ce qui crée les centres $F_A(Tl^+)$ par association d'un centre F et d'un ion Tl^+ puis par une nuit de recuit à température ambiante, on élimine certains centres indésirables qui absorbent à $1.47 \mu m$.

Les centres F_A (il en existe plusieurs variantes) [105] sont l'association d'un centre F et d'une impureté cationique (ici Tl^+), l'électron étant localisé surtout sur l'impureté.

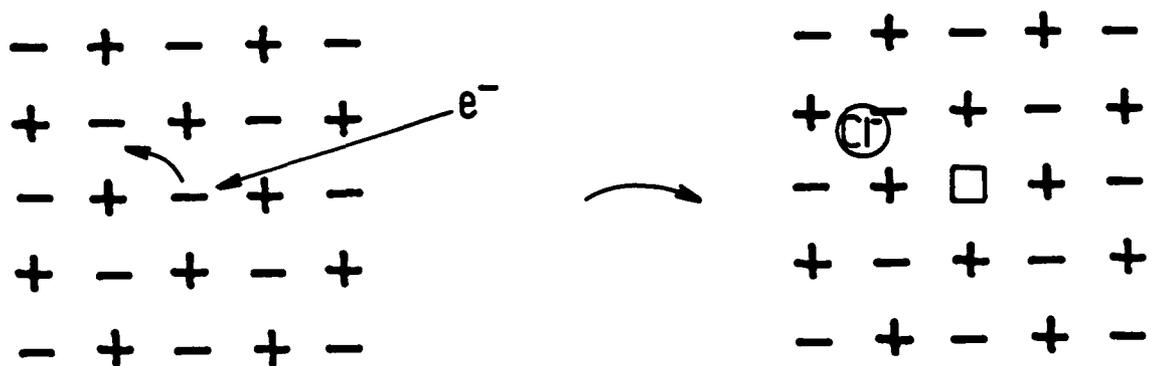


Fig. III-25 : Création d'une lacune de Cl^- par choc avec un électron incident : l'ion Cl^- s'est déplacé et laisse derrière lui une lacune, indiquée ici par un carré vide. (D'autres mécanismes moins directs mènent aussi à la formation de lacunes de Cl^-).

Dans le cas du thallium, sa grande affinité électronique (supérieure de 1,7 eV à celle de K^+) suggère qu'on a plutôt affaire à un atome (neutre) de thallium associé à une lacune, neutre aussi, d'où l'autre nom qu'on donne à ce centre coloré [106] : $\text{Tl}^0(1)$, le 1 étant pour "une lacune".

En pratique, le cristal est placé dans un petit cryostat spécialement constitué à cette intention où il est maintenu dans un porte-cristal relié au vase à azote par une tige de laiton de résistance thermique relativement grande. Il peut être réchauffé par des résistances jusqu'à la température de -40°C (des résistances de platine permettent de mesurer la température et de la réguler).

Pour contrôler que la transformation des centres F en centres F_A s'est bien déroulée comme prévu, on trace le spectre d'absorption du cristal à 77 K en le laissant dans le même cryostat et en l'éclairant d'ailleurs avec la même lampe. Avant éclairage, le spectre montre la présence, en quantité insuffisante, de centres F_A qui absorbent à $1.06 \mu\text{m}$ (Fig. III-29). Après éclairage, l'absorption à $1.06 \mu\text{m}$ a beaucoup augmenté mais le cristal absorbe à $1.47 \mu\text{m}$: on a produit des centres absorbants, sans doute des centres F_2^+ . Ces centres sont détruits après une nuit passée à la température ambiante après réchauffage du cryostat, le cristal n'absorbe alors plus à $1.47 \mu\text{m}$, tandis

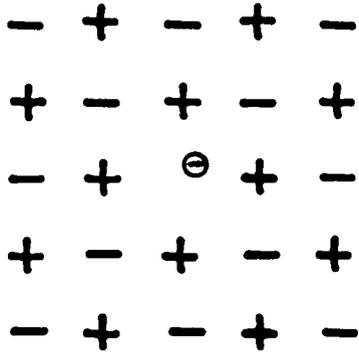


Fig. III-26 : Centre F : lacune de Cl^- peuplée d'un électron.

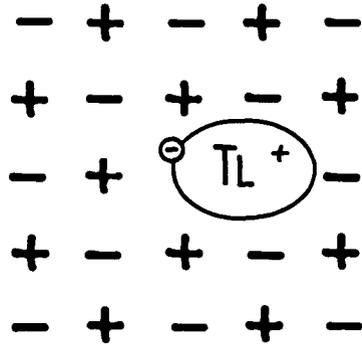


Fig. III-27 : Centre $F_A(\text{Tl}^+)$: l'électron du centre F se lie à l'ion Tl^+ .

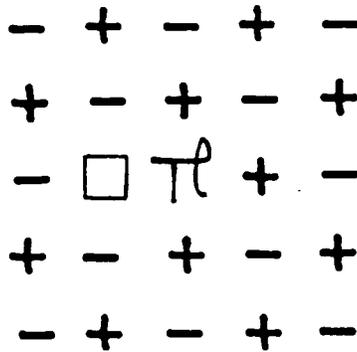


Fig. III-28 : Autre vue du centre coloré : un atome de thallium neutre associé à une lacune vide (sans électron) : centre $Tl^0(1)$.

que la densité optique à $1.06 \mu\text{m}$ reste grande, indiquant qu'il reste beaucoup de centres $F_A(Tl^+)$ (Fig. III-29). On peut maintenant sortir le cristal pour l'utiliser (on peut aussi le stocker enveloppé de feuille d'aluminium dans de l'azote liquide).

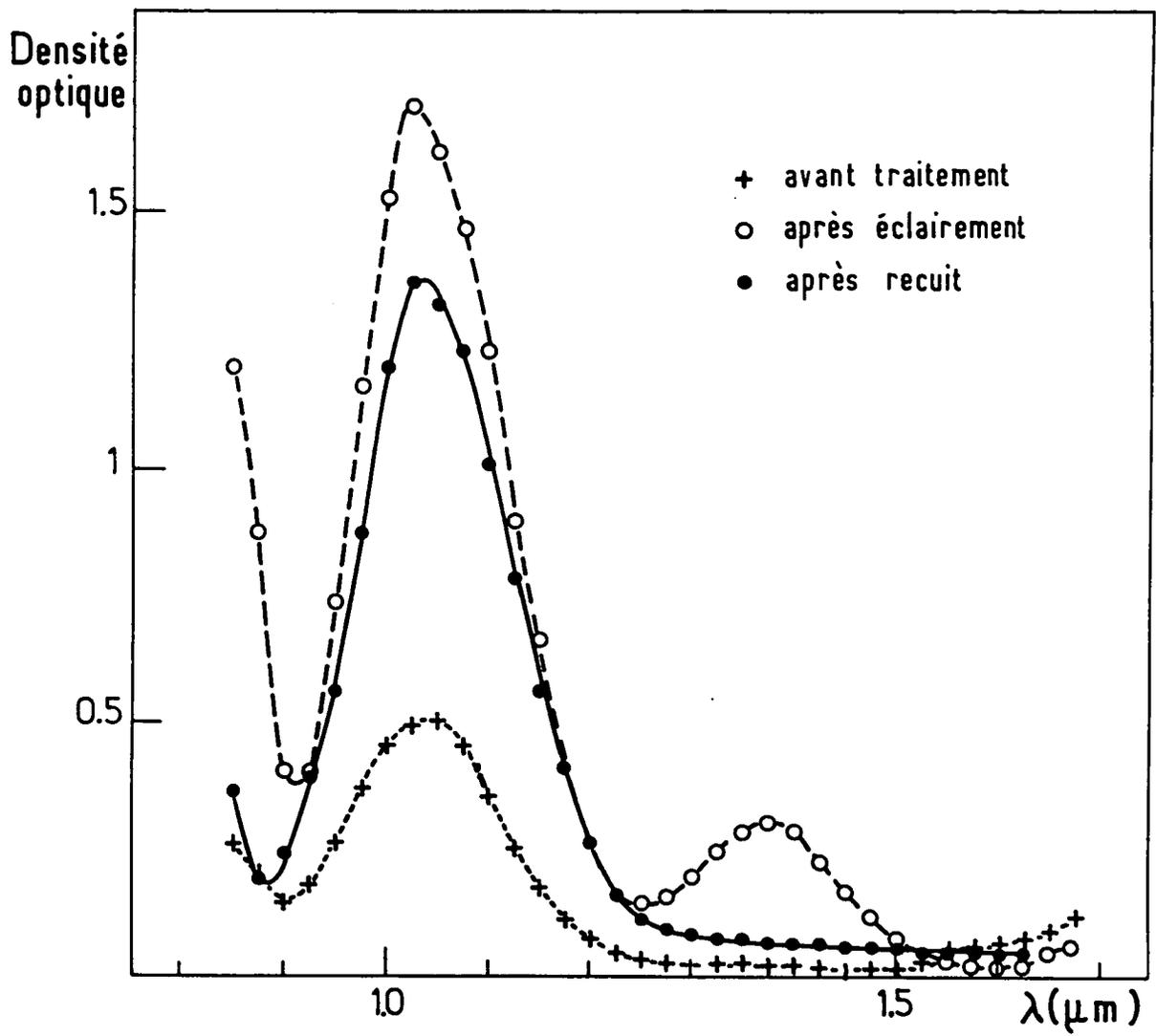


Fig. III-29 : Spectre d'absorption d'un cristal typique aux trois étapes principales de sa fabrication.

Complément III-2-C

LE CRYOSTAT

Ce petit Complément est consacré à la présentation schématique du cryostat qui est malheureusement indispensable avec ce type de laser. Il est indispensable à cause de la nature même des centres colorés que nous exploitons, ceux-ci sont en effet instables à température ambiante, particulièrement lorsqu'ils sont éclairés. Leur fonctionnement même est très dégradé dès qu'ils se réchauffent ; il est donc crucial que le cryostat maintienne la température très basse lors du fonctionnement du laser. La puissance thermique à évacuer est alors grande (~ 3 à 5 W), ce qui exclut l'utilisation d'éléments Peltier.

Le dessin schématique du cryostat, Fig. III-30, est assez simple et explicite : un doigt froid terminant le pot à azote suspend dans le vide le porte-cristal. L'assemblage conique permet de décrocher le porte-cristal (retenu par une butée) lorsqu'une intervention est nécessaire, et ce sans réchauffer la partie haute du cryostat qui peut être isolée par une vanne tiroir et détachée de la partie basse.

On notera la présence d'un "écran froid" en cuivre qui étant soudé aux événements est refroidi par l'azote gazeux qui s'échappe du pot et permet de diminuer très fortement les pertes par rayonnement. Son efficacité a d'ailleurs été encore grandement accrue par un polissage soigneux au Miror.

Suivant la qualité du vide (maintenu, après pompage initial à 10^{-6} torr, par les charbons actifs), l'autonomie du cryostat, pour un volume d'azote de 3.3 litres est de 2 à 4 jours (quand le cristal reçoit le faisceau YAG, il faut évidemment évacuer plus de chaleur, la consommation d'azote augmente donc). Il faut repomper le vide toutes les semaines et dégazer les charbons actifs tous les mois (par

chauffage sous vide).

Signalons pour finir qu'un rôle en principe accessoire mais en pratique très appréciable du cryostat est de maintenir sous vide et donc à l'abri des poussières et pollutions diverses les miroirs dorés de repli de la cavité (cf. Complément III-2-A).

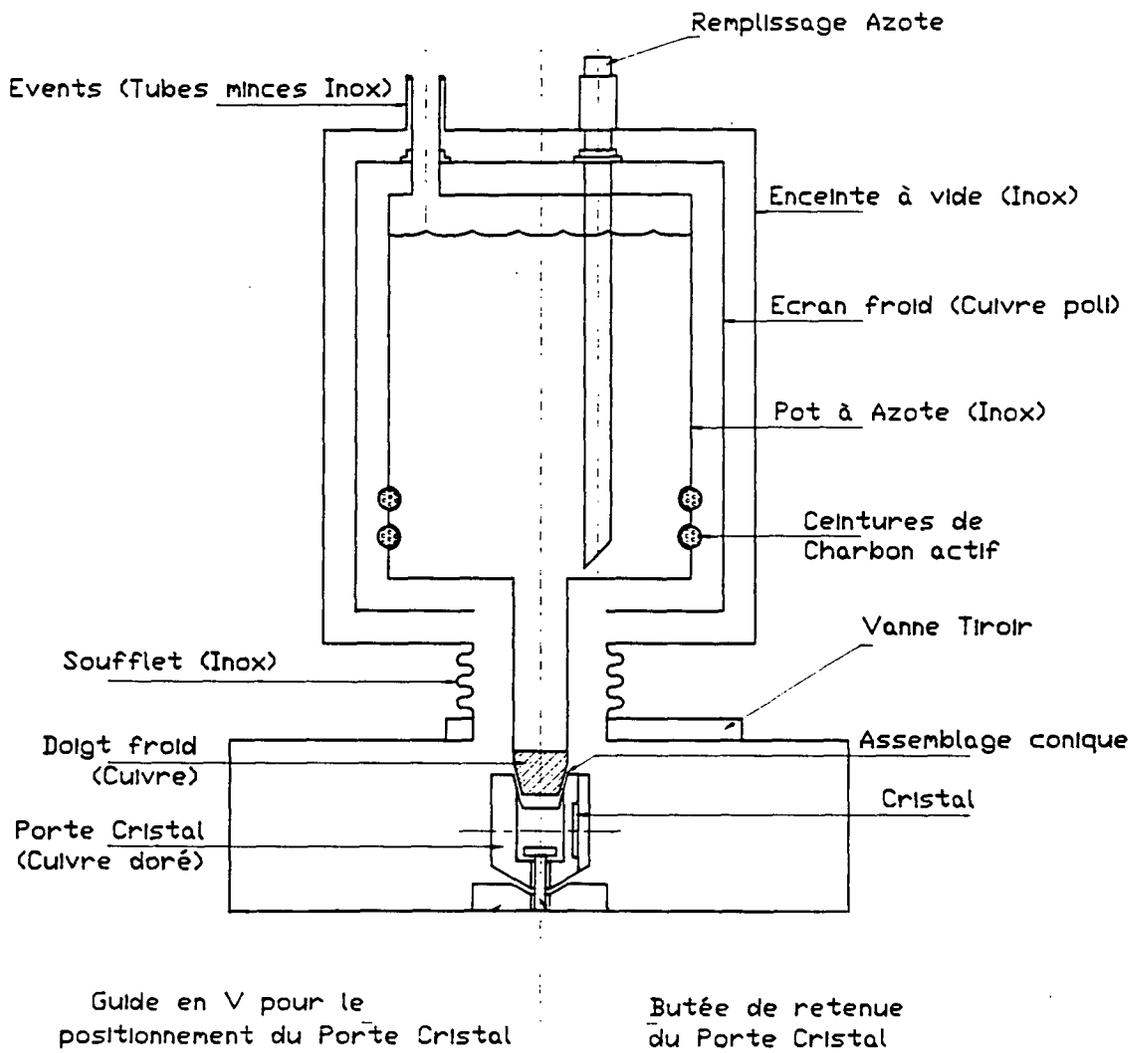


Fig. III-30 : Schéma du cryostat du laser.

Chapitre III-3

LES CELLULES, LE CHAMP ELECTRIQUE

Pour les études exposées dans ce mémoire nous avons successivement utilisé deux cellules, l'une en champ électrique transverse, l'autre dite "cellule à poils" en champ longitudinal. La première a permis les expériences de fluorescence inhibée et les premières études de l'amplification pulsée (cf. § II-2 et II-3), la seconde a été mise en place pour l'étude de l'alignement Stark (§ II-4). Une cellule à champ longitudinal de bien meilleure qualité a été réalisée et devrait très prochainement être installée sur le montage.

1) Principes généraux de construction des cellules

La difficulté principale vient de ce qu'il faut appliquer un champ électrique relativement élevé (plusieurs kV/cm), bien uniforme dans la zone assez étendue d'interaction (quelques centimètres), par ailleurs nous ne pouvons tolérer aucune pièce magnétique à l'intérieur des cellules. Ces difficultés sont en outre aggravées par l'extrême réactivité chimique du césium aux températures auxquelles nous l'employons (100 à 200°C), qui réduit singulièrement la gamme des matériaux utilisables.

Toutes nos cellules ont été construites selon les mêmes principes généraux par la même société S.V.T. [107]. Le corps des cellules est en verre 747 dit encore "verre électronique" (il est utilisé à

la fabrication des tubes électroniques parce qu'il se soude au covar et au molybdène). Il résiste au césium même à haute température. Le pyrex ne convient pas car il réagit avec le césium rapidement au-dessus de 200°C et devient vite opaque. Le fait que nos cellules soient entièrement transparentes nous a toujours semblé un atout : non seulement c'était nécessaire pour observer la fluorescence du césium transversalement (cf. § II-2) mais cela nous a aussi été fort utile pour mettre en évidence des décharges et mesurer le champ électrique en divers points de la cellule par une méthode atomique comme indiqué plus loin, enfin une inspection visuelle régulière de l'aspect du césium, des électrodes, etc... est ainsi très facile et s'est parfois révélée utile.

Le champ électrique est appliqué à la vapeur à l'aide d'électrodes intérieures à la cellule en inox 18/10 : il est suffisamment non-magnétique, ne réagit pas avec le césium, ne forme pas d'amalgame avec lui et ne l'adsorbe pas de façon gênante. Des passages électriques vers l'extérieur sont nécessaires, ils sont réalisés selon la technique des "passages verre-métal sans oxyde" toujours délicate mais bien maîtrisée par S.V.T. avec le 747.

Le chauffage est réalisé dans un four formé de pièces métalliques enveloppant la cellule chauffées par Thermocoax. L'ensemble est isolé thermiquement par un isolant extérieur, feutre thermodurcissable ou mieux laine d'alumine [108]. On s'arrange pour que dans la partie principale de la cellule la température soit supérieure de plusieurs degrés à celle qui règne dans la réserve de césium constituée d'un queusot contenant le césium liquide, on s'assure ainsi que le césium ne vient pas se condenser sur les parois de la cellule où il risquerait de gêner le passage de la lumière ou même, sur le passage des lasers, d'être à l'origine d'amorces de fêlure.

2) Les deux cellules

La cellule que nous avons utilisée en premier est la cellule à champ transverse représentée fig. III-31 qui nous avait déjà servi à l'étude de la transition $6S - 8S$ [109] : elle comporte deux électrodes allongées écartées de 5 mm, la zone utile où le champ est quasi-uniforme étant longue de 30 mm. Les fenêtres extrêmes sont en vitre de bonne qualité optique, elles sont légèrement inclinées pour éviter

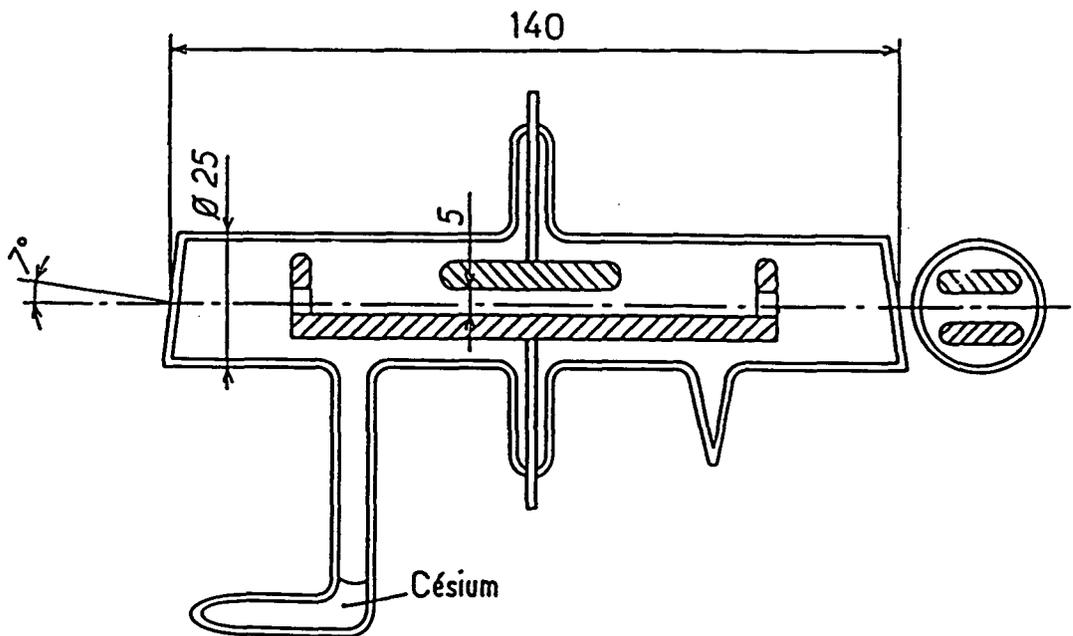


Fig. III-31 : Schéma de la cellule à champ transverse.

qu'un faisceau réfléchi vienne taper sur l'électrode à la haute tension. Cette cellule a été employée dans toutes les expériences relatées dans les parties II-2 et II-3.

La deuxième cellule était destinée aux expériences de la partie II-4 nécessitant un champ électrique longitudinal. Dans cette cellule le champ est créé par cinq électrodes planes percées d'un trou en leur centre pour laisser passer les faisceaux lasers (fig. III-32). En appliquant à ces électrodes les potentiels $-V$, $-V/2$, 0 , $+V/2$, $+V$ par exemple on crée un champ longitudinal à peu près uniforme au voisinage de l'axe de la cellule c'est-à-dire sur le volume d'interaction. Les petits défauts dus à l'épaisseur non-nulle des électrodes et à leur diamètre fini ne sont pas trop gênants pour l'observation de l'alignement Stark qui était notre but. Les "bracelets à poils" aux deux extrémités de la cellule ont un rôle important indiqué plus bas. Cette fois-ci les fenêtres sont parallèles et perpendiculaires

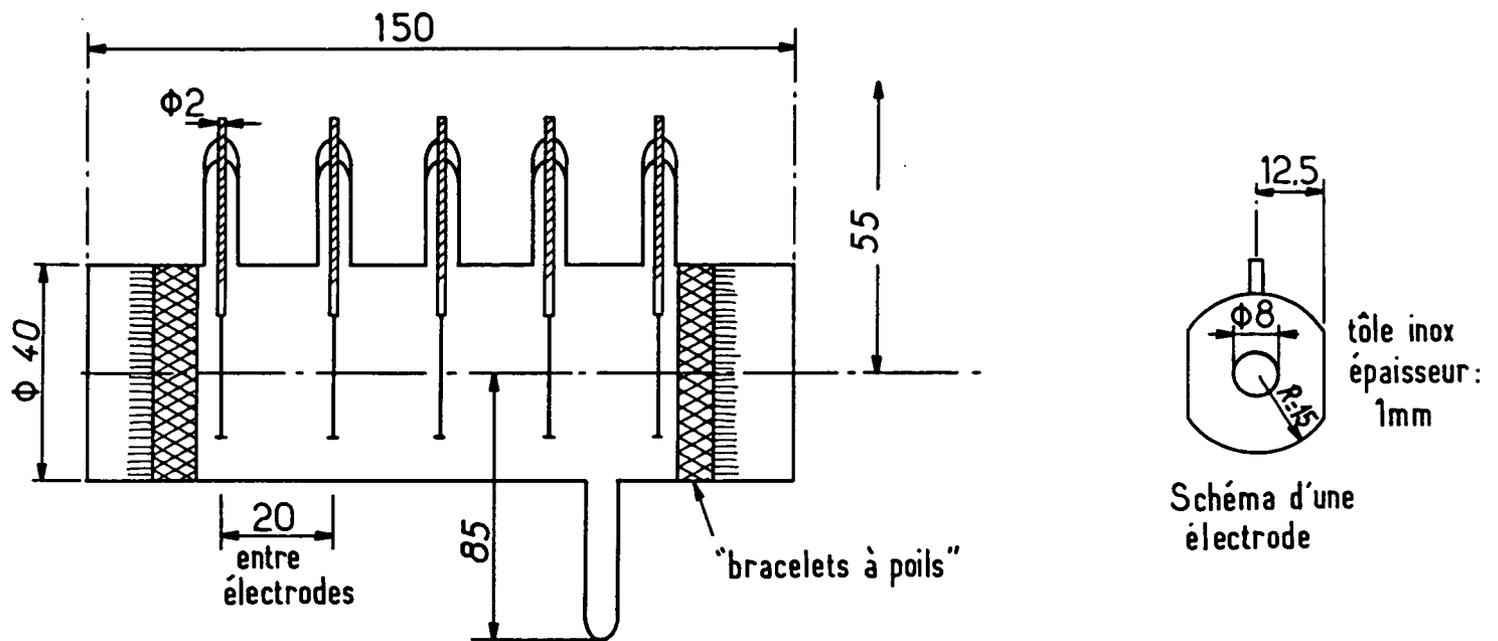


Fig. III-32 : Schéma de la cellule à champ longitudinal actuelle comprenant cinq électrodes et des "bracelets à poils" équipotentiels.

aux faisceaux, car dans cette configuration les électrodes vues de la fenêtre occupent un large angle solide et nous voulons éviter que les faisceaux réfléchis de biais par des fenêtres inclinées n'amorcent des décharges en touchant les électrodes (par effet photoélectrique à cause de la présence de césium). Les réflexions multiples entre les deux fenêtres ne posent en fait pas de problème.

3) Le problème de la conduction du verre

A chaud et en présence de césium, le verre utilisé devient nettement conducteur, nous avons de nombreuses indications qui le prouvent : en particulier la résistance qu'on mesure entre deux électrodes qui à froid, sans césium est très élevée (au moins plusieurs mégohms) devient bien plus faible dans les conditions normales de fonctionnement : elle peut descendre à quelques dizaines de kilohms. Cette conduction est confirmée par d'autres mesures électriques, par exemple si l'on applique une différence de potentiel entre deux électrodes de la cellule le potentiel des autres électrodes laissées flottantes prend une valeur intermédiaire. Cette conduction du verre qui implique une distribution de potentiel à la surface intérieure de la cellule a priori inconnue pourrait avoir de graves conséquences pour l'observation de l'effet cherché de violation de la parité. En effet souvenons-nous (cf. § II-1) que l'alignement électrofaible est proportionnel à la composante longitudinale, parallèle au faisceau, du champ électrique c'est-à-dire à $\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{k}}$. Le dichroïsme total est alors (en négligeant les effets d'amplification de l'asymétrie dus à la propagation), proportionnel à l'intégrale de $\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{k}}$ sur toute la longueur de cellule explorée par les faisceaux —c'est-à-dire d'une fenêtre à l'autre— donc proportionnel à la différence de potentiel $V_A - V_B$ entre les points de la surface interne des fenêtres d'entrée et de sortie du faisceau. Ces potentiels n'étant pas connus l'effet cherché ne peut pas être prédit, il est donc nécessaire de trouver un moyen d'imposer le potentiel de la surface interne des fenêtres, c'est ce à quoi servent les bracelets à poils visibles Fig. III-32. Notons tout de suite que le dichroïsme Stark, qui ne dépend pas du champ électrique n'est pas affecté par cette conduction, cependant nous avons voulu d'emblée rechercher une solution à ce problème de peur de nous engager trop avant dans une direction qui aurait risqué de se trouver sans issue.

Le principe des bracelets à poils est simple : ce sont deux anneaux de tôle d'inox reliés électriquement aux deux électrodes extrêmes sur lesquels sont soudés deux franges de fils d'inox recourbés (en fait un anneau de grillage effrangé). Les anneaux font ressort et pressent les fils qui font contact en de nombreux points sur la face interne cylindrique de la cellule. On impose ainsi à chaque extrémité de la cellule sur tout un cercle et donc sur toute la surface extrême définie par celui-ci le même potentiel que celui de l'électrode voisine (Fig. III-33). La fenêtre étant contenue dans cette surface, son potentiel est connu et le problème soulevé plus haut paraît résolu.

Pour vérifier le bien fondé de cette idée et son efficacité nous avons mesuré le champ électrique

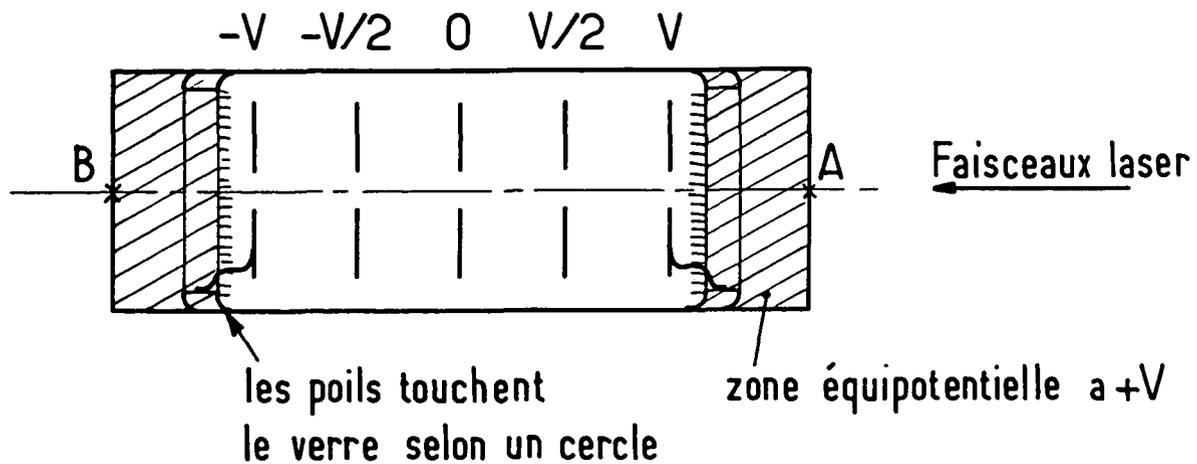


Fig. III-33 : Disposition des bracelets délimitant à chaque extrémité de la cellule une zone équipotentielle.

en différents endroits de la cellule en utilisant les atomes de césium eux-mêmes : la cellule étant placée perpendiculairement à la direction des faisceaux lasers comme indiqué fig. III-34, on peut en effet déduire l'importance du champ qui règne dans les 3 zones (1), (2) et (3) de la mesure de l'amplification atomique : comme le champ électrique est maintenant pratiquement transverse, on peut avoir une efficacité d'excitation importante en choisissant la polarisation linéaire qui lui est parallèle (dans la région (1), l'amplification atteint 150% et est donc aisément mesurable). Le résultats de ce test est parfaitement satisfaisant : dans la zone (2) on observe que le champ est diminué d'un ordre de grandeur, dans la région (3) aucun effet atomique n'est mesurable même aux plus fortes tensions employées ce qui indique que le champ y est au moins deux cents fois plus faible qu'entre les électrodes. Pour confirmer l'utilité des bracelets nous avons essayé une cellule identique à part qu'elle n'avait pas ces bracelets : le module du champ dans la zone extérieure à l'électrode extrême est dans ce cas du même ordre qu'entre deux électrodes.

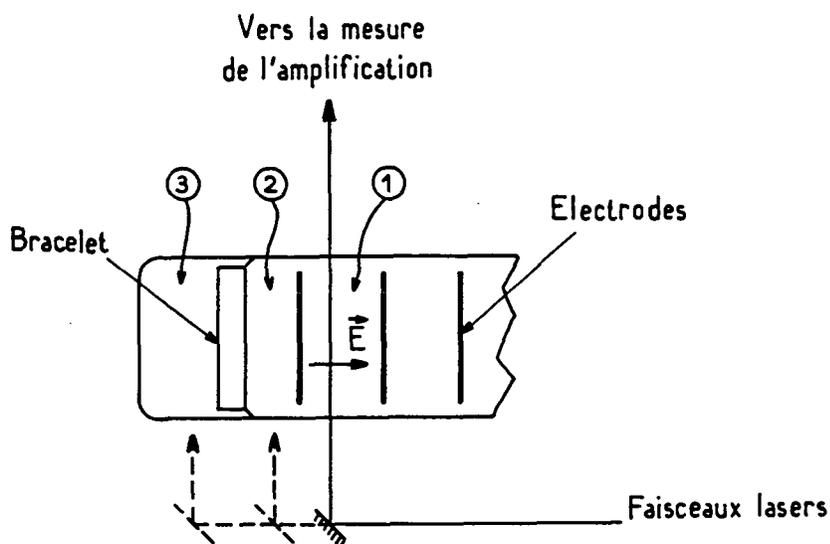


Fig. III-34 : En tirant les lasers transversalement dans la cellule on peut mesurer le champ longitudinal qui règne dans les régions : (1) : interélectrode ; (2) : entre bracelet et électrode extrême ; (3) : zone en principe équipotentielle.

4) Le problème des décharges: recours à une alimentation de champ électrique impulsionnelle

Avec la cellule à champ transverse un champ de 2 kV/cm environ, qui suffit à permettre l'excitation d'une densité notable d'atomes, correspond à une différence de potentiel de 1 kV qu'on peut appliquer en continu sans difficulté grâce à une alimentation H.T. (Fluke par exemple).

Dans la cellule à champ longitudinal, comme l'amplitude Stark est nécessairement restreinte au terme tensoriel $\beta \sigma \cdot \mathbf{E} \times \hat{\mathbf{e}}$, l'excitation de la transition interdite $6S - 7S$ devient plus difficile : même avec une longueur d'interaction plus grande (8 cm au lieu de 3) on ne peut pas se permettre de diminuer la valeur du champ ce qui conduit à appliquer entre les électrodes extrêmes des différences

de potentiel de l'ordre de 16 kV.

En continu des décharges apparaissent dès 2 ou 3 kV. On peut par contre monter à des tensions plus élevées en utilisant une alimentation électrique pulsée car les décharges n'apparaissent que plusieurs microsecondes après l'application du champ électrique. Pour les expériences décrites ici dans la partie II-4 nous avons utilisé une alimentation provisoire constituée d'un condensateur brutalement déchargé par un thyatron. Elle fournit une impulsion de tension qui croît en quelques 500 ns puis décroît quasi-exponentiellement en 7 microsecondes environ. Grâce à des retards électroniques judicieusement choisis (cf. § III-7) on arrive à faire coïncider temporellement le tir laser avec le maximum de l'impulsion de tension, la valeur du champ est ainsi bien définie au moment du tir. La descente exponentielle est malheureusement trop lente pour éviter l'apparition de décharges dès que la tension atteint 5 kV environ, ce qui reste insuffisant. Comme les mesures que nous voulions faire avec cette cellule concernaient le dichroïsme Stark, qui est pair en E , nous avons opté provisoirement pour une alimentation des électrodes suivant le schéma 0,V,0,V,0 qui autorise des tensions assez élevées (couramment 3 à 5 kV) pour atteindre les valeurs cherchées du champ électrique (1.5 à 2.5 kV/cm). Il faut noter que le potentiel susceptible de causer une décharge dépend cruciallement de la température du réservoir de césium : celle-ci dans nos expériences se situe typiquement aux alentours de 140°C.

Signalons qu'un générateur très différent d'impulsions H.T. beaucoup plus courtes ainsi qu'une cellule complètement nouvelle ont depuis été construits et testés qui doivent permettre la réalisation du champ longitudinal bien uniforme nécessaire à la mesure de E_1^{pv} , leur utilisation fera l'objet de la prochaine étape de cette expérience.

Chapitre III-4

L'INTERRUPTEUR OPTIQUE

Nous avons vu dans la Partie II qu'il était possible d'observer des signaux intéressants d'amplification du faisceau sonde infrarouge en superposant simplement dans la cellule le faisceau pulsé de pompe et le faisceau continu de sonde. Cependant, il est extrêmement avantageux de pouvoir décider de la chronologie précise de l'expérience : durée du pulse sonde, retard entre pulses pompe et sonde. Rappelons que l'une des raisons majeures pour laquelle il nous faut limiter la durée de la détection est qu'il faut à tout prix éviter l'absorption du faisceau sonde par les atomes qui s'accumulent dans l'état $6P_{3/2}$ après émission stimulée. Par ailleurs, on peut s'attendre à ce qu'un contrôle du retard et de la durée d'application du faisceau sonde joue un rôle important dans l'optimisation finale du rapport signal sur bruit.

La durée de vie de l'état excité $7S_{1/2}$ étant de 50 ns, il n'y a pas de temps à perdre : le faisceau sonde doit être établi quelques nanosecondes à peine après l'excitation. Comme en présence de faisceau sonde la durée de vie de $7S$ est encore nettement diminuée, il faut que le temps d'établissement du faisceau soit encore plus court que cela, soit moins d'une nanoseconde. Notons que cela impose aussi un "jitter" de l'ordre d'une nanoseconde au plus. Enfin pour éviter l'absorption par les "atomes $6P$ ", il ne faut pas que le faisceau reste allumé plus de 100 nanosecondes. Cette chronologie est résumée Fig. III-35.

Vouloir éteindre et allumer le laser à cette vitesse reviendrait à renoncer à ses qualités de stabilité et de pureté spectrale. La solution idéale consiste à utiliser un interrupteur optique extérieur au laser qui bloque normalement le passage du faisceau et qui le laisse passer juste après l'excitation

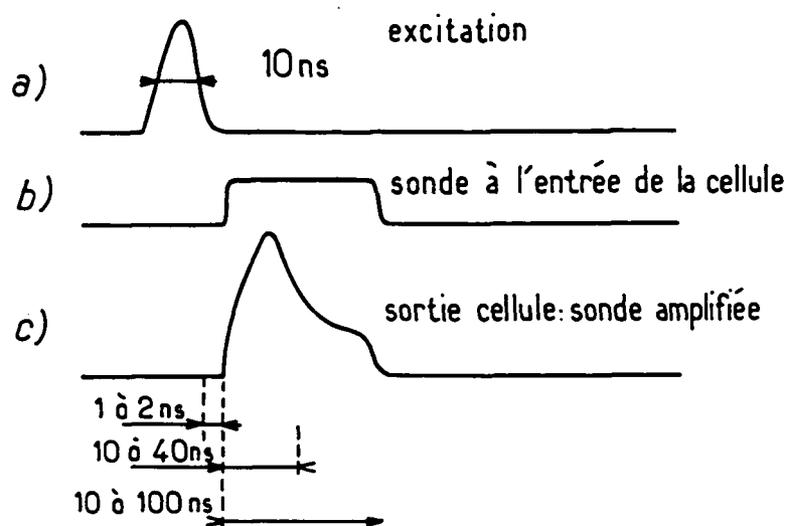


Fig. III-35 : Chronogramme montrant les relations temporelles entre :
a) l'excitation, b) le faisceau sonde, c) le faisceau amplifié en sortie de cellule.

pendant un intervalle de temps ajustable. Le laser fonctionne alors en continu sans être perturbé. La réalisation d'un tel interrupteur n'est cependant pas un problème simple à cause des impératifs de rapidité mentionnés.

Après bien des essais infructueux de différents systèmes plus ou moins compliqués et tous très malcommodes ²⁵, nous nous sommes finalement tournés vers un appareil d'un maniement simple que le C.N.E.T. mettait alors au point et qui s'est révélé fiable et assez proche de la solution idéale.

²⁵ Parmi les systèmes encombrants que nous avons essayés, citons par exemple une cellule de Pockels qu'ouvrait une impulsion de tension de 13 kV sous 50 Ω , elle-même déclenchée par une partie du faisceau YAG pulsé qu'on focalisait sur un éclateur à hydrogène sous pression (et qu'il fallait rerégler tous les 10 à 20 coups et changer tous les 10^4 à 10^5 coups) !

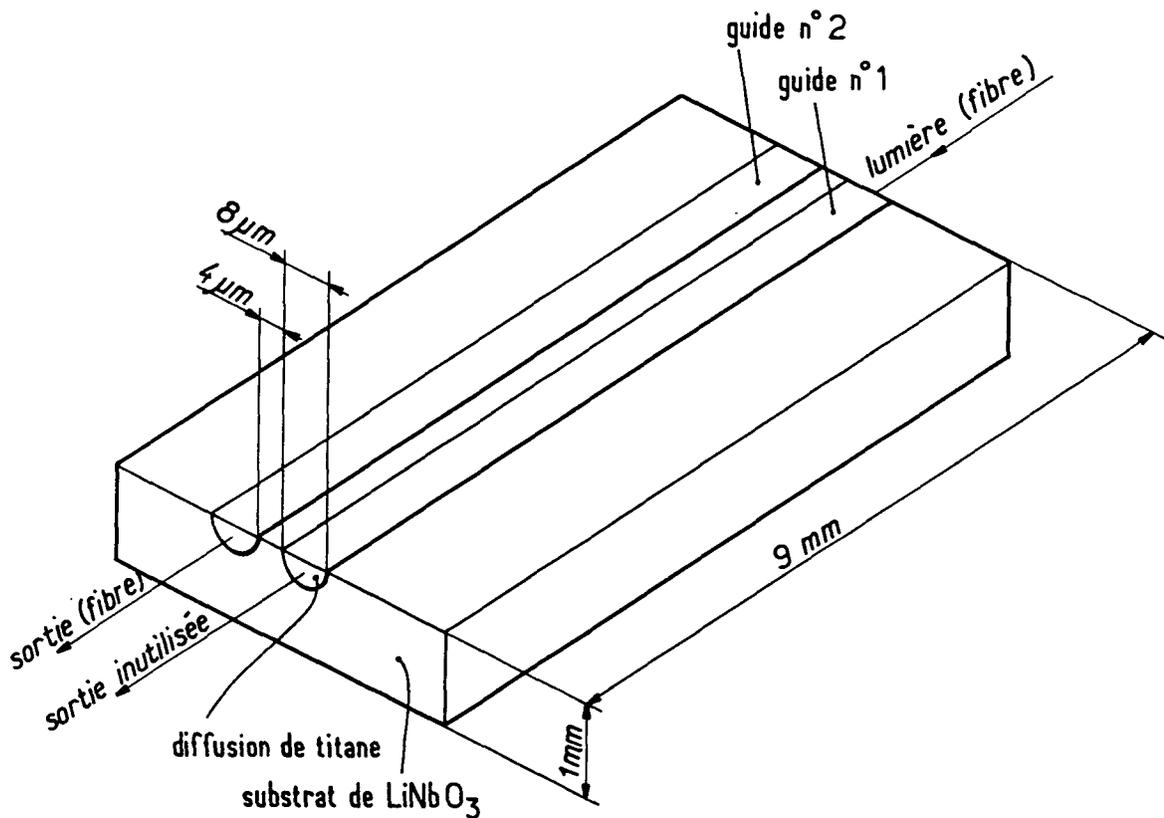


Fig. III-36 : Schéma du cristal de LiNbO_3 avec deux guides obtenus par diffusion de titane. Les ondes lumineuses sont couplées entre les deux guides par ondes évanescentes.

1) Principe de l'interrupteur optique

Il s'agit d'un modulateur optique prévu pour les télécommunications par fibres optiques ²⁶ appelé aussi "coupleur directif intégré électro-optique" [110]. Le principe en est le suivant : deux guides de lumières identiques et parallèles sont produits dans un substrat de niobiate de lithium LiNbO_3 par diffusion de titane (Fig. III-36). La distance entre les guides est suffisamment petite (quelques

²⁶ Il nous a été très généreusement donné par A. Carencio que nous remercions chaleureusement.

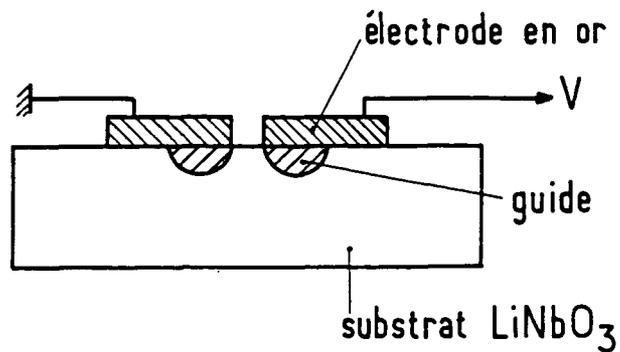


Fig. III-37 : Disposition des électrodes au-dessus des guides. Les électrodes sont obtenues par évaporation d'or.

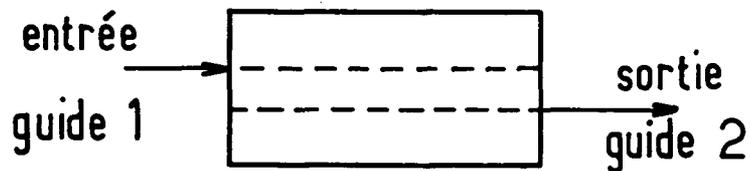


Fig. III-38 : Disposition des fibres d'entrée et de sortie par rapport aux guides.

microns) pour qu'ils soient couplés optiquement par les ondes évanescentes, ce couplage fait passer la lumière progressivement d'un guide à l'autre tout à fait de la même façon que dans un système de deux pendules couplés identiques, l'énergie passe entièrement d'un pendule à l'autre.

Lorsque les deux guides sont identiques, le transfert est total : à une certaine distance de l'entrée toute la lumière est passée dans le deuxième guide, si par contre les deux guides sont différents, c'est-

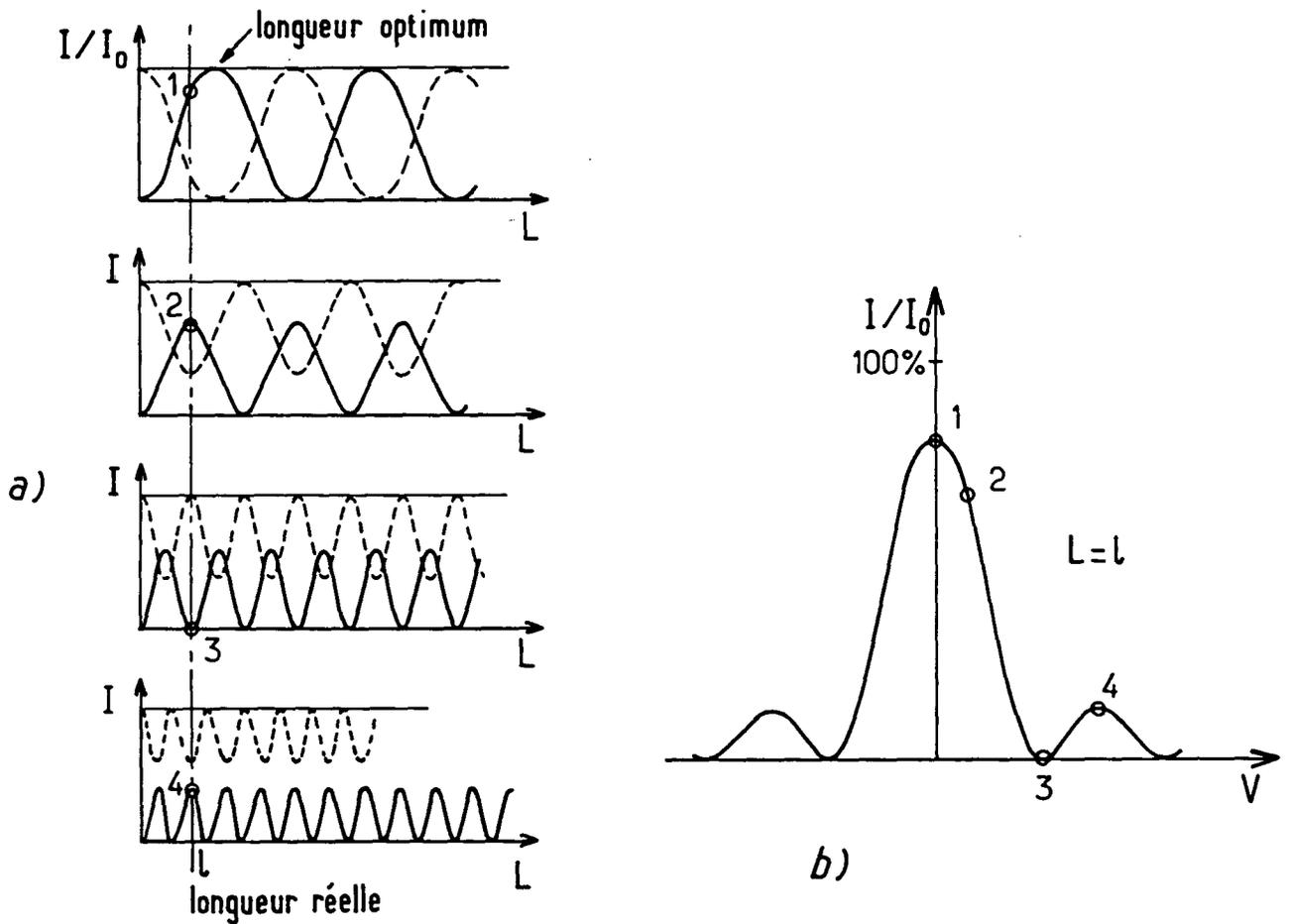


Fig. III-39 : Variation du couplage entre les guides en fonction de la tension de commande. a) Intensité dans le guide n°2 en fonction de la distance pour diverses valeurs de la tension de commande V . Pour $V = 0$ le transfert est total à certaines distances. En pointillé : intensité dans le guide 1. b) Intensité en sortie du guide 2 en fonction de V . Le guide n'ayant pas juste la longueur optimum la transmission n'atteint jamais 100% .

à-dire si la vitesse de la lumière n'est pas la même dans les deux guides, le transfert n'est plus total. Il se fait aussi sur une distance plus courte (toujours de l'ordre de quelques millimètres cependant).

Deux fines électrodes déposées par évaporation à la surface du cristal juste au-dessus des guides permettent, par effet Pockels, de modifier facilement la différence de vitesse dans les deux guides

(Fig. III-37). Dans le modulateur que nous avons utilisé, la lumière entre par un guide et ressort par l'autre (Fig. III-38). Cette configuration permet d'obtenir pour une certaine valeur de la tension une extinction presque totale. Par contre, sauf dans le cas où la longueur du cristal est juste la longueur de transfert à tension nulle (et ce n'est pas notre cas, le cristal ayant initialement été taillé pour une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et non $1.47 \mu\text{m}$), il n'est pas possible d'envoyer la totalité de la lumière incidente dans la fibre de sortie (Fig. III-39).

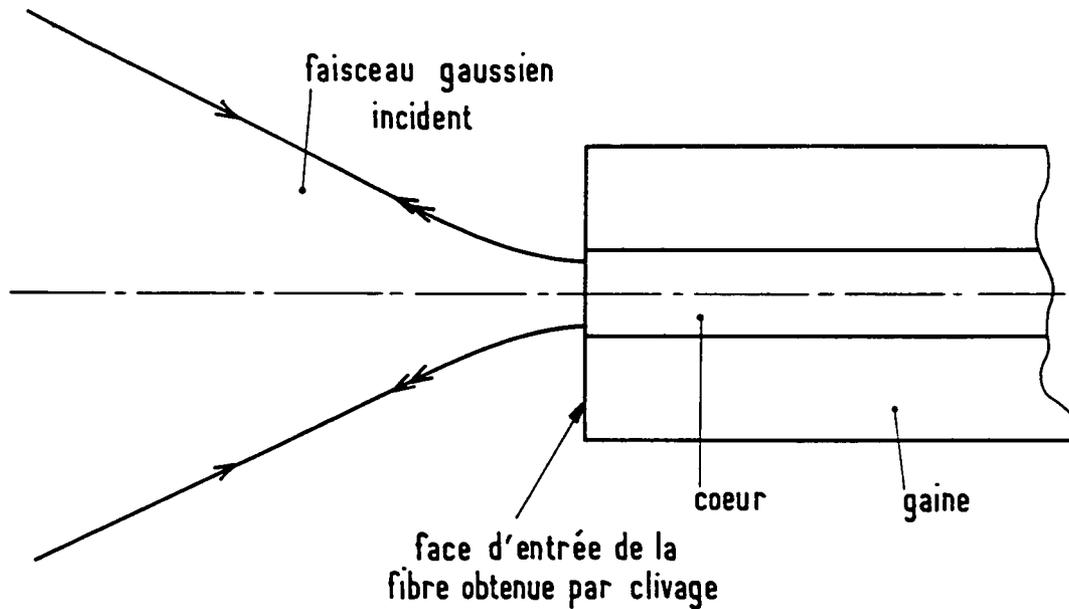


Fig. III-40 : Pour être bien couplé en mode propagatif dans la fibre, le faisceau gaussien incident doit être focalisé sur la face d'entrée de la fibre. Le faisceau réfléchi suit alors exactement le même chemin et remonte jusqu'au laser : géométriquement c'est le même faisceau.

2) Mise en oeuvre et performances

Le cristal est monté dans un boîtier de protection où sont fixées les prises de commande électrique et d'où sortent les fibres d'entrée et de sortie. Celles-ci, de longueur environ 1.70 m, sont lovées chacune en une large boucle. Elles sont enfilées dans des tuyaux de PVC qui les protègent et maintiennent fixes la boucle que chacune fait. Ceci est un point important en effet lorsqu'elle a une forme gauche, ce qui est inévitable, une fibre optique présente un pouvoir rotatoire (d'origine purement topologique, c'est un exemple classique pour illustrer la phase de Berry [111]), or le fonctionnement du modulateur tel qu'il est exposé plus haut n'est correct que pour une polarisation bien définie (verticale) de la lumière, pour l'autre polarisation l'efficacité de ce fonctionnement est très mauvaise. L'usage des tuyaux tenus en place par un bâti (assez encombrant), permet d'opérer avec un effet de rotation de la polarisation sur le trajet de la fibre qui demeure stable au cours du temps, il suffit alors de la corriger extérieurement avec une lame demi-onde montée à poste fixe.

Un objectif de microscope ($\times 20$) focalise le faisceau issu du laser sur la face d'entrée de la fibre, un deuxième objectif reprend le faisceau émergeant de la fibre de sortie. L'alignement est assez difficile, particulièrement à l'entrée et nécessite l'usage d'une platine porte-objectif spéciale (NRC, M-F-915). Le réglage est optimum quand la face de la fibre est normale au faisceau et quand celui-ci est focalisé sur la fibre (Fig. III-40), la fraction de lumière réfléchiée par la fibre est alors automatiquement adaptée au retour au mode du faisceau et remonte ainsi jusqu'au laser, perturbant gravement son fonctionnement. Un isolateur optique (à effet Faraday) est absolument indispensable.

La commande électrique du modulateur consiste d'une part en une polarisation continue sous haute impédance ($10\text{ k}\Omega$), et d'autre part en un signal haute fréquence sous $50\ \Omega$ qui s'y ajoute. L'adaptation et l'addition des deux signaux sont faites par un réseau de résistances et de condensateurs collés directement sur le substrat de LiNbO_3 et dont nous n'avons pas eu à nous préoccuper.

La figure III-41 montre la mesure de la transmission du modulateur en fonction de la tension continue appliquée. On reconnaît bien une portion de la figure théorique III-39-b à quelques détails près. La faible transmission totale (quelques %) nous a déçus. Une partie des pertes est certainement due au couplage faisceau-fibre, mais nous nous étions entraînés auparavant sur des fibres seules et nous arrivions à transmettre presque 50%. Le reste peut être dû à un centrage imparfait des fibres devant

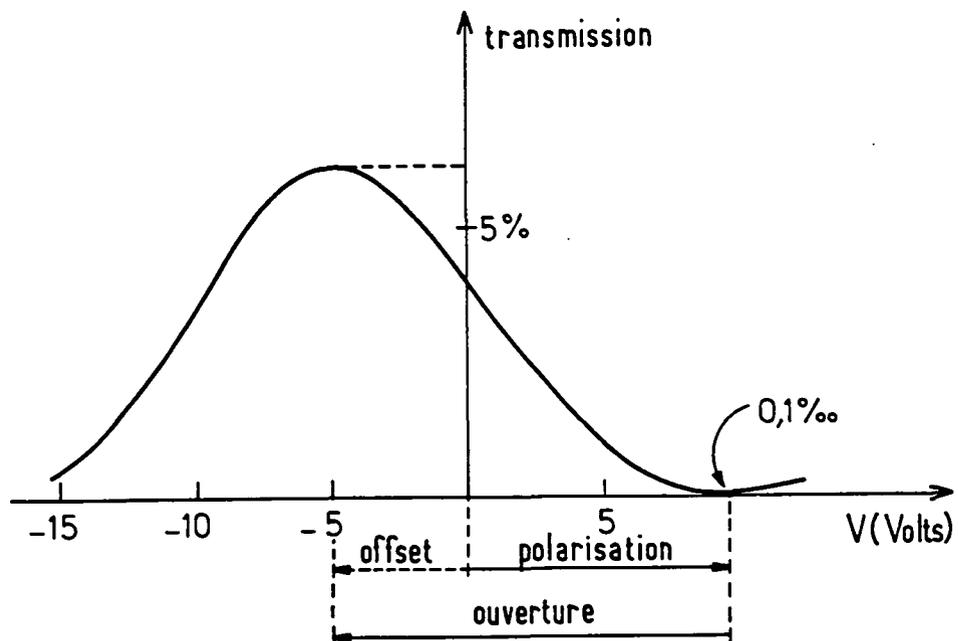


Fig. III-41 : Mesure de la transmission totale de l'interrupteur optique en fonction de la tension de commande. En fonctionnement normal, une polarisation continue d'environ 10 V maintient l'interrupteur fermé, une impulsion rectangulaire de -15 V l'ouvre pendant un court instant.

les guides ²⁷, mais peut être aussi à la mauvaise adéquation de la longueur du cristal à la longueur de transfert à notre longueur d'onde. Si tel était bien le cas un modèle de modulateur à quatre électrodes permettant une maîtrise bien meilleure du fonctionnement [112] pourrait être avantageux. L'extinction par contre est plutôt satisfaisante : définie comme le rapport de la transmission minimum à la transmission maximum elle vaut de l'ordre de un pour mille les bons jours et peut remonter à sept pour mille les mauvais jours. Ces fluctuations sont jusqu'à présent inexplicables et incontrôlables, peut-être sont-elles liées à des variations de l'humidité de l'air ? [113].

L'existence d'un "offset" important s'explique par la mauvaise symétrie initiale des deux guides

²⁷ Ce centrage est très difficile à cause de la taille des guides, une fois qu'il est fait les fibres sont collées en position avec une colle spéciale. Cette opération a été faite au C.N.E.T. par l'équipe de A. Carencu.

(ils ne sont larges que de $8 \mu\text{m}$!). On constate que cet offset dérive au cours du temps comme si l'ensemble de la caractéristique glissait (dans la direction de la tension de polarisation continue appliquée).

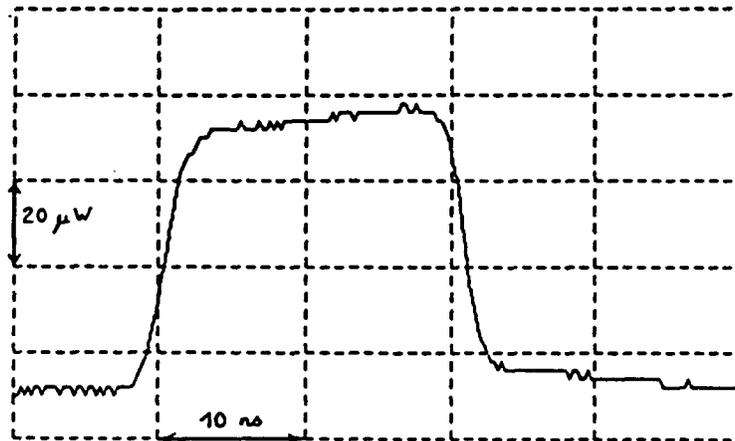


Fig. III-42 : Exemple d'impulsion optique, observée avec une photodiode rapide et l'analyseur de transitoires Tectronix. Compte tenu du temps de réponse du détecteur et de l'analyseur, le temps de montée de l'interrupteur doit être inférieur à 1 ns.

L'observation de la figure III-41 permet en outre de préciser le mode de commande de l'interrupteur : la tension de polarisation, de l'ordre de 10 V est appliquée en permanence, une impulsion de tension négative, de hauteur approximativement -15 V ouvre l'interrupteur. Nous utilisons pour cela un générateur Avtech AVMR-2-PS-TRF qui fournit des impulsions de durée variable entre 20 et 200 ns et d'amplitude variable entre 0 et 20 V. Le temps de montée est de l'ordre de 300 ps.

La figure III-42 montre la forme des impulsions de lumière obtenues. Le temps de réponse observé, de l'ordre de 1 ns est certainement, compte tenu de la bande passante du détecteur et de l'analyseur (500 MHz), supérieur au temps de montée réel. Celui-ci n'est rien d'autre que le temps de charge des électrodes, soit quelques centaines de picosecondes (la réponse du cristal lui-

même au champ électrique est bien plus rapide). C'est amplement suffisant pour nous, mais notons cependant que certains modulateurs ont été construits dans lesquels les électrodes forment une ligne de transmission où le signal se propage à la même vitesse que la lumière dans le guide (et dans le même sens bien sûr), on atteint alors des fréquences de modulation de plus de 15 GHz ! [114].

Une photodiode fonctionnant en continu permet de surveiller en permanence la qualité de l'extinction en position obturateur fermé. De la sorte il est possible de maintenir la tension de polarisation à la valeur qui conduit à l'extinction optimale.

Chapitre III-5

LE POLARIMETRE

1) Principe et réalisation

Le principe de la mesure du taux de polarisation d'un faisceau lumineux est en général très simple : on mesure séparément les intensités I_1 et I_2 de deux composantes de polarisations orthogonales du faisceau et on forme le rapport :

$$r = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

qui est le taux de polarisation pour le couple de polarisations choisi.

Dans le cas des faisceaux pulsés qui nous préoccupe plus spécialement, les fluctuations d'intensité du faisceau pompe et par conséquent aussi du faisceau sonde amplifié sont très grandes d'un tir à l'autre (elles peuvent atteindre plusieurs pourcents). Il est donc tout à fait important que les mesures de I_1 et de I_2 soient faites toutes les deux à chaque tir. Dans le rapport r , reconstitué à chaque tir, les fluctuations d'intensité sont alors éliminées.

Le polarimètre à deux voies que nous avons construit permet de rendre simultanées la mesure de I_1 et celle de I_2 . De par sa conception, nous avons cherché à effectuer la réjection du bruit de manière aussi efficace que possible : il faut être conscient que non seulement d'un tir à l'autre l'intensité du faisceau sonde amplifié varie, mais aussi sa position et sa direction. Alors que le calcul à chaque tir du taux de polarisation suffit à éliminer l'effet des fluctuations d'intensité, il

n'élimine généralement pas celui des fluctuations de position. Dans un polarimètre à deux voies, un séparateur de polarisation divise le faisceau incident en deux faisceaux de polarisations orthogonales. L'orientation du polarimètre peut être choisie de façon telle que les deux faisceaux aient des intensités égales ($r \simeq 0$). Le polarimètre fonctionne alors en "mode équilibré", dans lequel le signal r devient particulièrement sensible à une légère modification de la polarisation incidente.

Les deux photodiodes mesurent l'intensité dans les deux voies de la manière la plus symétrique possible. Pour que les fluctuations géométriques du faisceau incident soient sans effet sur la mesure du taux de polarisation, il faut qu'elles préservent cette symétrie. Le schéma de principe de notre polarimètre représenté figure III-43 tente de satisfaire au mieux cette condition : la séparation de polarisation est faite par un cube séparateur polarisant ²⁸, un diaphragme définit la pupille d'entrée et deux lentilles forment l'image du trou du diaphragme sur deux photodiodes qui sont par ailleurs images l'une de l'autre dans le cube séparateur considéré comme un miroir. De la sorte, tout rayon qui passe par le diaphragme parvient aux photodiodes et y parvient de manière identique pour l'une et pour l'autre, les déplacements du faisceau n'ont donc plus aucun effet (tout au moins dans la mesure où l'on peut ignorer l'inhomogénéité des surfaces sensibles). Tous les éléments du polarimètre sont réunis en un ensemble rigide qui peut de plus tourner autour de l'axe du faisceau incident, ceci permet en particulier d'invertir le rôle des deux photodiodes ou plus généralement de faire tourner l'ensemble des polarisations pompe et sonde autour de la direction commune des deux faisceaux et de tester l'invariance par rotation de l'effet cherché. Il semble a priori que ceci soit important dans la "chasse aux effets systématiques".

La difficulté de réalisation est essentiellement d'ordre pratique et concerne la procédure d'alignement initial : celui-ci ne peut se faire simplement qu'en lumière visible, en visant à l'œil à travers le diaphragme d'entrée et en centrant visuellement les photodiodes avant de les coller en position définitive (le système nerveux visuel est étonnamment efficace pour ce genre de tâche). Cette opération n'est déjà pas facile, malheureusement les lentilles, et dans une moindre mesure le cube séparateur, présentent entre le visible et l'infrarouge un fort chromatisme qu'il est nécessaire de compenser (n'oublions pas que le polarimètre doit analyser le faisceau sonde et donc fonctionner

²⁸ "Polarizing beam-splitter cube" NRC-10 FC 16 choisi de préférence à un prisme de Glan pour sa meilleure symétrie, plus importante que son facteur d'extinction dans le mode d'utilisation présent. (Facteur qui au demeurant n'est pas mauvais : $1000 \div 1$).

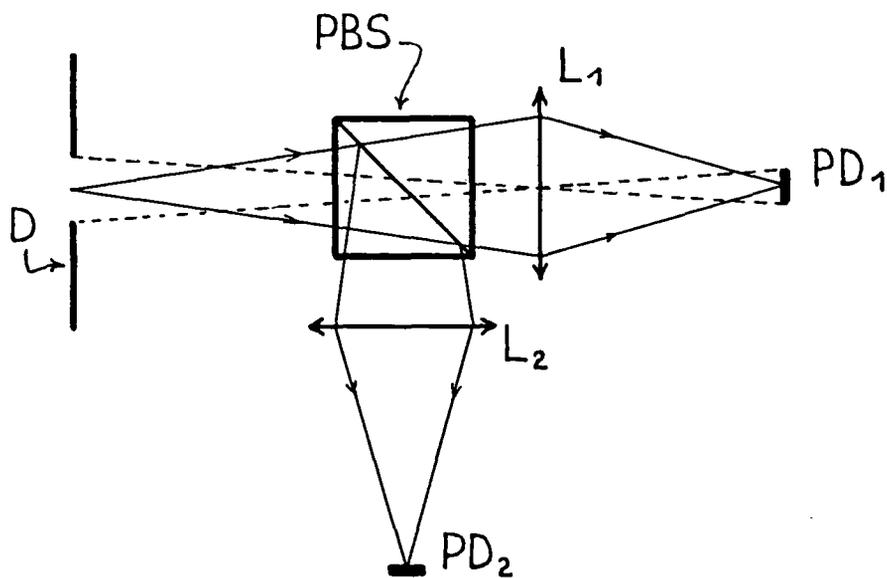


Fig. III-43 : Schéma de principe du polarimètre : le cube PBS sépare deux polarisations orthogonales. Les lentilles L_1 et L_2 forment l'image du diaphragme d'entrée D sur les photodiodes PD_1 et PD_2 , l'image est plus petite que la surface sensible des photodiodes. Les lentilles et le cube sont traités anti-reflet à $1.47 \mu\text{m}$.

à $1.47 \mu\text{m}$). Le plus simple est d'insérer, pendant le réglage visuel, une lame de silice d'épaisseur convenable (ici 19.75 mm) pour assurer cette compensation.

La figure III-44 représente le plan du polarimètre et le chemin de principe des rayons, pendant la phase de réglage et pendant l'utilisation. La figure III-45 est une photographie du polarimètre

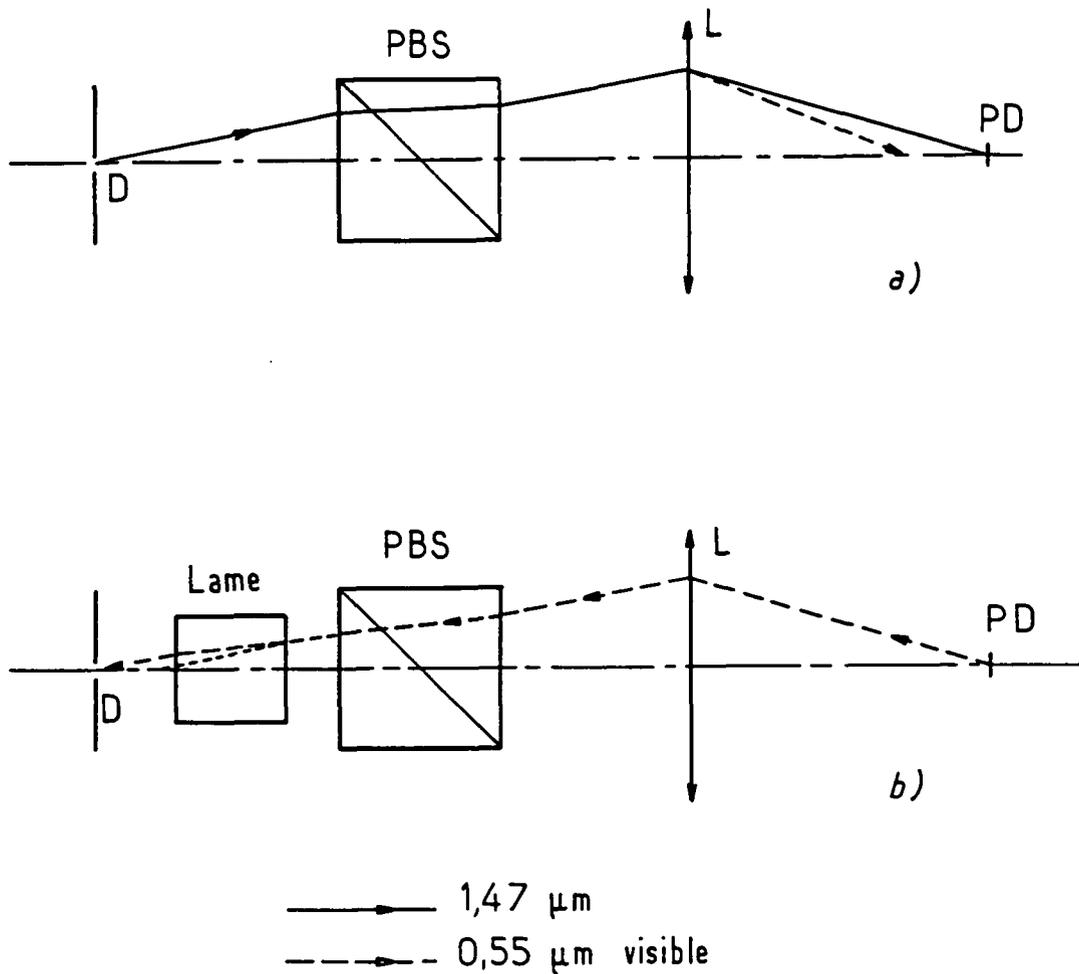


Fig. III-44 : Cheminement des rayons dans le polarimètre.
 a) En fonctionnement normal : pour le visible la photodiode n'est pas image du diaphragme.
 b) Pendant la procédure de réglage : la lame correctrice ramène l'image de la photodiode au niveau du diaphragme.

privé du couvercle qui normalement le protège de la poussière et des lumières parasites. On y voit clairement les lentilles, le cube séparateur et une photodiode. Le trou d'entrée ($400 \mu\text{m}$) n'est pas visible ainsi que l'autre photodiode. L'ensemble peut tourner autour de l'axe trou-cube-photodiode, l'ajustement mécanique ayant été fait au viseur pour que le trou reste centré pendant la rotation.

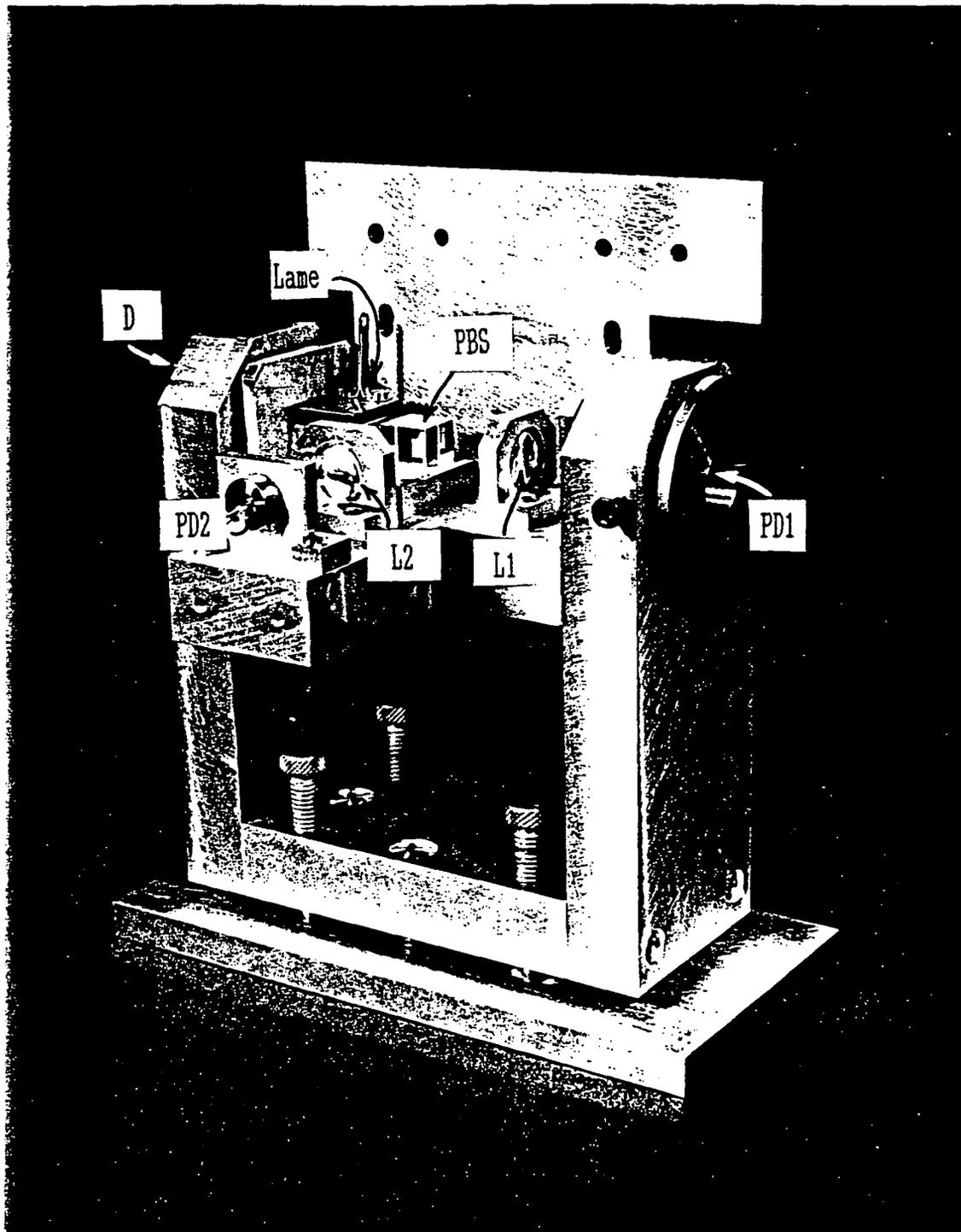


Fig. III-45 : Photo d'ensemble du polarimètre terminé. La lame correctrice est encore en place, elle sera enlevée pour l'utilisation, un couvercle recouvrira l'ensemble de l'optique. La plaque verticale derrière le cube séparateur permet de fixer les amplis de charge (cf. III-6) très près des photodiodes. L'ensemble optique peut tourner autour de l'axe $D - PD1$ sur des roulements à billes.

$PD1$, $PD2$: photodiodes (elles sont en fait cachées par leur support; L_1 , L_2 : lentilles ; PBS : cube séparateur de polarisation ; D : diaphragme d'entrée, caché par la monture ; $lame$: lame correctrice de chromatisme.

Notons enfin qu'un capot protège l'ensemble de la poussière et que des tubes placés entre le cube séparateur et chaque photodiode met les faisceaux à l'abri des courants de convection, source possible d'une dissymétrie entre les deux voies. Une lentille placée en amont du polarimètre permet d'ajuster la focalisation du faisceau à analyser sur le diaphragme d'entrée.

Un des tests les plus significatifs de la qualité des réglages a été le suivant : on commence par optimiser l'alignement relatif du faisceau sonde et du polarimètre de façon à maximiser le "signal somme", somme des signaux des deux photodiodes, on réalise alors l'équilibrage fin du polarimètre jusqu'à annulation du signal différence. Puis on dérègle franchement l'alignement du polarimètre, soit en tournant celui-ci autour d'un axe vertical, soit en dérégulant la lentille de focalisation, le signal somme diminue nettement. Pour une grande variation du signal somme (allant jusqu'à 50%) le "taux de polarisation" apparent mesuré varie très peu : il atteint au maximum 1% .

2) Utilisation à la mesure d'une biréfringence, d'un pouvoir rotatoire ou d'un dichroïsme

Nous allons indiquer quelles propriétés de polarisation de la vapeur de césium, et en général de tout système optique, notre polarimètre permet de mesurer en fonction de son orientation et de celle de la polarisation du faisceau sonde.

a) Représentation de la polarisation par un vecteur polarisation et de l'effet d'un système optique par une matrice de transfert

On représente en général [115] la polarisation d'un faisceau lumineux par le "vecteur polarisation" ϵ , vecteur complexe du plan perpendiculaire à l'axe de propagation du faisceau. On peut considérer ce vecteur comme le vecteur d'état $|\epsilon\rangle$ de la polarisation du faisceau, on peut d'ailleurs définir la matrice densité associée $|\epsilon\rangle\langle\epsilon|$ ce qui permet d'étendre le formalisme aux faisceaux non ou partiellement polarisés (ce qui correspond à un "cas impur").

Notons que même dans le cas pur le formalisme de la matrice densité a l'intérêt appréciable d'introduire les quantités physiques directement observables. En effet :

$$|\varepsilon\rangle\langle\varepsilon| = \begin{bmatrix} \varepsilon_x^* \varepsilon_x & \varepsilon_x^* \varepsilon_y \\ \varepsilon_x \varepsilon_y^* & \varepsilon_y^* \varepsilon_y \end{bmatrix}$$

est une matrice 2×2 hermitique faisant intervenir 4 paramètres, comme les trois matrices de Pauli :

$$\sigma_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$$

et la matrice identité forment une base des matrices 2×2 complexes, une représentation complète de $|\varepsilon\rangle\langle\varepsilon|$ est obtenue par décomposition sur cette base :

$$|\varepsilon\rangle\langle\varepsilon| = \frac{1}{2} \{ (|\varepsilon_x|^2 + |\varepsilon_y|^2) \mathbf{1} + 2\mathcal{R}e\{\varepsilon_x^* \varepsilon_y\} \sigma_1 + 2\mathcal{I}m\{\varepsilon_x^* \varepsilon_y\} \sigma_2 + (|\varepsilon_x|^2 - |\varepsilon_y|^2) \sigma_3 \}$$

Les 4 composantes (réelles) dans cette base possèdent alors une interprétation physique tout à fait concrète :

- $u_0 = |\varepsilon_x|^2 + |\varepsilon_y|^2$ est l'intensité non polarisée du faisceau : celle qu'on mesure en envoyant le faisceau directement sur un détecteur ;

- $u_3 = |\varepsilon_x|^2 - |\varepsilon_y|^2$ est l'intensité polarisée suivant \hat{x} , \hat{y} c'est-à-dire la différence entre les intensités mesurées à travers un analyseur linéaire aligné selon Ox puis selon Oy ;

- $u_1 = 2\mathcal{R}e\{\varepsilon_x^* \varepsilon_y\}$ est de même l'intensité polarisée suivant \hat{X} , \hat{Y} les bissectrices de Ox , Oy ;

- $u_2 = 2\mathcal{I}m\{\varepsilon_x^* \varepsilon_y\}$ est enfin l'intensité polarisée circulairement.

L'effet d'un système optique homogène sur la polarisation peut être décrit par une "matrice de transfert" \mathbf{m} :

$$|\varepsilon\rangle \rightarrow |\varepsilon'\rangle = \mathbf{m} |\varepsilon\rangle$$

De manière très générale, on peut écrire m sous la forme :

$$m = (\gamma_0 + i\alpha_0) \mathbb{1} + (\gamma_1 + i\alpha_1) \sigma_1 + (\gamma_2 + i\alpha_2) \sigma_2 + (\gamma_3 + i\alpha_3) \sigma_3$$

Les coefficients γ_i et α_i sont réels et ont une signification physique claire et bien précise :

α_0 et γ_0 représentent un déphasage et une absorption (ou un gain) isotropes, on les omettra dans la suite,

α_1 est la biréfringence d'axes \hat{X} et \hat{Y} ,

α_2 le pouvoir rotatoire,

α_3 la biréfringence d'axes \hat{x} et \hat{y} ,

γ_1 le dichroïsme plan d'axes \hat{X} et \hat{Y} ,

γ_2 le dichroïsme circulaire et

γ_3 le dichroïsme d'axes \hat{x} et \hat{y} .

b) Expression du taux de polarisation dans ce formalisme

Le polarimètre permet, c'est là son avantage, de mesurer simultanément les intensités I_1 et I_2 de deux composantes de polarisation orthogonales d'un faisceau et donc de déterminer le taux de polarisation

$$r = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$$

Si les directions 1 et 2 sont données par les vecteurs $|x\rangle$ et $|y\rangle$, alors :

$$I_1 = |\langle x | \varepsilon \rangle|^2$$

$$I_2 = |\langle y | \varepsilon \rangle|^2$$

et donc

$$\begin{aligned}
I_1 + I_2 &= \langle \varepsilon | x \rangle \langle n | \varepsilon \rangle + \langle \varepsilon | y \rangle \langle y | \varepsilon \rangle \\
&= \langle \varepsilon | \varepsilon \rangle = u_0
\end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
I_1 - I_2 &= \langle \varepsilon | x \rangle \langle x | \varepsilon \rangle - \langle \varepsilon | y \rangle \langle y | \varepsilon \rangle \\
&= \langle \varepsilon | (|x\rangle\langle x| - |y\rangle\langle y|) | \varepsilon \rangle \\
&= \langle \varepsilon | \sigma_3 | \varepsilon \rangle = u_3
\end{aligned}$$

Le taux de polarisation prend la forme très pratique :

$$r_3 = \frac{\langle \varepsilon | \sigma_3 | \varepsilon \rangle}{\langle \varepsilon | \varepsilon \rangle} = \frac{u_3}{u_0}$$

De même si le polarimètre est tourné de 45° , suivant les axes $|\xi\rangle$ et $|\eta\rangle$, on mesure :

$$r_1 = \frac{\langle \varepsilon | \sigma_1 | \varepsilon \rangle}{\langle \varepsilon | \varepsilon \rangle} = \frac{u_1}{u_0}$$

et enfin si on insère devant le polarimètre une lame $\lambda/4$ orientée à 45° , on obtient un analyseur circulaire et le taux de polarisation mesuré est :

$$r_2 = \frac{\langle \varepsilon | \sigma_2 | \varepsilon \rangle}{\langle \varepsilon | \varepsilon \rangle} = \frac{u_2}{u_0}$$

c) Mesure des coefficients de dichroïsme et de biréfringence à l'aide du polarimètre

On envoie sur le système optique un faisceau de polarisation $|\varepsilon\rangle$, à la sortie sa polarisation est :

$$|\varepsilon'\rangle = \left(1 + \sum_{i=1}^3 (\gamma_i + i\alpha_i) \sigma_i \right) |\varepsilon\rangle$$

Le polarimètre, dans un des trois cas cités précédemment mesure le taux :

$$r_\nu = \frac{\langle \varepsilon' | \sigma_\nu | \varepsilon' \rangle}{\langle \varepsilon' | \varepsilon' \rangle} = \frac{\langle \varepsilon | (1 + \sum_i (\gamma_i - i\alpha_i) \sigma_i) \sigma_\nu (1 + \sum_j (\gamma_j + i\alpha_j) \sigma_j) | \varepsilon \rangle}{\langle \varepsilon | (1 + \sum_i (\gamma_i - i\alpha_i) \sigma_i) (1 + \sum_j (\gamma_j + i\alpha_j) \sigma_j) | \varepsilon \rangle}$$

polariseur	x, y	X, Y	+, -
$ \varepsilon\rangle$			
$ x\rangle$	1	$2(\gamma_1 - \alpha_2)$	$2(\gamma_2 + \alpha_1)$
$ y\rangle$	-1	$2(\gamma_1 + \alpha_2)$	$2(\gamma_2 - \alpha_1)$
$ X\rangle$	$2(\gamma_3 + \alpha_2)$	1	$2(\gamma_2 - \alpha_3)$
$ Y\rangle$	$2(\gamma_3 - \alpha_2)$	-1	$2(\gamma_2 + \alpha_3)$
$ +\rangle$	$2(\gamma_3 - \alpha_1)$	$2(\gamma_1 + \alpha_3)$	1
$ -\rangle$	$2(\gamma_3 + \alpha_1)$	$2(\gamma_1 - \alpha_3)$	-1

Tableau III-1 Coefficients de dichroïsme et de biréfringence mesurés avec le polarimètre à deux voies selon différentes orientations possibles du polarimètre et de la polarisation incidente.

En supposant tous les coefficients γ_i et α_i petits et en ne conservant que les termes du 1^{er} ordre on peut transformer cette expression en :

$$r_\nu = \frac{\langle \varepsilon | \sigma_\nu + 2\gamma_\nu 1 - 2 \sum_{ij} \alpha_i \varepsilon_{\nu ij} \sigma_j | \varepsilon \rangle}{\langle \varepsilon | 1 + 2 \sum_i \gamma_i \sigma_i | \varepsilon \rangle}$$

Ce résultat, assez peu maniable dans le cas général, se simplifie beaucoup dans le cas où on utilise le polarimètre en mode équilibré : c'est par exemple le cas où, le faisceau sonde étant polarisé suivant

$\hat{x}(|\varepsilon\rangle = |x\rangle$, vecteur propre de σ_3), on tourne le polarimètre de 45° , suivant les axes \hat{X} et \hat{Y} (vecteurs propres de σ_1) :

$$r_1 = -2\alpha_2 + 2\gamma_1$$

expression valable dans les conditions où le faisceau analysé ne subit que de faibles modifications de polarisation.

Le tableau III-1 rassemble les résultats obtenus dans les cas particuliers principaux d'orientation du polarimètre et de la polarisation incidente du faisceau sonde. On voit qu'il est possible en comparant les mesures faites dans plusieurs situations différentes de mesurer avec recouvrements tous les coefficients. Il y a donc moyen de les distinguer les uns des autres sans ambiguïté. L'effet de violation de la parité se traduira par exemple dans les cas où le faisceau excitateur est polarisé linéairement suivant $|x\rangle$ par un dichroïsme linéaire γ_1 : on peut le mesurer en orientant le polarimètre selon \hat{X} , \hat{Y} et en polarisant le faisceau sonde soit linéairement ($|x\rangle$ ou $|y\rangle$), γ_1 sera alors donné par $r_x + r_y$ soit circulairement ($|+\rangle = (|x\rangle + i|y\rangle)/\sqrt{2}$ ou $|-\rangle = (|x\rangle - i|y\rangle)/\sqrt{2}$), γ_1 est alors donné par $r_+ + r_-$.

Le cas où la polarisation du faisceau sonde est parallèle à l'un des axes du polarimètre présente peu d'intérêt. Un cas voisin est par contre intéressant : c'est celui où la polarisation fait avec les axes du polarimètre un petit angle connu, appelé angle de décroisement. On montre que le rapport I_1/I_2 (la polarisation incidente étant presque parallèle à l'axe 2) fait intervenir le produit de l'angle de décroisement et du défaut à mesurer. Cette situation reviendrait en pratique à la configuration qu'utilise l'équipe d'Oxford pour la mesure du pouvoir rotatoire du bismuth [116], nous ne l'avons pas retenue jusqu'ici : d'une part elle nous paraît désavantagée du point de vue signal sur bruit par l'absence de symétrie entre les deux voies, d'autre part elle nous semble présenter moins de souplesse lors de la réalisation des basculements de $\pi/2$ de la polarisation sonde. Ces points méritent peut-être d'être approfondis ultérieurement. Mais il ne faut pas oublier que notre polarimètre a été conçu pour le fonctionnement en mode équilibré : on a recherché une bonne symétrie entre les deux voies au détriment de la qualité de l'extinction de l'analyseur qui est au contraire importante dans l'autre mode d'utilisation.

1) Introduction

Les détecteurs de lumière que nous utilisons sont des photodiodes, comme il a été dit à propos du polarimètre. Pour beaucoup de mesures de mise au point qui ne demandaient pas de très grandes qualités, nous avons utilisé des photodiodes au germanium intrinsèque (Judson, J16-18), elles présentaient l'avantage d'être assez peu onéreuses et surtout d'être rapidement disponibles. Plus tard, pour la construction du polarimètre et pour les mesures les plus fines, nous avons choisi des photodiodes de plus haut de gamme, en InGaAs épitaxié (EpitaxX ETX 300T). Les caractéristiques principales de ces photodiodes sont résumées dans le tableau III-2. Elles ont un bon rendement quantique, un faible courant d'obscurité et un temps de réponse assez court, c'est-à-dire une faible capacité. Ces photodiodes sont le plus couramment utilisées pour les télécommunications par fibres optiques, leur faible courant d'obscurité et leur bon rendement quantique en particulier autorisant leur emploi au bout de fibres très longues où le niveau lumineux est très faible. Nous les utilisons en fait dans des circonstances très différentes et il n'était pas du tout certain a priori qu'elles pourraient donner satisfaction. En effet, les signaux que nous détectons avec elles sont grands : ce sont des impulsions de quelques 10^7 à 10^8 photons durant quelques nanosecondes, ce qui correspond à des puissances crêtes de plusieurs milliwatts. Ce sont des puissances auxquelles nos photodiodes ne résisteraient pas en continu. Les constructeurs ne donnent aucune indication sur les limitations de puissance en fonctionnement impulsif, nous ne pouvions qu'espérer que les limitations en

Fabricant	Judson	EpitaxX
modèle	J - 16 - 18	ETX 300T
matériau	Germanium	InGaAs
diamètre	250 μm	300 μm
rend. quantique	50 - 60%	50 - 70%
courant d'obsc.	0.2 - 0.5 μA	qq nA
temps de réponse	~ 1 ns	< 1 ns
capacité	~ 20 pF(*)	< 5 pF

Tableau III-2 Principales caractéristiques des photodiodes que nous avons utilisées.
 (*) Cette valeur, estimée par nous, diffère notablement de celle annoncée par le constructeur (~ 6 pF).

continu seraient d'origine thermique.

Nous avons heureusement pu constater que nos photodiodes fonctionnent encore admirablement dans ces conditions difficiles : non seulement elles ne sont pas détruites (ce qu'on pouvait craindre si la destruction n'était pas thermique) mais encore elles restent, tout au moins est-ce vrai pour les EpitaxX, parfaitement linéaires (cf. plus loin § III-6-2-f "réduction du bruit au bruit de photons" et complément sur les non-linéarités).

Le signal issu de ces photodiodes est envoyé à deux systèmes de traitement distincts suivant que l'on veut observer et enregistrer la forme des impulsions lumineuses ou bien que l'on veut mesurer le nombre de photons qui les composent.

L'observation de la forme temporelle des impulsions a été très utile dans nos premières investigations, elle nous a permis de voir dès le début et malgré la forte absorption qui la suit (cf. § II-3) l'amplification transitoire du faisceau sonde (le faisceau sonde était continu, à cette époque nous n'utilisons pas encore l'interrupteur optique), c'est grâce à cette observation visuelle que nous avons pu distinguer les différents régimes, d'amplification quasi-linéaire, de superradiance et de superradiance déclenchée.

On pourrait croire que l'enregistrement temporel des impulsions permettrait par un simple calcul de leur aire de mesurer simultanément le nombre de photons qu'elles contiennent. Ce n'est malheureusement pas le cas, l'analyseur de transitoires Tektronix 7912 dont nous disposons n'étant pas assez linéaire et précis pour cela. L'enregistrement des impulsions n'en demeure pas moins un moyen très utile de contrôle et de réglage, par exemple des différents retards optiques et électroniques qui interviennent dans l'expérience, mais la mesure précise du nombre de photons est maintenant la tâche d'un système spécialisé dont la mise au point a d'ailleurs été l'objet d'un travail intensif.

2) Enregistrement des impulsions

L'enregistrement des impulsions de superradiance ou d'amplification a, comme nous venons de le dire, été effectué en utilisant un analyseur de transitoires Tektronix suivi d'un système de conversion numérique.

L'analyseur de transitoires Tektronix 7912 est un oscilloscope rapide (l'amplificateur utilisé permet de passer 500 MHz) d'une conception un peu spéciale : l'écran fluorescent est ici remplacé par une mosaïque de 512×512 diodes semiconductrices qui se chargent au passage sur elles du faisceau électronique. Ces diodes sont relues en permanence par un autre faisceau électronique qui les balaye comme dans un tube de télévision, le courant engendré représentant l'état de charge de chaque diode. On obtient ainsi de l'écran une image vidéo standard (625 lignes entrelacées) que nous visualisons sur un moniteur et que nous exploitons pour enregistrer la forme temporelle des signaux produits dans notre expérience.

a) Système préliminaire

L'analyseur de transitoires possède son propre système de conversion numérique des signaux enregistrés, mais il est trop lent pour être compatible avec une exploitation en temps réel à la

fréquence de 10 ou 12 Hz. Nous avons donc dû construire un système auxiliaire de conversion.

Un premier système a été réalisé d'après une idée de Michel Gross. Le principe qui est expliqué en détail dans la thèse de J.-M. Raimond [117] est simple : il suffit d'inverser les balayages horizontal et vertical de l'analyseur pour que les courbes à numériser aient l'axe des temps perpendiculaire au balayage des lignes. Le signal vidéo est alors extrêmement simple : il comporte une impulsion négative dite "synchro ligne" suivie d'une seule impulsion positive correspondant au seul croisement de la ligne vidéo considérée avec la courbe représentant le signal. L'impulsion négative permet au moniteur vidéo d'aligner toutes les lignes les unes au-dessus des autres, et comme le balayage horizontal se fait à une vitesse bien constante, le temps séparant l'impulsion de synchro ligne et l'impulsion de signal est une bonne mesure de la position du spot sur l'écran, c'est-à-dire de la valeur du signal qu'il représente. Il suffit donc d'une horloge, d'un compteur et d'un peu d'électronique de synchronisation pour numériser très simplement les courbes produites par l'analyseur, l'interfaçage avec l'ordinateur se faisant par une carte du commerce.

Dans cette première réalisation, on n'a converti qu'une trame sur les deux que possède normalement un signal vidéo entrelacé et ceci avec un compteur 8 bits. Une conversion occupe donc 300 octets de mémoire environ, ce qui permet d'en stocker un peu moins de 2000 dans la mémoire du PC. Ceci s'est généralement révélé suffisant dans les premiers essais que nous avons effectués avec ce matériel.

b) Peaufineur

Le défaut principal de cette première réalisation est sa sensibilité à la rémanence de l'analyseur de transitoire lui-même. Une fois qu'elles ont été chargées, les diodes se déchargent lentement, laissant le temps au faisceau de balayage de les lire plusieurs fois. C'est bien sûr ce qui permet de voir confortablement à l'œil l'image d'un transitoire très bref. Mais aux fréquences auxquelles nous désirons travailler, vers 10 Hz et au-dessus, les restes de l'image précédente persistent quand arrive la suivante, le convertisseur décrit précédemment ne sait bien sûr pas reconnaître la nouvelle courbe de l'ancienne et le résultat est souvent faux (Fig. III-46). Plusieurs essais ont été faits de moduler le seuil de détection du signal vidéo en fonction de sa valeur à la ligne précédente, ils n'ont jamais

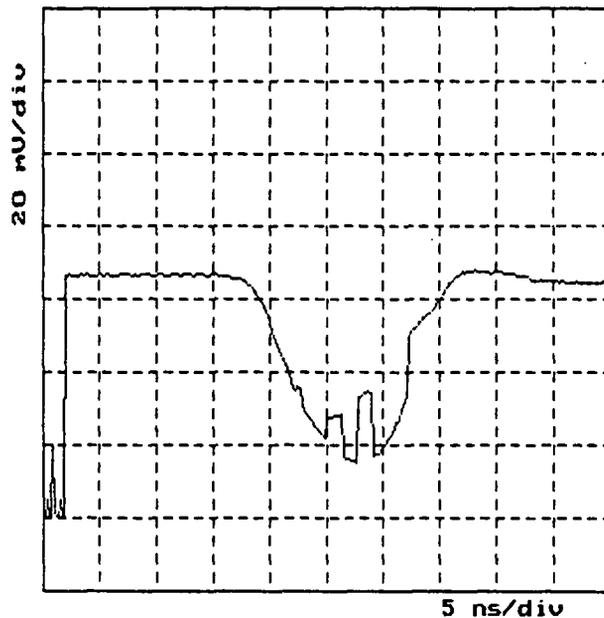


Fig. III-46 : Exemple d'enregistrement montrant de manière évidente l'effet désastreux de la rémanence de l'analyseur de transitoires.

donné de résultat satisfaisant.

La solution finalement retenue et mise en œuvre consiste à supprimer les rémanences en comparant la nouvelle image à celle qui l'a précédée. En pratique, on utilise le fait que d'un coup à l'autre, l'intensité d'un point qui n'a pas été réécrit diminue, les seuls points dont l'intensité a augmenté étant donc les points de la courbe qui vient d'être écrite. Cette simple remarque est mise à profit dans "l'effaceur de rémanences" ou "peaufineur".

Pour faire cette comparaison, il faut convertir toute l'image point par point. La place mémoire occupée par le résultat d'une telle conversion est considérable : pour convertir les deux trames d'une image de 625 lignes en prenant 512 points par ligne et en convertissant chaque point sur 8 bits, il faut 312 Koctets. Il en résulte que la comparaison ne peut pas se faire en temps réel par programme car elle serait beaucoup trop longue, il faudrait alors stocker en mémoire une série d'images, arrêter les

mesures pour faire le traitement puis reprendre les mesures. Compte tenu de ce que dans une image très peu de points représentent de l'information utile (un point par ligne codé sur 9 bits soit un total de $625 \times 2 = 1.2$ Koctet, si l'on ne prend aucune précaution de compactification), cette méthode ne serait pas raisonnable.

C'est donc le peaufineur lui-même qui stocke l'image, il restitue après traitement une image "nettoyée" à l'ordinateur. Le principe de fonctionnement du peaufineur est le suivant (Fig. III-47) : le signal vidéo, après extraction des informations de synchro ligne et trame est présenté simultanément à deux convertisseurs vidéo (ce sont des convertisseurs spécialisés pour le traitement d'image). Ces deux convertisseurs fonctionnent avec des gains de conversion différents ajustables tels que le nombre produit par l'un d'eux est toujours inférieur à celui que produit l'autre, il représente l'image atténuée par la décharge des diodes et est stocké en mémoire. La structure à registre à décalage des mémoires utilisées (TMS 4161) est conçue de telle manière qu'à chaque fois qu'une valeur correspondant à un point de l'écran y est enregistrée, celle correspondant au même point d'écran stockée au coup précédent se trouve disponible en sortie [118], elle est soustraite immédiatement à la valeur que propose l'autre convertisseur par un circuit spécialisé. Le résultat de cette soustraction représente donc un signal vidéo nettoyé des rémanences éventuelles et disponible au même rythme que le signal vidéo fourni par l'analyseur de transitoires, il suffit de lui appliquer la même méthode qu'on utilisait avec le premier système pour numériser de la même façon les signaux du Tektro, sans être gêné par les rémanences de celui-ci même à des cadences de l'ordre de 12 Hz.

Le "peaufineur" a été réalisé à l'atelier d'électronique du Laboratoire et fonctionne comme prévu.

c) Carte DMA

Comme il a été dit plus haut, l'analyseur de transitoire a permis de faire les premières mesures d'amplification et de superradiance. Dans ces mesures d'exploration, la possibilité d'observer à l'œil la forme temporelle des signaux, et de pouvoir l'enregistrer a été particulièrement précieuse.

Dans la suite de notre expérience, la mesure réelle des asymétries sur laquelle elle est fondée doit être extrêmement précise et fiable, elle ne se fait pas par l'intermédiaire du Tektro qui n'est pas assez précis. Cependant, la forme temporelle des impulsions de gain ou de superradiance reste

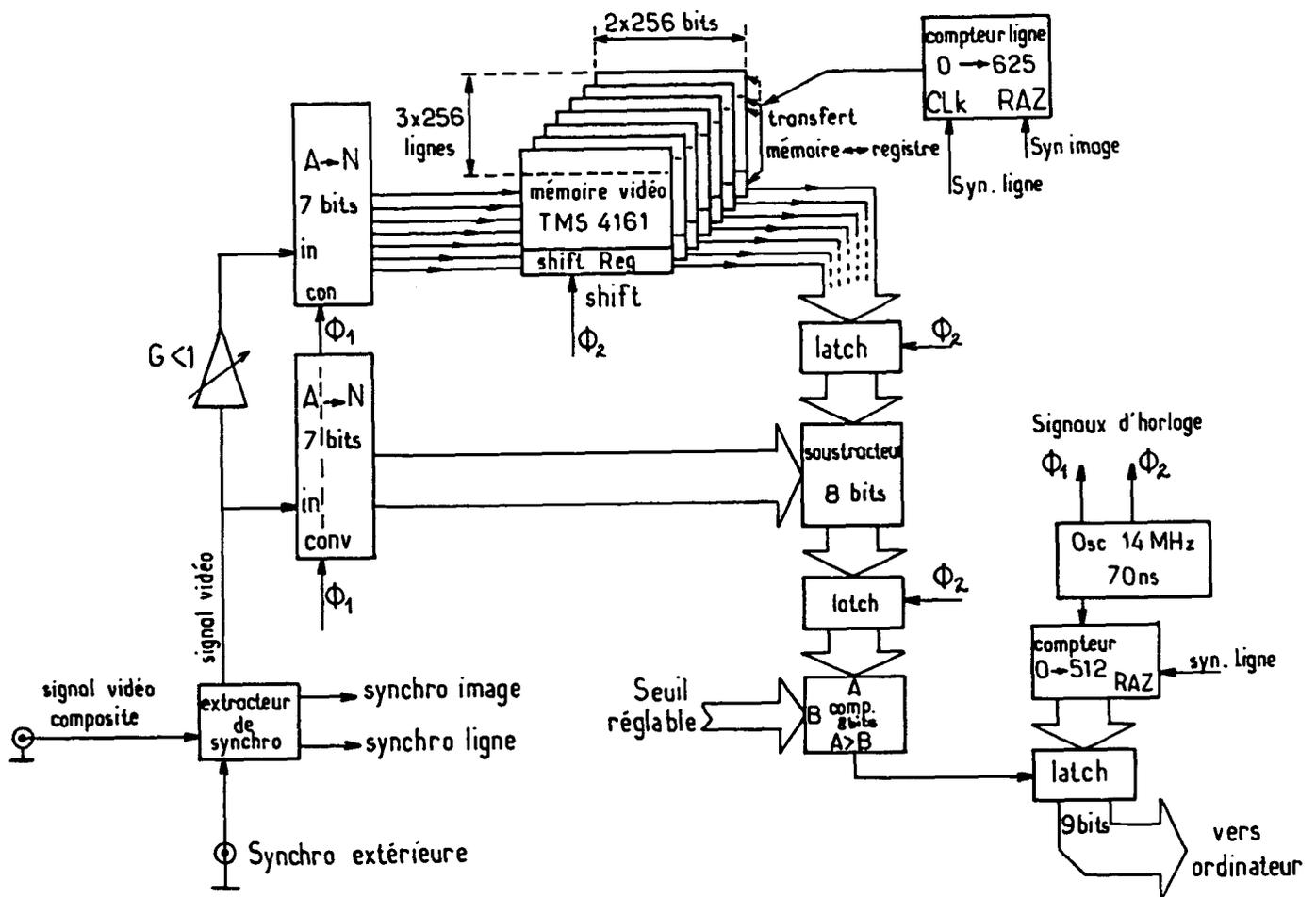


Fig. III-47: Schéma de principe du peaufineur. L'oscillateur 14 MHz (à l'extrême droite du dessin) fournit deux signaux d'horloge ϕ_1 et ϕ_2 de période 70 ns permettant la conversion puis le stockage et le traitement de 512 points par ligne vidéo. Les mémoires TMS 4161 (3×2 bancs de 7 bits) stockent 625 lignes pixel par pixel qu'elles restituent pendant l'image suivante, également pixel par pixel et de manière synchrone [118]: quand le pixel $n^o p$ de l'image $n^o n$ est entré en mémoire (par la gauche sur le schéma), le pixel $n^o p$ de l'image $n - 1$ sort de la mémoire (du côté droit sur le schéma) et est soustrait "en temps réel" au pixel $n^o p$ de l'image $n^o n$ avec un coefficient réglable à l'entrée. Le résultat est comparé à un seuil et la position moyenne, déterminée par un compteur annexe, des pixels brillants sur la ligne est envoyée à l'ordinateur.

Ceci n'est qu'un schéma simplifié, en réalité le peaufineur permet de traiter les deux trames qui constituent une image vidéo entrelacée et de traiter deux courbes par image (il reconnaît deux groupes de pixels brillants par ligne).

une information irremplaçable sur l'état de certains défauts par exemple, et même si elle n'est pas l'objet de nos mesures les plus fines, il est tout à fait nécessaire de pouvoir la contrôler. Aussi faut-il prévoir d'insérer dans le programme principal qui gère la mesure des asymétries une lecture du peaufineur. Celle-ci cependant est une opération longue, et même en utilisant les méthodes les plus rapides possibles, l'ordinateur est occupé presque à plein temps à recevoir les données du Tektro, ce n'est évidemment pas acceptable.

Ce dilemme est résolu par l'utilisation d'une carte de mémoire tampon qui stocke le résultat de la conversion d'une image à chaque fois qu'il s'en présente une ; les données sont transférées en bloc par accès direct en mémoire (DMA) quand on en a besoin, ce qui prend très peu de temps (environ 1 ms). Cette carte, elle aussi réalisée à l'atelier d'Electronique du laboratoire, donne tout à fait satisfaction.

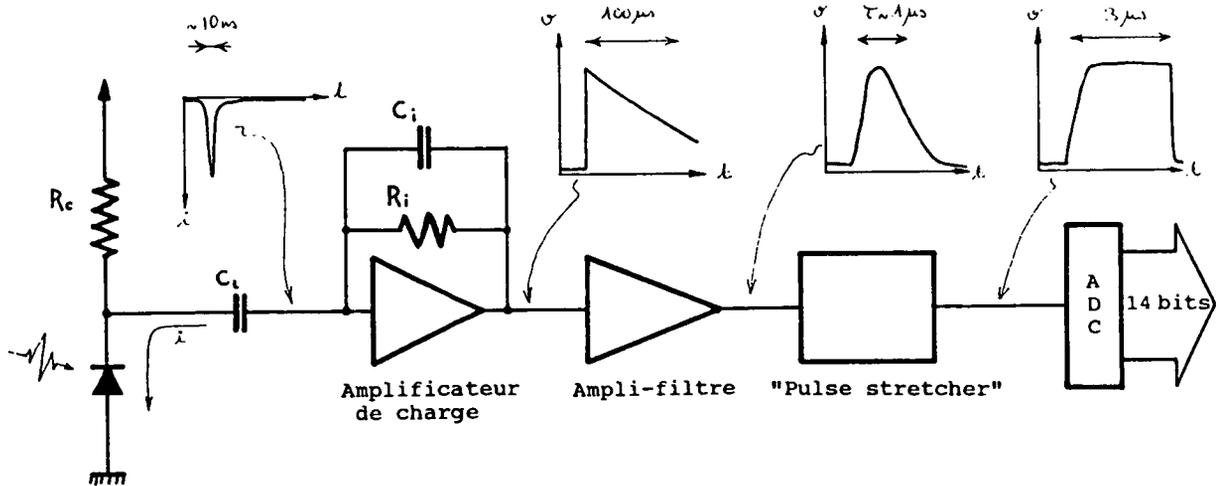


Fig. III-48 : Schéma simplifié d'une chaîne de mesure d'impulsion laser. Deux chaînes identiques sont utilisées en parallèle pour mesurer un taux de polarisation.

3) Chaîne de mesure de polarisations

a) Présentation de la chaîne choisie

Les premiers tests que nous avons effectués grâce à l'analyseur de transitoires nous avaient convaincus que la bonne quantité physique à mesurer est l'aire totale des impulsions de gain ou de superradiance, c'est-à-dire le nombre total de photons émis ou encore la charge totale libérée par la photodiode. Nous avons donc été conduits à construire une chaîne de détection apte à mesurer avec précision cette charge. La difficulté principale que l'on rencontre lors de la conception d'une chaîne de ce type est relative à la réduction, ou même la quasi-élimination du bruit qu'elle rajoute à la mesure : nous voulons en particulier que ce bruit reste nettement inférieur au bruit de photons, limite que nous n'envisageons de pouvoir dépasser qu'à très long terme. Heureusement, en Physique Nucléaire le problème de la détection de la charge totale contenue dans une impulsion se pose fréquemment : en fait chaque fois que l'on veut mesurer les impulsions de charge issues des détecteurs de particules. La valeur de cette charge reflétant l'énergie de la particule détectée, il est là aussi important de la mesurer avec précision.

Cette grande similitude nous a permis de transposer directement certaines techniques utilisées en Physique Nucléaire [119] et le schéma de notre chaîne (fig. III-48) est tout à fait comparable à ce qu'on rencontre dans ce domaine.

Le détecteur proprement dit, la photodiode, est couplé par un condensateur de liaison à un amplificateur intégrateur, ou ampli de charge suivi d'un filtre de mise en forme. Le rôle de cette première partie est de fournir, en réponse aux impulsions lumineuses, des signaux électriques peu bruyants, l'ampli-filtre servant spécifiquement à ajuster la réponse en fréquence de l'ensemble de la chaîne de sorte que les bruits électriques engendrés dans l'étage d'entrée soient filtrés le plus efficacement possible.

En bout de chaîne se trouve le convertisseur analogique - numérique qui donne, sur 14 bits, le nombre de photoélectrons détectés. Il est précédé d'un "pulse stretcher" dont le rôle est de fournir au convertisseur une impulsion carrée assez longue de même hauteur que l'impulsion issue du filtre. (Cette opération, non-linéaire, ne modifie pas la réponse en fréquence globale de la chaîne et n'influe donc en rien sur la réjection du bruit).

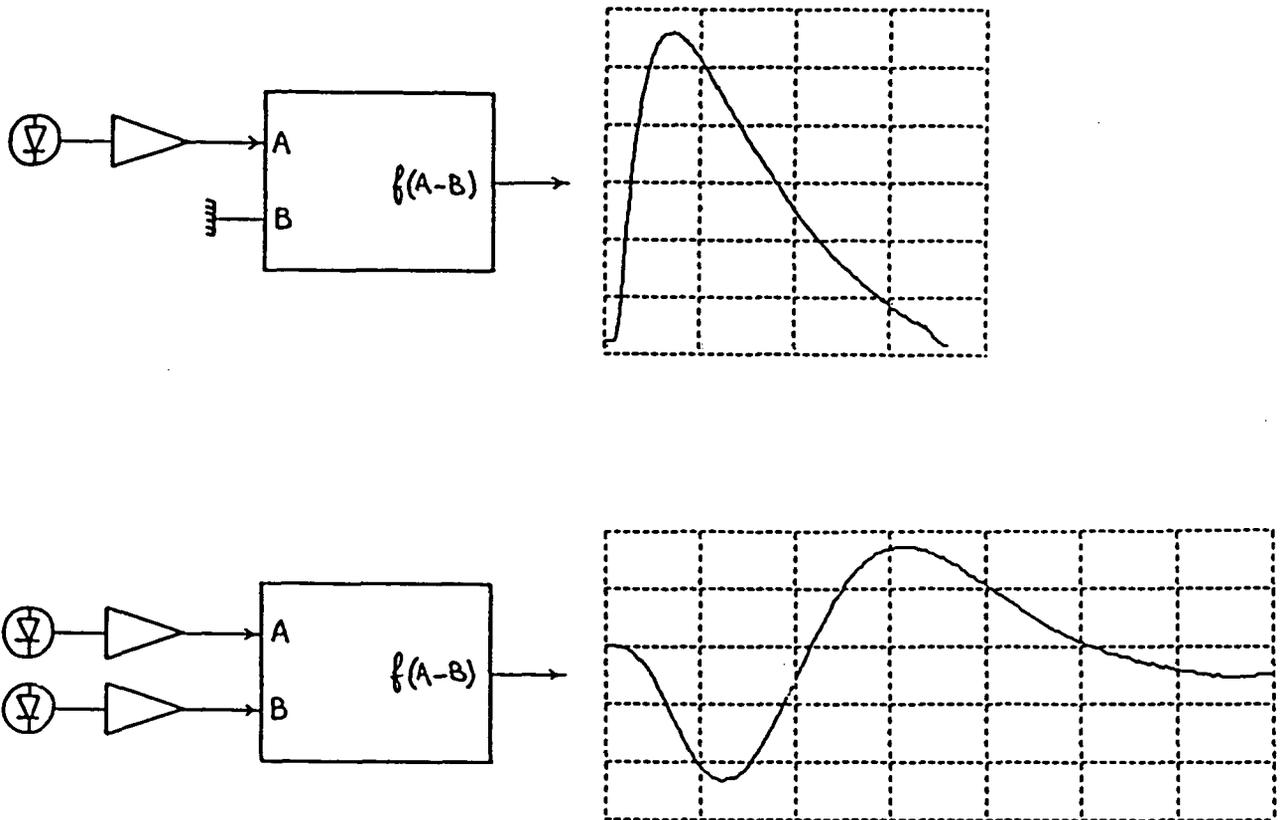


Fig. III-50 : Illustration de la difficulté à réaliser directement la différence de deux impulsions. En haut, l'ampli-filtre ne reçoit qu'une impulsion et fournit une réponse unipolaire. En bas, l'ampli-filtre répond à la différence de deux impulsions, la forme de l'impulsion de sortie est très différente d'une forme unipolaire et de plus elle dépend des réglages, elle est inadéquate pour la suite de la chaîne.

stable et beaucoup plus linéaire que les condensateurs céramiques les meilleurs. L'ampli intégrateur proprement dit, constitué de ces trois transistors est suivi d'un étage supplémentaire d'adaptation d'impédance l'isolant des composants suivants de la chaîne de mesure. Une sortie auxiliaire dérive le signal intégré et fournit ainsi une tension reflétant les variations temporelles du signal d'entrée, grâce à elle nous pouvons utiliser conjointement la chaîne de mesure de la charge et l'analyseur de

transitoires.

Remarque :

La solution qui consisterait à fabriquer de façon analogique la différence $q_1 - q_2$ des charges fournies par les deux photodiodes juste avant l'ampli intégrateur ou juste après n'a pas été retenue pour plusieurs raisons : d'une part, à cause des inévitables dissymétries temporelles, le signal différence ainsi obtenu n'a pas du tout la forme temporelle de chacune des impulsions, mais s'approche plutôt de leur dérivée et il s'avère que cette forme n'est pas acceptable par la suite de l'électronique, (cf. Fig. III-50) ; d'autre part une information importante serait perdue : la quantité $q_1 + q_2$ ne pourrait plus être mesurée, le rapport $\frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2}$ qui est la quantité physique réellement intéressante ne pourrait alors plus être reconstitué.

b) Etude des différentes causes de bruit de la chaîne de mesure

Avant d'aborder l'étude des bruits électroniques de la détection et leur réduction, il est bon de rappeler l'ordre de grandeur des signaux et du bruit de photons qui leur est associé, celui-ci fixant l'échelle : dans notre expérience, il importe que les autres bruits soient négligeables devant lui.

Dans les conditions vraisemblables d'expérience, nous comptons devoir détecter de l'ordre de 10^7 à 10^8 photons par impulsion. Le bruit de photons est alors de $3 \cdot 10^3$ à 10^4 photons et il était donc souhaitable que le bruit électronique soit inférieur ou de l'ordre de 10^3 électrons par impulsion. Notons que c'est ce souci qui nous a fait choisir un convertisseur analogique-numérique à 14 bits (cf. Complément III-6-B).

Le bruit électronique dominant est celui du tout premier étage de la chaîne, le bruit des étages suivants ayant, compte tenu du gain de la chaîne, une moindre importance. Ce bruit a trois origines principales : le bruit du transistor FET d'entrée de l'amplificateur de charge, le bruit Johnson (bruit thermique) dans la résistance de charge R_c de la photodiode et le bruit du courant dans la photodiode provenant des fluctuations statistiques du courant d'obscurité dues à la nature corpusculaire de l'électricité (auxquelles s'ajoutent celles du photocourant résiduel provenant de ce que l'interrupteur optique est imparfaitement fermé).

Le bruit dans le transistor FET est un bruit en tension, d'origine thermique, qui dépend d'une

part des caractéristiques électroniques du transistor (de sa transconductance g_m) et d'autre part des capacités parasites présentes entre l'entrée et la masse. Ces capacités sont au nombre de deux quand le câblage est suffisamment bien fait : la capacité C_{gs} entre grille et source du transistor et la capacité parasite de la photodiode, ceci explique le choix plutôt exotique du transistor et celui d'une photodiode rapide qui a donc une faible capacité parasite.

On montre que ce bruit en tension est équivalent à un bruit en courant à l'entrée de l'amplificateur de charge de densité spectrale :

$$di^2 \sim \frac{kT}{2\pi} \frac{C^2}{g_m} \omega^2 d\omega$$

où C est la capacité parasite.

La densité spectrale du bruit Johnson est donnée par la formule de Niquist :

$$di^2 = \frac{4kT}{R_c} \frac{d\omega}{2\pi}$$

et celle du "shot noise" sur le courant d'obscurité i_{obs} par :

$$di^2 = 2i_{obs} e \frac{d\omega}{2\pi}$$

($-e$ est la charge de l'électron).

La densité spectrale totale de bruit en courant à l'entrée de l'ampli de charge est donc :

$$di^2 = \frac{kT}{g_m} \frac{C^2}{2\pi} \omega^2 \frac{d\omega}{2\pi} + \left(\frac{4kT}{R_c} + 2i_{obs} e \right) \frac{d\omega}{2\pi}$$

L'impédance vue par l'entrée de l'amplificateur est $Z_e = \frac{1}{C_i \omega}$ et donc la densité spectrale en tension du bruit à l'entrée est :

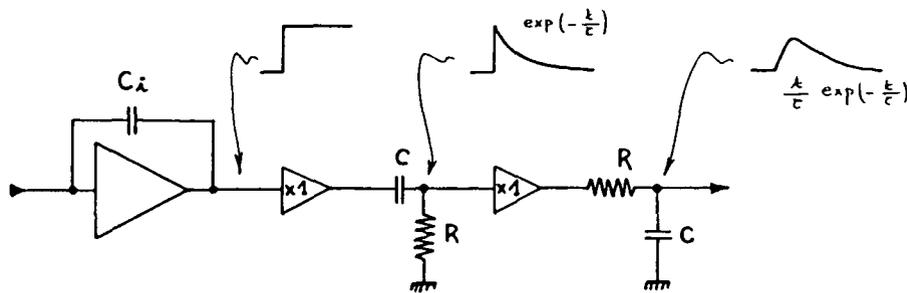
$$dv^2 = \frac{kT}{G_m} \frac{C^2}{C_i^2} \frac{d\omega}{2\pi} + \left(\frac{4kT}{R_c} + 2i_{obs} e \right) \frac{1}{C_i^2 \omega^2} \frac{d\omega}{2\pi}$$

$$= A^2 d\omega + \frac{B^2}{\omega^2} d\omega$$

En sortie du filtre

$$dv_s^2 = |G(\omega)|^2 dv^2$$

où $G(\omega)$ est la fonction de transfert de l'ensemble intégrateur + filtre. Le filtre est équivalent en première approximation à l'association en série de deux filtres, C-R puis R-C de même constante de temps τ , bien plus courte que celle de l'intégrateur $R_i C_i$:



Il délivre en sortie ce qu'on appelle un pulse unipolaire. La fonction de transfert $G(\omega)$ d'un tel ensemble est :

$$|G(\omega)| = \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}$$

et alors

$$dv_s^2 = A^2 \frac{\omega^2\tau^2}{(1 + \omega^2\tau^2)^2} d\omega + B^2 \frac{\tau^2}{(1 + \omega^2\tau^2)} d\omega$$

En intégrant sur toutes les fréquences positives (on fait l'hypothèse très naturelle que les composantes de différentes fréquences du bruit sont indépendantes statistiquement), on obtient la variance du bruit en tension en sortie :

$$\begin{aligned}
\sigma_v^2 &= \int dv_s^2 \\
&= A^2 \int_0^{+\infty} \frac{\omega^2 \tau^2}{(1 + \omega^2 \tau^2)^2} d\omega + B^2 \int_0^{+\infty} \frac{\tau^2}{(1 + \omega^2 \tau^2)^2} d\omega \\
&= \frac{\pi}{4} \left(\frac{A^2}{\tau} + B^2 \tau \right)
\end{aligned}$$

C'est cette fluctuation aléatoire qu'il faut comparer au signal. A cet effet, il est certainement plus pratique de l'exprimer en "charge équivalente de bruit" ou ENC (Equivalent Noise Charge). C'est la charge qui produit un signal égal à la variance du bruit. Une charge Q donne en sortie de filtre une impulsion unipolaire de tension dont le maximum vaut :

$$V = \frac{Q}{C_i} \exp(-1)$$

La charge équivalente de bruit est donc :

$$ENC = \sigma_v C_i \exp(1)$$

ou, en nombre d'électrons :

$$ENC = \frac{\sigma_v C_i \exp(1)}{e}$$

soit

$$ENC^2 = \frac{\exp(2)}{8} \left[\left(\frac{kT}{g_m} \frac{c^2}{e^2} \right) \frac{1}{\tau} + \left(\frac{2i_{obs}}{e} + \frac{4kT}{e^2 R_c} \right) \tau \right]$$

On voit qu'il existe une valeur τ_c de τ pour laquelle le bruit de la chaîne est minimum, les deux contributions respectivement proportionnelles à τ et à $1/\tau$ devenant alors égales. On peut écrire $(ENC)^2$ sous la forme

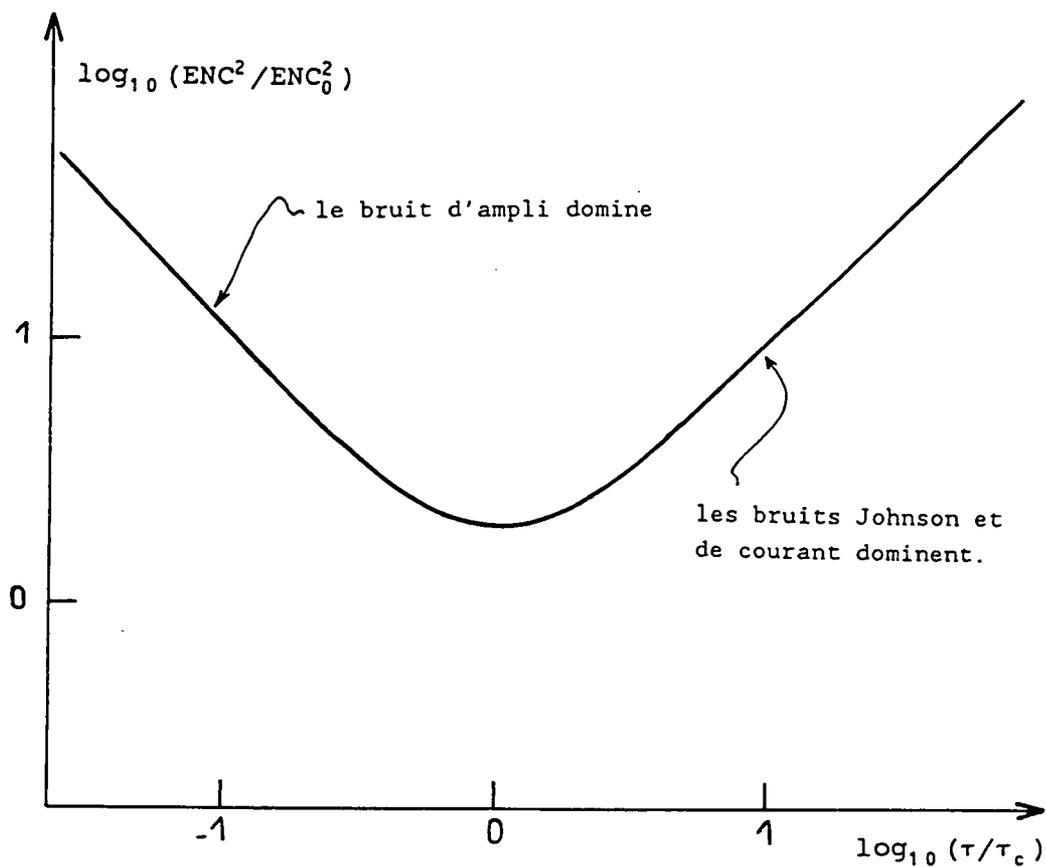


Fig. III-51 : Variance du bruit électrique en fonction du temps de réponse de la chaîne, figure théorique.

$$(ENC)^2 = \frac{(ENC)_0^2}{2} \left(\frac{\tau}{\tau_c} + \frac{\tau_c}{\tau} \right)$$

Sous cette forme, le résultat se généralise à des fonctions de filtrage beaucoup plus complexes, choisies pour réduire au minimum $(ENC)_0$. En particulier pour le filtre ORTEC 450 A que nous utilisons, l'impulsion de sortie est "presque gaussienne" et conduit à une valeur de $(ENC)_0^2$ 20% plus

faible environ que celle que nous avons calculée (cependant sa dépendance vis-à-vis des paramètres du circuit intégrateur et du détecteur reste la même).

On trace généralement la variance en fonction de la constante de temps du filtre dans un diagramme log – log, on obtient une courbe en V : elle est minimum pour $\tau = \tau_c$. Le tracé expérimental de cette dépendance est très utile d'abord pour identifier éventuellement des causes anormales de bruit puis, en cas de comportement normal, pour déterminer τ_c et étudier l'effet de telle ou telle modification d'un paramètre.

c) Procédure de mesure du bruit

Pour mesurer le bruit propre de la chaîne, comme d'ailleurs par la suite pour mesurer le bruit de photons, il est très utile de se placer directement dans les conditions réelles de fonctionnement, c'est-à-dire d'avoir d'emblée recours à la technique de la différence entre les deux voies.

Le bruit propre de la chaîne est mesuré en l'absence d'impulsions lumineuses. On utilise les entrées test des amplis de charge et on envoie une impulsion commune de tension, les entrées des deux amplis de charge étant branchées en parallèle.

Les bruits électroniques sont évidemment incorréllés d'une chaîne à l'autre et s'ajoutent donc quadratiquement dans le bruit sur la différence :

$$\sigma_{Delec}^2 = \sigma_{1elec}^2 + \sigma_{2elec}^2 = 2\sigma_{elec}^2$$

Comme il a été indiqué plus haut le bruit d'une chaîne est essentiellement celui de son étage d'entrée, la photodiode et sa polarisation comprises. Cependant, les amplis filtres peuvent aussi y contribuer d'une façon pas tout à fait négligeable et qu'il nous faut mesurer. A cet effet, nous envoyons un seul et même signal, provenant d'un seul des deux intégrateurs de charge, aux deux amplis filtres à la fois, nous mesurons alors le bruit sur la différence des signaux donnés par les deux voies. Dans ces conditions, du fait de la corrélation totale sur les deux voies du bruit provenant de l'intégrateur et de la photodiode, les contributions associées se trouvent éliminées sur le signal différence. Notons dès à présent que cette (faible) contribution des ampli-filtres au bruit total n'est

pas totalement indépendante de τ (constante de temps des filtres), aussi a-t-elle été systématiquement soustraite du bruit total mesuré lors de l'étude de la contribution des détecteurs et des intégrateurs présentée plus loin.

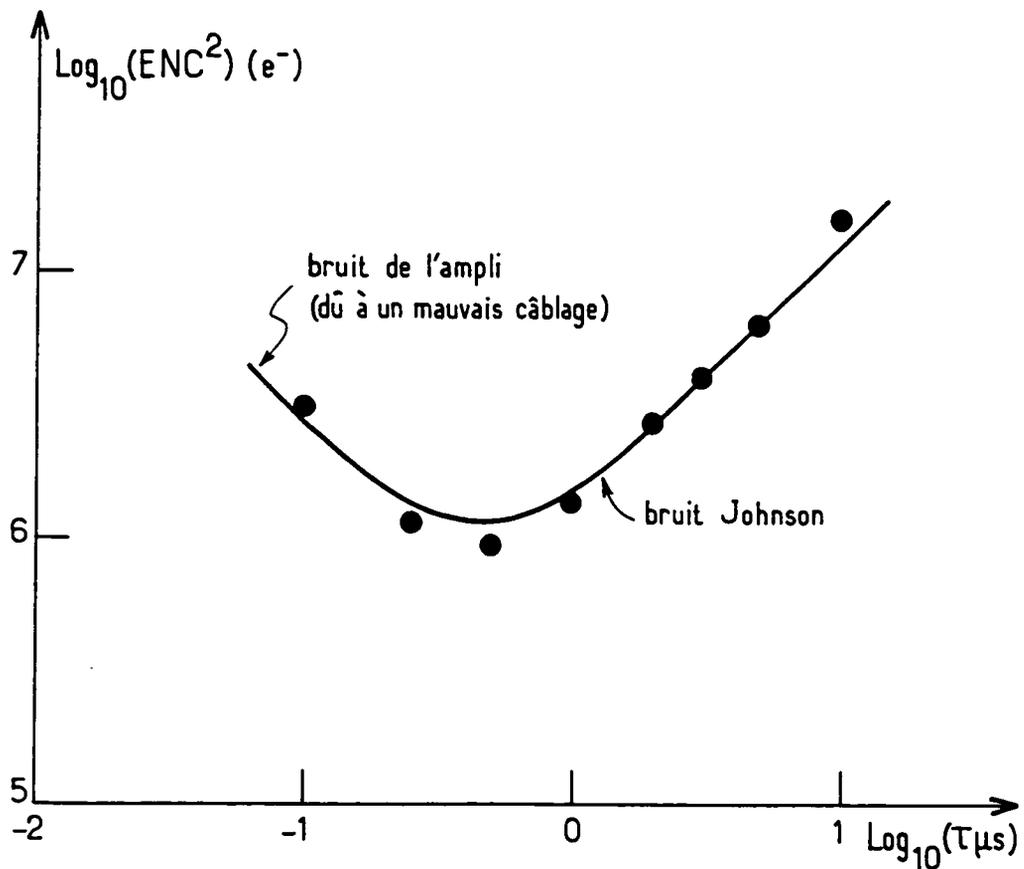


Fig. III-52 : Variance du bruit électrique en fonction du temps de réponse de la chaîne ; mesure effectuée avec un mauvais câblage qui montre bien la remontée aux temps courts.

d) Résumé de quelques mesures de bruit sans lumière parmi les plus significatives

Tout d'abord, examinons la figure III-52 : il saute aux yeux que la variance du bruit dépend bien de τ comme prévu, c'est-à-dire comme sur la figure théorique III-51.

Lors de cette mesure, nous n'avions pas mis de photodiode, la résistance de charge était en place mais mal soudée, les capacités parasites étaient très importantes. C'est pour cette raison que le temps caractéristique τ_c du circuit est ici bien plus grand que dans les mesures "normales" présentées plus loin : l'erreur, bien que faussant la mesure, lui confère cependant une valeur pédagogique indéniable.

Nous avons fait une étude très exhaustive du bruit dû aux intégrateurs et aux photodiodes, seuls quelques exemples particulièrement parlant seront présentés ici ²⁹. Il ressort de cette étude, d'une part que nous comprenons bien l'origine des diverses composantes du bruit, condition nécessaire pour pouvoir espérer les maîtriser, et d'autre part que dans les conditions normales de fonctionnement, l'objectif visé concernant un bruit suffisamment faible est atteint.

Les premières mesures concernent l'amplificateur intégrateur seul, c'est-à-dire que la résistance de charge est ôtée (on s'affranchit ainsi de son bruit Johnson) et que la photodiode est remplacée par un condensateur de capacité comparable à celle de la photodiode. On voit sur la figure III-53 que pour les temps courts, le bruit mesuré se comporte comme on l'attend de la part du bruit d'ampli seul. La comparaison des valeurs obtenues pour deux condensateurs différents permet de déterminer la valeur des capacités parasites résiduelles : 5 pF, ce qui est tout à fait plausible. Aux temps longs, on observe un bruit constant et à peu près indépendant de la valeur du condensateur. Il s'agit très probablement du bruit d'origine statistique sur le nombre d'électrons correspondant aux impulsions tests. Ce bruit, même s'il n'est pas parfaitement compris, n'entraîne aucune incertitude sur la suite, car il reste toujours négligeable comparé à ceux qui interviennent pas ailleurs.

Dans une seconde série de mesures, on remplace les condensateurs censés représenter leur capacité parasite par les vraies photodiodes. Elles sont alors polarisées correctement grâce à leur résistance de charge R_L . Ceci revient donc par rapport à la situation précédente à rajouter le bruit dû au courant d'obscurité et le bruit Johnson. On se trouve alors dans la situation où on utilisera réellement le système, mais les impulsions sont encore les impulsions test. La figure III-54 montre les résultats obtenus avec deux types de diodes différents. Les photodiodes EpitaxX ont un très faible

²⁹ Cette étude particulièrement fastidieuse et délicate a été menée par J. Guéna.

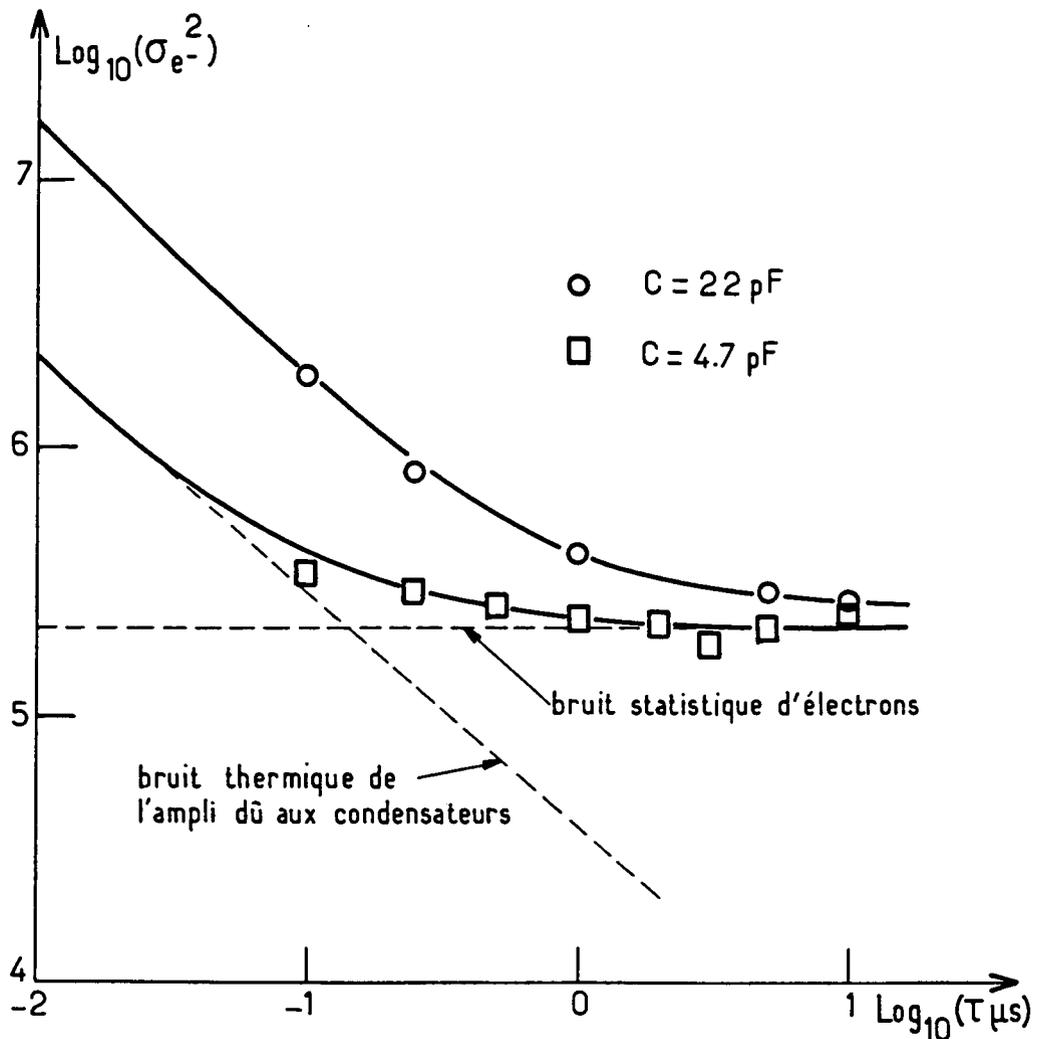


Fig. III-53 : Variance du bruit mesurée et en remplaçant la diode par un condensateur qui simule sa capacité parasite.

courant d'obscurité (20 nA) et une capacité parasite très voisine de 4.7 pF. La partie droite de la courbe expérimentale correspond tout à fait au bruit Johnson dans 1 M Ω (l'influence du courant d'obscurité est négligeable). En ajoutant par le calcul la droite représentant ce seul bruit Johnson avec le bruit d'ampli (Fig. III-53) pour $C \sim 4.7 \text{ pF}$, on obtient la courbe en trait continu, l'accord est très satisfaisant.

La photodiode Judson a un courant d'obscurité beaucoup plus important (1 μA) qui contribue de façon très notable au bruit. Sa capacité est aussi plus grande, ce qui a pour effet d'augmenter

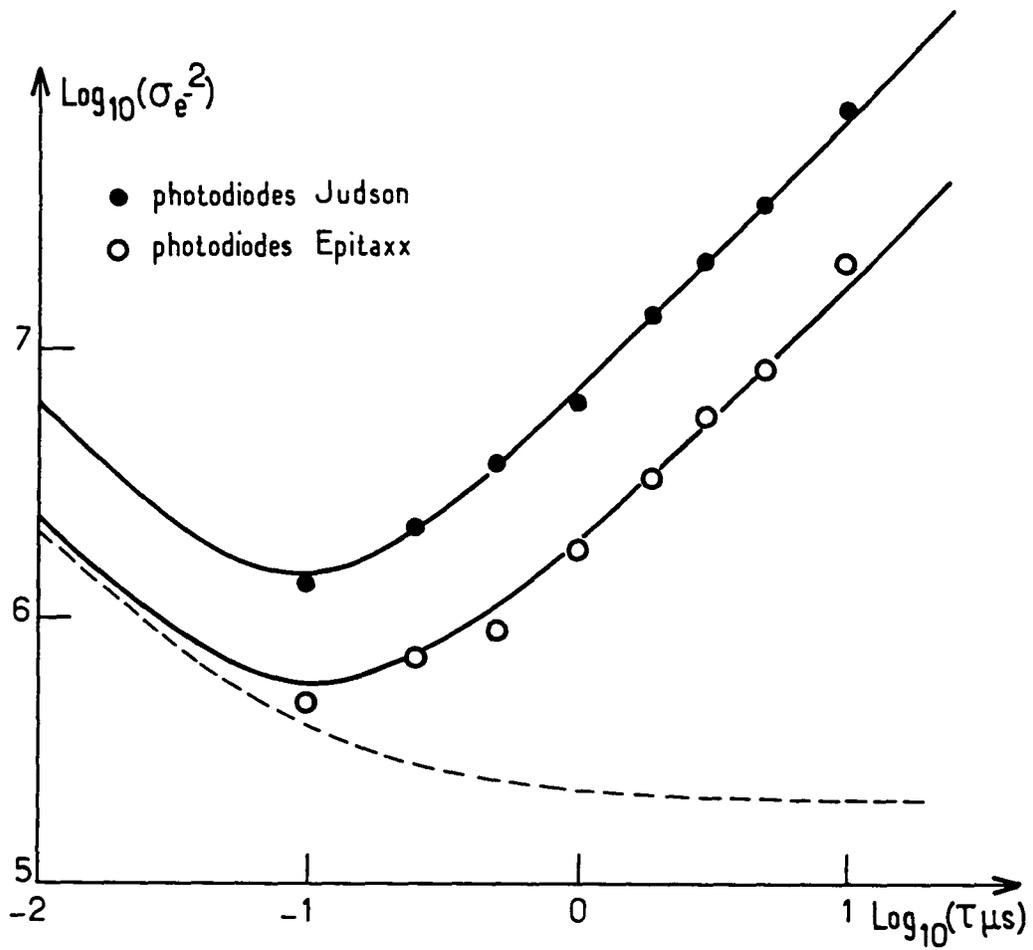


Fig. III-54 : Variance du bruit mesurée avec une diode et sa résistance de polarisation (mais sans lumière). Le trait en pointillé représente le bruit sans résistance.

sensiblement le bruit aux temps courts également.

e) Etude du bruit en présence de lumière: mesure du taux de polarisation avec élimination des fluctuations d'intensité grâce au fonctionnement en mode équilibré du polarimètre

De l'étude précédente (cf. Fig. III-54), il semble résulter que l'observation du bruit de photons est à la portée de notre système de détection pour les impulsions lumineuses dépassant 10^6 photons par impulsion. En réalité, avant d'atteindre ce but nous sommes confrontés à deux problèmes.

i) Réjection du bruit d'intensité sur la différence des impulsions fournies par les deux voies

Dans la mesure des effets physiques, ce bruit prend son origine dans les fluctuations de pulse à pulse de l'intensité du laser d'excitation, celles-ci se traduisant par des fluctuations de gain de la vapeur de césium et donc finalement de l'amplitude des impulsions sonde en sortie de cellule.

Dans cette étude de la chaîne de détection, nous n'utilisons pas le laser vert pulsé et nous n'avons pas de système atomique excité. Par contre, l'intensité du laser sonde n'est pas encore stabilisée : elle fluctue dans le temps avec une fréquence caractéristique de l'ordre du kilohertz. Les impulsions que l'interrupteur optique "découpe" dans ce faisceau fluctuant sont en conséquence de hauteur variable d'un coup à l'autre et ceci simule l'effet qu'auront les fluctuations du laser d'excitation. La différence est dans l'importance des fluctuations. Pour le laser sonde seul, l'écart quadratique moyen n'est que de 2% environ contre 10% pour les fluctuations du laser vert.

L'avantage de la détection à deux voies, déjà mentionné dans la description du polarimètre (§ III-5), est que les fluctuations induites sur les deux photodiodes sont totalement corrélées et peuvent, du moins en principe, s'éliminer dans le calcul du taux de polarisation. Pour préciser ceci notons N le nombre de photons d'une impulsion sonde isolée, on pourra l'écrire sous la forme :

$$N = N_0 + n$$

où N_0 est constant, c'est le nombre moyen de photons et n est une variable aléatoire, de moyenne nulle, d'écart standard Δn qui représente les fluctuations. Le signal détecté par chacune des photodiodes est alors :

$$s_1 = \alpha_1 N$$

$$s_2 = \alpha_2 N$$

(on néglige ici le bruit de photons).

La différence de ces signaux s'écrit :

$$D = s_1 - s_2 = (\alpha_1 - \alpha_2) N_0 + (\alpha_1 - \alpha_2) n$$

et il apparaît très simplement que si cette différence est nulle en moyenne, $\alpha_1 = \alpha_2$, les fluctuations sont alors nulles elles-aussi. Ainsi donc, si les deux voies de détection sont parfaitement équilibrées, les fluctuations de l'intensité des impulsions sonde n'ont aucune répercussion sur le signal différence. Mieux encore, dans le rapport $\frac{D}{S}$ du signal différence au signal somme $S = s_1 + s_2$, ces fluctuations s'éliminent même si l'équilibre n'est pas réalisé.

Tout ceci cependant n'est vrai que si la détection est parfaitement linéaire. L'effet des non-linéarités des chaînes de détection et leur étude sont traités dans le Complément III-6-A, on y montre que le paramètre critique est en fait la différence des non-linéarités des deux voies : on voit ici une fois de plus toute l'importance qu'il y a à assurer une grande symétrie entre les deux voies de détection. Notons dès ici que les mesures du bruit présentées plus loin (f-ii) indiquent un taux de réjection du bruit commun supérieur à 55 dB (soit une réduction supérieure à 500 des fluctuations d'amplitudes des impulsions lumineuses).

ii) Réjection du bruit sur le signal des photons de fuite

Les fluctuations de l'intensité du laser sonde ont encore un autre effet, lié celui-là à un défaut de l'interrupteur optique.

L'interrupteur optique, on l'a vu, ne coupe pas totalement le faisceau quand il est "fermé" : nous appelons cette lumière parasite "les photons de fuite". L'intensité de cette lumière parasite fluctue comme celle du laser et a pour effet de modifier la "ligne de base".

Les impulsions parvenant à l'ampli-filtre ne partent plus de zéro, mais d'une valeur qui fluctue autour de zéro (la composante continue du photocourant "de fuite" est coupée par le condensateur de liaison, cf. Fig. III-48). En sortie des stretchers, on ne peut plus faire la distinction entre une fluctuation vraie de la hauteur de l'impulsion et une fluctuation apparente provenant du mouvement de la ligne de base : en bout de chaîne, des impulsions même exemptes de bruit deviennent entachées de fluctuations non négligeables. Heureusement, l'ampli-filtre Ortec est équipé d'une fonction spécialement prévue pour éliminer cet effet, appelée Base Line Restorer (BLR). En pratique, cette fonction est tout à fait efficace dès que le temps de réponse du filtre τ est supérieur à $0.5 \mu s$ ³⁰. Pour $\tau = 0.25$ et surtout $0.1 \mu s$, nous constatons avec les filtres Ortec 450 que la fonction BLR est sans effet dans nos conditions d'emploi.

f) Réduction du bruit des impulsions lumineuses au niveau du bruit de photons

Une fois toutes les autres causes de bruit en grande partie supprimées, la question se pose de savoir reconnaître dans la bruit résiduel le bruit de photons. Si tous les paramètres de la mesure sont fixés ce n'est évidemment pas possible, ce n'est donc qu'en étudiant la variation du bruit en fonction de tel ou tel paramètre qu'on peut arriver à distinguer la contribution du bruit de photons.

i) *Etude de la dépendance en τ*

Il est clair que le bruit de photon des impulsions de lumière ne doit pas dépendre du temps de réponse τ de l'ampli-filtre puisqu'elles sont très brèves par rapport à lui. Le bruit de photons se traduit par une variation de pulse à pulse du nombre de photoélectrons libérés, variation qui suit une loi poissonnienne : si s_1 est ce nombre, la variance du bruit est $\sigma_1^2 = s_1$, elle ne dépend pas de ce qui se passe dans le reste de la chaîne et en particulier pas de τ .

Nous mesurons bien sûr encore le bruit sur le signal différence, comme dans le cas de l'étude du bruit d'obscurité. Comme notre champ laser est "classique", les bruits de photons sur s_1 et s_2 sont incorrélés, la variance du bruit sur la différence est donc :

³⁰ Nous avons vérifié avec des impulsions électriques sans fluctuations de la ligne de base que la fonction BLR n'altère pas le rapport signal/bruit.

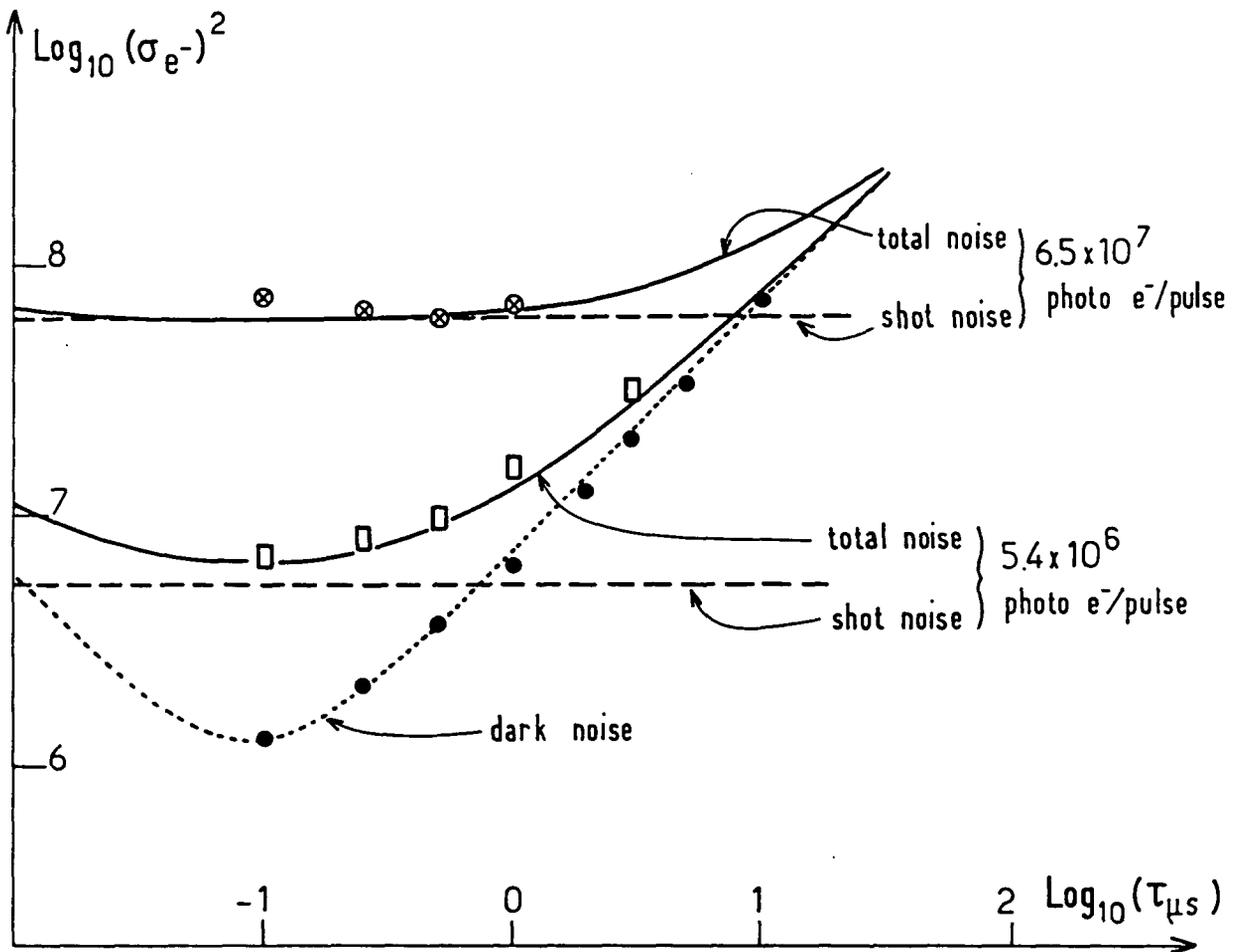


Fig. III-55 : Variance du bruit en fonction du temps de réponse de la chaîne en présence d'impulsions de lumière pour deux valeurs du flux de photon. La courbe en pointillé et les points noirs représentent le bruit mesuré sans lumière, on y ajoute le bruit de photons théorique (tirets) qui ne dépend pas de τ . Les courbes obtenues (traits pleins) rendent bien compte des mesures (carrés et ronds croisés). Photodiodes Judson. (Dans ce fit, on n'a pas cherché à prendre en compte le bruit de photons des photons de fuite qui contribuerait seulement pour l'intensité la plus forte et dans la zone des plus grandes valeurs de τ).

$$\begin{aligned}
\sigma_D^2 &= \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \\
&= s_1 + s_2 \\
&= S
\end{aligned}$$

c'est-à-dire simplement le bruit de photons sur le signal total.

En fait, la lumière contribue aussi au bruit par l'intermédiaire des photons de fuite et le bruit de photons qui leur est associé. Cependant, comme les photons de fuite produisent un photocourant continu, leur bruit de photon se comporte comme le "shot noise" du courant d'obscurité des photodiodes, il dépend de τ de la même manière et s'y ajoute simplement de manière quadratique. Si l'on veut commander des impulsions intenses ($\sim 10^8$ photoe⁻/pulse), l'intensité requise sur l'interrupteur optique entraîne que le bruit statistique des photons de fuite est plus grand que celui des photodiodes EpitaxX et presque aussi grand que celui des photodiodes au germanium Judson.

Sur la figure III-55, les courbes en trait plein représentent la somme calculée du bruit de photons théorique pour deux hauteurs d'impulsions (droites en tirets) et du bruit d'obscurité mesuré précédemment (courbe en pointillé et points noirs, ce sont ceux de la figure III-54). Les valeurs expérimentales (carrés et ronds croisés) sont bien en accord avec le calcul, ceci est une première indication que le bruit de photon est atteint. On peut aussi remarquer sur cette figure la légère remontée du bruit total aux temps courts pour le niveau de signal le plus grand, elle s'explique par le défaut de la fonction BLR à $\tau = 0.1 \mu s$.

ii) Etude de la dépendance du bruit en fonction de la taille des impulsions lumineuses.

Si le bruit dominant est le bruit de photon, il doit varier en fonction du signal somme S suivant la relation déjà établie $\sigma_D^2 = S$. Pour vérifier cette dépendance, il faut faire attention à ne pas changer les autres paramètres quand on fait varier la grandeur des impulsions lumineuses, en particulier il ne faut pas faire varier le flux de photons de fuite. Ceci est effectivement possible dans une gamme relativement large : il suffit d'ouvrir plus ou moins partiellement l'interrupteur optique et éventuellement de jouer sur la durée de l'impulsion dans de faibles limites.

La pente de σ_D^2 en fonction de S permettra de dire si on atteint le bruit de photon ou non. Encore faut-il pour cela s'assurer de la bonne calibration des signaux.

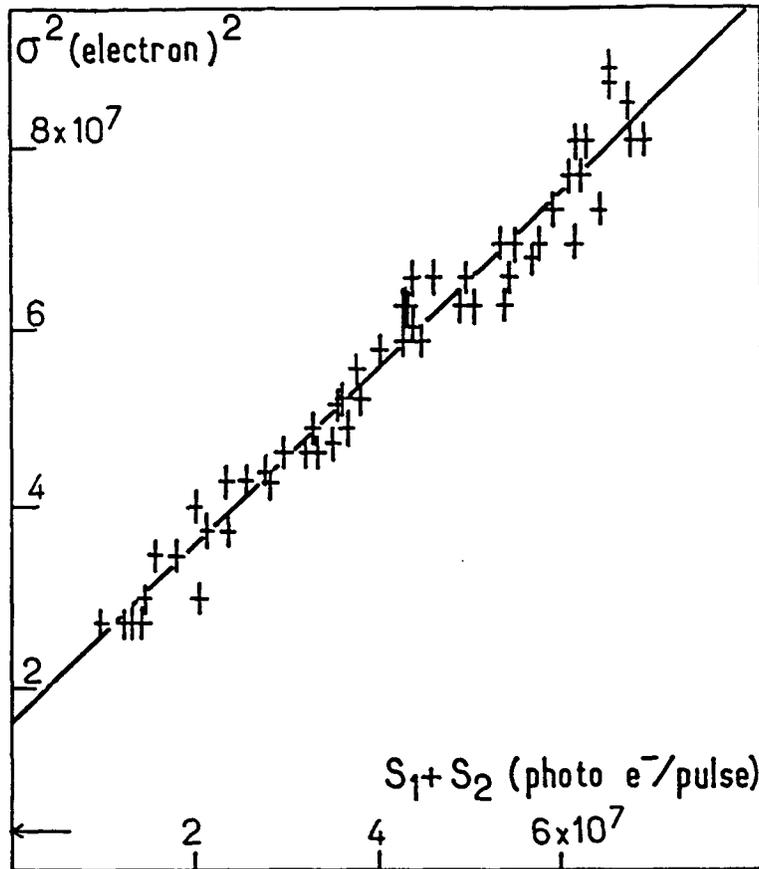


Fig. III-56 : Variance du bruit de photon sur la différence des signaux des deux voies de détection en fonction de leur somme. La droite est un meilleur fit, sa pente est 0.98 ± 0.03 alors qu'on attend 1. La flèche montre la contribution constante du bruit de l'ampli-filtre.

D'un signal en fin de chaîne, nous remontons en effet à un nombre d'électrons par une série de conversions qui méritent d'être sérieusement contrôlées et vérifiées. Pour nous assurer que c'est bien nécessaire, supposons qu'un coefficient α , différent de 1, existe entre le nombre d'électrons que nous croyons mesurer et le nombre réel d'électrons produits dans les photodiodes à la détection. Alors :

$$S_{mesuré} = \alpha S$$

$$D_{mesuré} = \alpha D$$

et donc

$$\sigma_{D_{mesuré}}^2 = \alpha^2 \sigma_D^2$$

or c'est entre σ_D et S que nous attendons la relation $\sigma_D^2 = S$ donc

$$\sigma_{D_{mesuré}}^2 = \alpha^2 S = \alpha S_{mesuré}$$

On voit que ceci doit fausser l'interprétation de la pente de la droite expérimentale qui deviendrait α au lieu de 1.

L'opération de calibration est donc importante et a été faite avec soin. Il faut s'assurer du gain de l'ensemble de la chaîne pour chaque voie sans omettre qu'il présente une légère dépendance en τ , ainsi que du gain des amplis intégrateurs en mesurant avec précision la capacité d'intégration et enfin vérifier que le "déficit balistique" est négligeable. Ce dernier point mérite quelques éclaircissements : l'intégrateur et l'ampli-filtre répondent à une impulsion de courant en forme de fonction δ de Dirac par une impulsion unipolaire de forme et de hauteur connues. Si comme dans nos mesures l'impulsion de courant a une certaine largeur, l'ampli filtre répond par une impulsion qui est le produit de convolution entre sa réponse unipolaire et la forme de l'impulsion de courant. A charge totale constante, cette réponse est d'autant moins haute que l'impulsion d'entrée est plus longue, c'est le déficit balistique. Le stretcher et le convertisseur ignorant la forme réelle de l'impulsion ne mesurent que sa hauteur et le résultat final est entaché d'une erreur de calibration.

Des mesures très soignées nous permettent d'affirmer que le coefficient α introduit plus haut est 1 à 3% près et donc que la pente de la droite $\sigma_D^2 = f(S)$ doit être 1 à 3% près.

iii) Résultats et commentaires

Expérimentalement, la pente de cette droite (Fig. III-56) est très proche de 1 : 0.98 avec une incertitude de 5% (statistique : 3% , calibration : 3%), on peut donc dire que l'accord est excellent et que nous atteignons bien le bruit de photon dans nos mesures de polarisation.

On peut être pessimiste et dire que la variance du bruit mesuré dépasse le bruit attendu de 4% (en prenant en compte et l'incertitude sur l'estimation de la pente et celle sur la calibration). Interprétant cet excès comme une mauvaise réjection du bruit commun dû aux fluctuations d'intensité du laser, on peut alors donner une borne inférieure au facteur de réjection du bruit commun : on écrit que la variance mesurée est égale à la somme de la variance du bruit de photon attendu et du carré d'une certaine fraction des fluctuations d'intensité du laser (ces deux bruits sont évidemment incorrélés) :

$$\sigma_{mesuré}^2 = \sigma_{photons}^2 + \left(\frac{\Delta I}{\eta}\right)^2$$

$$1.04 \times S_{max} = S_{max} + \left(\frac{2 \times 10^{-2} S_{max}}{\eta}\right)^2$$

ce qui donne pour le facteur de réjection $\eta \simeq 800$ soit une réjection minimum de 58 dB.

Enfin, si l'on admet que cette réjection incomplète est le fait des non-linéarités des deux chaînes (cf. Complément III-6-A) on peut chiffrer leur différence à 10^{-3} environ (les mesures directes indiquées dans le Complément III-6-A donnaient $\lesssim 5 \times 10^{-4}$).

Remarquons pour finir que sur la figure III-56 la flèche indique la contribution au bruit d'obscurité des ampli-filtres eux-mêmes. Elle pourrait être largement diminuée en travaillant à nombre total de photons à peu près constant (ici on a dû choisir un gain non optimum de ce point de vue pour pouvoir faire varier le signal dans une grande proportion).

Complément III-6-A
NON-LINEARITES DANS LA CHAINE
DE MESURE DES POLARISATIONS

Ce complément a pour but de discuter l'effet d'éventuelles non-linéarités de notre chaîne de mesure et en particulier leur effet sur la réjection du bruit commun et d'exposer leur détermination expérimentale. On y verra qu'elles peuvent être suffisamment réduites pour ne pas être gênantes. Deux cas sont à considérer selon que le défaut est commun aux deux voies ou différent sur les deux.

1) Effet d'une non-linéarité commune sur la réjection du bruit commun

Comme précédemment, on désignera par s_1 et s_2 les signaux fournis par chacune des deux voies, D leur différence et S leur somme. La non-linéarité dite "intégrale", δ , s'exprime généralement en fonction du signal de sortie maximum S_{max} , signal "pleine-échelle" compte tenu de la sensibilité utilisée. Le signal mesuré est de la forme :

$$s_1 = \alpha_1 I \left(1 + \delta \frac{\alpha_1 I}{S_{max}} \right) \quad (III - 6 - A - 1)$$

$$s_2 = \alpha_2 I \left(1 + \delta \frac{\alpha_2 I}{S_{max}} \right) \quad (III - 6 - A - 2)$$

où I est le nombre réel de photons des impulsions lumineuses. Le taux de polarisation mesuré est :

$$r = \frac{D}{S} = \frac{s_1 - s_2}{s_1 + s_2} = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} \left(1 + \delta \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{S_{max}} \Delta I \right) \quad (III - 6 - A - 3)$$

On voit tout de suite que puisque la quantité très petite $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2}$ est en facteur, une non-linéarité commune aux deux voies n'affecte pas l'équilibrage du polarimètre et de même, si le polarimètre est bien équilibré, les fluctuations de I demeurent sans effet malgré la non-linéarité.

Lorsque le taux de polarisation mesuré n'est pas nul, les fluctuations ΔI de I se répercutent sur celles de r :

$$\begin{aligned} \Delta r &= \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} \delta \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)}{S_{max}} \Delta I \\ &\# \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} \delta \frac{\Delta I}{I} \frac{S}{S_{max}} \end{aligned} \quad (III - 6 - A - 4)$$

où S_{max} est le signal somme maximum.

Par exemple pour $\frac{\Delta I}{I} = 10\%$ et $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} = 10^{-2}$, et comme par définition $S \leq S_{max}$:

$$\Delta r \leq 10^{-3} \delta \quad (III - 6 - A - 5)$$

Ce défaut n'est pas gênant dès que $\delta < 10^{-2}$ ce qui est largement le cas (on a plutôt $\delta \sim 5 \times 10^{-4}$ à 10^{-3}).

2) Effet d'une non-linéarité différente sur les deux voies

Ce cas est plus grave : un calcul analogue au précédent donne :

$$r = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} + \frac{\delta_1 \alpha_1^2 - \delta_2 \alpha_2^2}{\alpha_1 + \alpha_2} \frac{I}{S_{max}} \quad (III - 6 - A - 6)$$

Le cas le pire est celui où $\delta_1 = -\delta_2 = \delta$. Compte tenu de ce que $\alpha_1 \# \alpha_2 = \alpha$,

$$\begin{aligned}
 r &= \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} + \delta \frac{\alpha I}{S_{max}} \\
 &= \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} + \delta \frac{S}{S_{max}}
 \end{aligned}
 \tag{III - 6 - A - 7}$$

Une différence de non-linéarité affecte l'équilibrage apparent du polarimètre (notons que c'est cette propriété qui est utilisée pour mesurer cette différence). Mais par ce biais, les fluctuations de I se traduisent par un bruit Δr même quand le polarimètre est équilibré :

$$\Delta r = \delta \frac{\alpha \Delta I}{S_{max}} = \delta \frac{\Delta I}{I} \frac{S}{S_{max}}
 \tag{III - 6 - A - 8}$$

Les modules commerciaux utilisés sont généralement donnés pour $\delta < 5 \times 10^{-4}$, prenant ce chiffre avec $\frac{\Delta I}{I} \sim 10\%$ et $S \sim \frac{1}{2} S_{max}$, on obtient :

$$\Delta r \sim 2.5 \times 10^{-5}$$

ce qui n'est plus a priori négligeable si l'on se souvient que chaque chaîne utilise plusieurs modules.

3) Mesure de la différence des non-linéarités des deux voies. Conclusion

Nous venons de voir que la non-linéarité commune aux deux voies n'est gênante que si elle atteint un niveau où il est facile de la mettre en évidence directement, c'est la différence des non-linéarités qu'il faut mesurer et contrôler avec soin.

Pour cela, il suffit d'appliquer l'équation (III-6-A-7) de la manière suivante : on commence par équilibrer soigneusement le polarimètre à niveau de signal moyen (pas trop faible sinon le réglage n'est pas précis), puis on modifie le signal somme le plus possible, nous sommes descendus presque à zéro et montés jusqu'au double de la valeur initiale (nous avons alors $S \sim S_{max}$). La variation de r permet de déterminer δ (Fig. III-57) : la pente de $r \equiv r(S)$ suggère que $\delta <$ quelques 10^{-4}

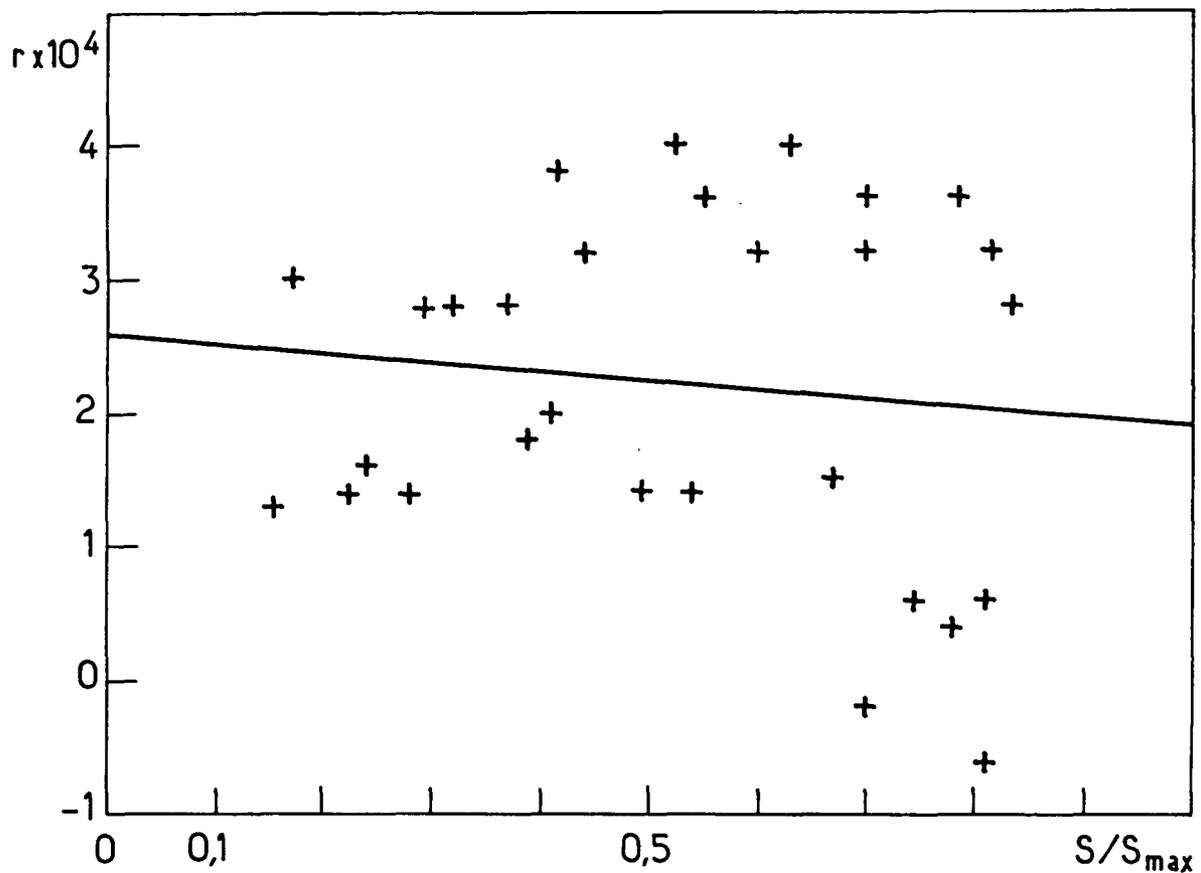


Fig. III-57 : Variation du taux apparent de polarisation r en fonction de la grandeur du signal somme S , les autres paramètres étant maintenus constants. La droite est un fit de moindres carrés dont la pente indique que la non-linéarité intégrale de la chaîne entière est inférieure à quelques 10^{-4} , en restant très prudent.

et même sans doute encore moins (la mesure du bruit sur D en fonction de S donne une valeur limite extrême un peu supérieure). L'avantage de ce procédé est qu'il utilise les deux voies dans les conditions exactes où elles sont employées pour les mesures. (Si on observe une non-linéarité nette, on peut même la localiser en remplaçant dans les chaînes réelles tous les éléments par des éléments communs, sauf un qui devient alors le seul à influencer la différence de non-linéarité des deux voies).

Notons que pour arriver à ce résultat, il faut faire attention aux réglages de la chaîne et en particulier à celui de l'offset global (qu'on corrige en jouant sur celui des ADC), la différence des offsets jouant en effet le même rôle qu'une non-linéarité différente. Ce réglage est susceptible de changer au cours du temps et peut nécessiter des retouches. Un appareil spécialisé qu'on peut associer aux ADC doit permettre en principe cet ajustement en permanence de façon automatique.

Remarquons pour finir que la mesure présentée ici met en jeu des chaînes entières, photodiodes et amplificateurs de charge compris dont il est très satisfaisant de constater ainsi la qualité.

Complément III-6-B
ECART QUADRATIQUE MOYEN DU BRUIT
DE CONVERSION ANALOGIQUE-NUMERIQUE.
CHOIX DE LA RESOLUTION DU CONVERTISSEUR

Ce complément présente d'abord un calcul du bruit d'arrondi introduit par la conversion analogique-numérique d'une grandeur de caractère variable aléatoire, puis l'application de ce calcul au choix de notre convertisseur.

1) Définitions

La conversion analogique \rightarrow numérique consiste à remplacer toute valeur réelle x par l'entier le plus proche $A(x)$. Cette opération introduit donc une erreur d'arrondi égale à :

$$A(x) - x = e(x) \quad (III - 6 - B - 1)$$

Si x est une variable aléatoire, $e(x)$ est aussi aléatoire, c'est le bruit d'arrondi.

Nous allons calculer l'écart quadratique moyen de ce bruit. Celui-ci est par définition égal à σ tel que :

$$\sigma^2 = \langle [e(x) - \langle e(x) \rangle]^2 \rangle \quad (III - 6 - B - 2)$$

où $e(x)$ est définie par (III-6-B-1) et la distribution de x est une fonction $f(x)$ donnée.

Nous supposons que la largeur caractéristique de la distribution $f(x)$ est suffisamment grande devant 1 pour que celle-ci puisse être considérée comme constante sur chaque intervalle

$$\left[k - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right] \quad (\text{III} - 6 - B - 3)$$

Physiquement, ceci implique que la résolution du convertisseur est suffisante pour reproduire les variations de x .

Ceci implique aussi que le bruit est "continu", et "brouille" le caractère discret du convertisseur. (Il est clair que nos signaux satisfont largement cette hypothèse). Au contraire, une variable aléatoire discrète, par exemple hésitant entre seulement deux valeurs, ne rentreraient pas dans ce cadre.

2) Calcul de $\langle e(x) \rangle$ et σ^2

L'hypothèse précédente permet de considérer la distribution de x comme plate sur chacun des intervalles $[k - 1/2, k + 1/2]$. Par contre, ces intervalles sont affectés de poids p_k en général différents.

L'hypothèse (III-6-B-3) permet également de négliger le détail de ce qui se passe sur les intervalles extrêmes de gauche et de droite qui sont en fait peut-être "incomplets" ; en effet, le nombre d'intervalles est grand, donc le poids de chacun est faible.

La moyenne $\langle e \rangle_k$ de $e(x)$ sur l'intervalle n° k est de toute évidence nulle. La moyenne globale :

$$\langle e(x) \rangle = \sum_k p_k \langle e \rangle_k$$

est donc nulle aussi :

$$\langle e(x) \rangle = 0 \quad (\text{III} - 6 - B - 4)$$

C'est à dire qu'il s'agit bien d'un bruit, il n'y a pas de biais.

Puisque $\langle e(x) \rangle = 0$, la définition de σ^2 (éq.(III-6-B-2)) devient

$$\sigma^2 = \langle [e(x)]^2 \rangle = \sum_k p_k \langle [e(x)]^2 \rangle_k \quad (III - 6 - B - 5)$$

Mais la valeur moyenne de $[e(x)]^2$ sur l'intervalle k , avec une distribution de x plate, est visiblement la même pour tous les intervalles. Elle vaut :

$$\frac{\int_{-1/2}^{1/2} (-x)^2 dx}{\int_{-1/2}^{1/2} dx} = \frac{1}{12}$$

Portant dans (III-6-B-5) on obtient, puisque $\sum_k p_k = 1$,

$$\sigma^2 = 1/12$$

d'où finalement

$$\sigma = \frac{1}{2\sqrt{3}} \approx 0.3 \quad (III - 6 - B - 6)$$

3) Application au choix de notre convertisseur

Nous voulons que ce bruit d'arrondi soit nettement inférieur au bruit de photon σ_p pour des impulsions de 10^8 photons environ. Pour que le réglage du gain de la chaîne ne soit pas trop critique, il faudrait que ceci soit atteint quand le signal vaut à peu près la moitié de la pleine échelle, c'est-à-dire lorsque le gain de conversion est tel que 10^8 photons correspondent à 2^{n-1} où n est le nombre de bits du convertisseur. Dans ces conditions, le bruit de photons vaut 10^4 photons c'est-à-dire correspond à $10^{-4} \times 2^{n-1}$.

Il faut donc avoir

$$\frac{\sigma}{\sigma_p} = \frac{0.3}{10^{-4} 2^{n-1}} \ll 1$$

c'est-à-dire encore

$$2^n \gg 0.6 \times 10^4$$

soit

$$n > 12.55$$

Nous avons estimé que 13 bits n'étaient pas vraiment suffisants, d'où le choix du convertisseur Canberra 8077 qui permet de convertir sur 14 bits.

Remarque

Un examen trop rapide du problème aurait pu amener à conclure qu'il est absurde de convertir avec 14 bits le signal de chaque voie puisque ce signal fluctue de pulse à pulse de plusieurs, voire même de dix pour-cent. Le fait important est qu'au bruit de photons près, les fluctuations apparaissant sur les deux voies sont corrélées. Elles pourront donc être éliminées dans la différence, mais seulement si elles ne sont pas "déformées" par le bruit d'arrondi de chacun des convertisseurs.

Chapitre III-7

PROBLEMES DE SYNCHRONISATION

Un certain nombre des éléments qui constituent le montage expérimental doivent être synchronisés entre eux. Nous avons vu par exemple que l'interrupteur optique était censé envoyer dans la cellule une impulsion de faisceau sonde juste après le passage du faisceau d'excitation : ceci implique clairement une synchronisation entre l'un et l'autre.

Il y a plusieurs synchronisations à réaliser, toutes n'étant pas de la même difficulté, suivant le degré de précision temporelle requis. C'est l'exemple précédent qui exige le plus de précautions : il faut une précision de réglage et un jitter de l'ordre de la nanoseconde.

Plus facile est la synchronisation de l'impulsion électrique envoyée aux électrodes de la cellule : on veut positionner les tirs lasers dans la durée de cette impulsion, soit environ 100 ns avec l'alimentation actuellement en cours d'installation. Il faut aussi synchroniser la lecture des appareils de mesures : celle des convertisseurs analogiques-numériques, celle du peaufineur. Enfin, il faut, entre deux tirs lasers, effectuer certains renversements, comme ceux du signe du champ électrique ou de l'orientation des polarisations. La difficulté est dans ce cas de réaliser ces basculements suffisamment rapidement pour ne pas perdre d'impulsion, c'est-à-dire en un temps plus court que 80 ns.

1) Synchronisation des lasers

L'ouverture de l'interrupteur optique laisse le passage au faisceau sonde, elle doit suivre de très près l'impulsion du laser d'excitation. Il est donc important que le jitter relatif soit très faible, de l'ordre de la nanoseconde compte tenu de la durée de vie de l'état excité $7S$ (50 ns).

Une photodiode rapide reçoit une partie du faisceau du laser YAG qui pompe le laser pulsé, juste à la sortie de la cage de Faraday, on gagne ainsi quelques nanosecondes de temps de propagation du laser à travers les amplis. Le signal de cette photodiode est envoyé directement au générateur qui commande l'interrupteur optique, le jitter observé alors entre l'impulsion verte et l'impulsion infrarouge est très faible (\lesssim quelques nanosecondes). En outre le signal de la photodiode est aussi retardé d'une milliseconde puis commande une deuxième fois l'ouverture de l'interrupteur optique, on obtient ainsi facilement un "bipulse" dans lequel la deuxième impulsion permet de mesurer l'intensité et la polarisation du faisceau sonde en l'absence d'atomes de césium dans les niveaux $7S$ ou $6P$, capables d'émettre ou d'absorber à cette longueur d'onde. C'est grâce au fonctionnement en bipulse que les mesures portent directement sur les modifications de polarisation apportées au faisceau sonde du fait de l'excitation résonnante de la vapeur.

2) Synchronisation des lasers avec l'impulsion de champ électrique

Cette fonction est plus facile car les exigences de précision temporelle sont moindres. Par contre, il faut évidemment que le champ électrique soit déjà établi dans la cellule lorsqu'y arrive l'impulsion du laser d'excitation, on ne peut donc pas utiliser celle-ci comme signal de déclenchement.

Nous utilisons un signal de synchronisation interne du laser YAG : dans le laser Quantel les flashes commencent à pomper les barreaux amplificateurs puis, lorsque le gain du milieu est suffisant, une cellule de Pockels "ouvre" la cavité de l'oscillateur, autorisant ainsi l'effet laser. Nous détournons le signal de commande de la Pockels appelé par Quantel "24V déclenche" vers une horloge à quartz bien stable située à l'extérieur de la cage de Faraday qui définit indépendamment les

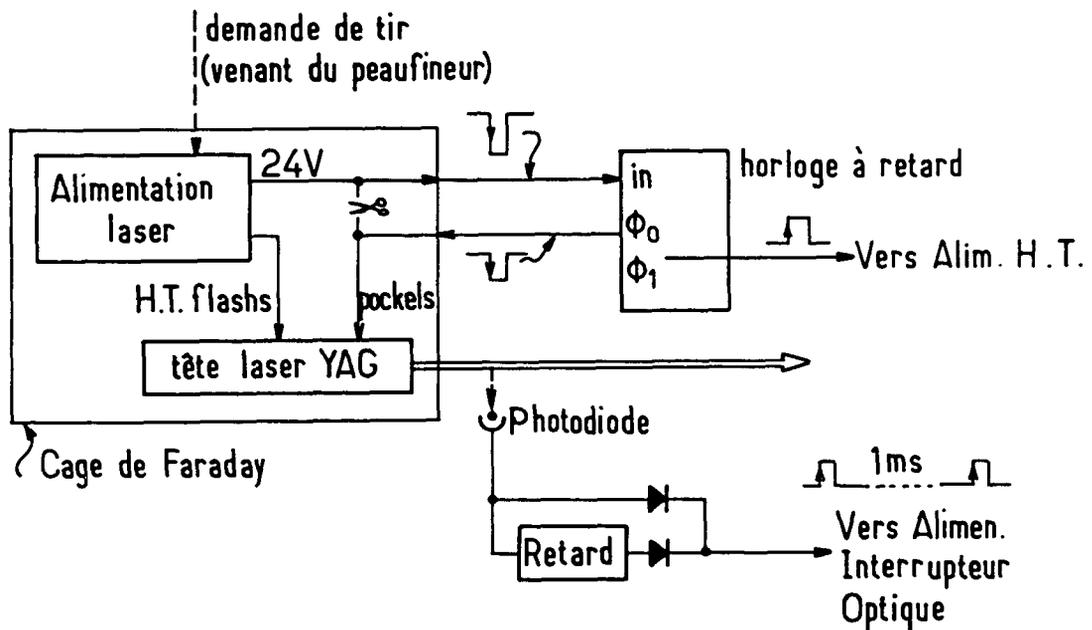


Fig. III-58 : Schéma de principe de la synchronisation de l'interrupteur optique, de l'impulsion de champ électrique et du tir du laser pulsé.

instants d'application du champ électrique et d'ouverture de la Pockels (cf. Fig. III-58). Comme c'est la même horloge à quartz qui commande les deux événements, l'intervalle de temps qui sépare ceux-ci a pu être rendu très stable, avec un jitter inférieur à 10 ns. Les deux liaisons (entrée et sortie) entre l'intérieur et l'extérieur de la cage se font de manière optique. Comme il importe de préserver un temps de montée court des impulsions de déclenchement (≤ 100 ns), un circuit de remise en forme est nécessaire à la sortie des phototransistors.

Remarque

L'utilisation des liaisons optiques entre l'intérieur et l'extérieur de la cage de Faraday est absolument indispensable, le moindre fil ou câble conducteur qui traverse la paroi de la cage transmet en effet vers l'extérieur les parasites considérables que produisent les flashes

du laser lors de leur fonctionnement. Ces parasites sont synchrones avec les signaux de l'expérience et compromettent donc gravement les mesures.

Il faut noter par ailleurs que la conception et l'utilisation de modules électroniques à l'intérieur de la cage sont rendues très difficiles par ces parasites.

3) Synchronisation du peaufineur et des convertisseurs analogiques-numériques

Le peaufineur fonctionne au rythme fixe de la vidéo de l'analyseur de transitoire, pour qu'il opère de façon optimum il est recommandé que chaque signal arrive à l'analyseur juste avant le début du balayage d'une image. Il faut donc synchroniser les lasers sur le peaufineur et non pas l'inverse. Une sortie adéquate est prévue sur le peaufineur, son signal est envoyé au laser YAG configuré en mode "externe" et remplace son horloge interne. Cette option a imposé en pratique la fréquence des tirs lasers qui doit être un sous-multiple de la fréquence des trames vidéo (50 Hz non-synchrone avec le secteur). La fréquence est actuellement 12.5 Hz.

Les convertisseurs analogique-numérique des chaînes de détection quant à eux ne nécessitent pas de synchronisation avec les autres éléments du montage expérimental. En effet, rappelons-nous que ces convertisseurs ont été conçus pour la physique nucléaire, c'est-à-dire pour étudier des événements se produisant de manière essentiellement aléatoire avec lesquels donc aucune synchronisation n'est possible : ils convertissent automatiquement toute impulsion convenable (c'est-à-dire d'amplitude comprise dans une certaine fourchette que l'on peut définir) et présentent le résultat de cette conversion à l'ordinateur. La synchronisation des lectures des chaînes est donc seulement un problème de programmation assez simple d'ailleurs. Actuellement, l'ensemble du logiciel et en particulier les commandes de basculements des champs, des polarisations, etc... est cadencé par l'ordinateur.

Le schéma de la figure III-59 résume l'ensemble des relations de synchronisation entre les éléments de l'expérience.

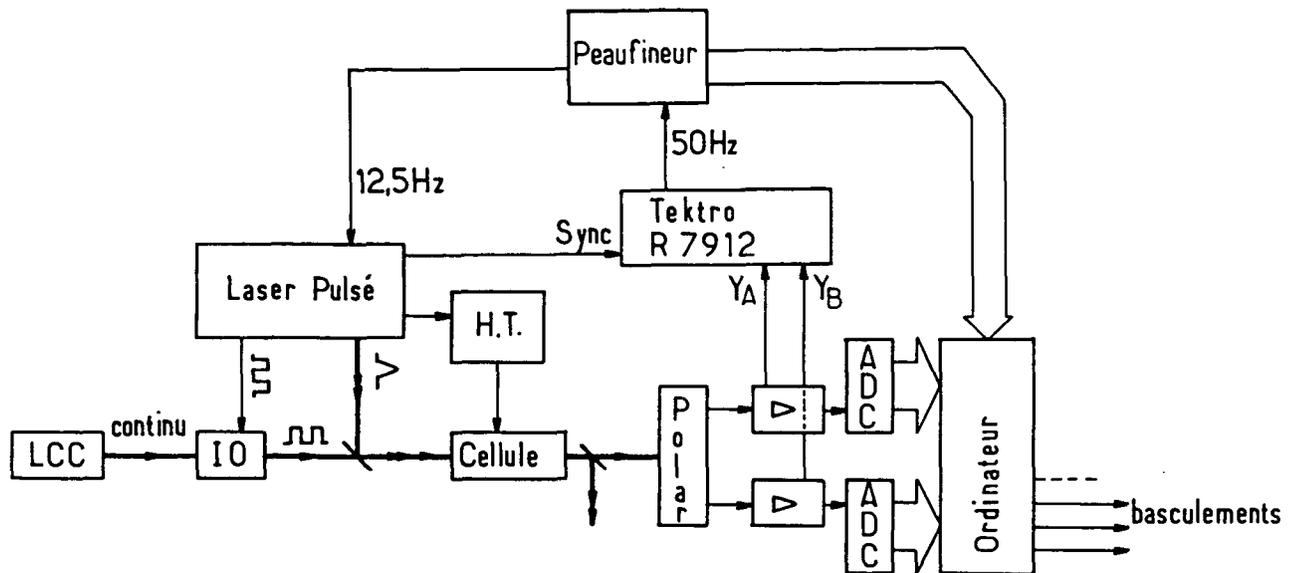


Fig. III-59 : Schéma d'ensemble des relations de synchronisations entre les divers éléments du montage expérimental. Les traits gras représentent les faisceaux lasers, les traits fins les liaisons électriques.

LCC : laser à centres colorés ; *IO* : interrupteur optique ; *H.T.* : alimentation haute-tension pulsée ; *polar* : polarimètre, suivi des deux chaînes de traitements terminées par les convertisseurs analogiques-numériques *ADC*.

CONCLUSION

Au terme de ce travail nous pensons avoir montré qu'une mesure précise de la violation de la parité dans le césium sera possible par la méthode que nous avons proposée, à savoir la détection des atomes $7S$ de césium émission induite par un laser sonde avec analyse du caractère chiral de sa polarisation. Cette méthode permet de transférer sur une transition permise où le signal peut être grand l'asymétrie droite – gauche créée par l'interaction faible lors de l'excitation sur la transition très interdite $6S - 7S$.

En effet plusieurs étapes décisives dans l'avancée vers ce but ont été franchies avec succès au cours desquelles nous avons progressivement pu réaliser les différentes conditions nécessaires à l'exploitation de cette idée:

- une première étude exploratoire n'utilisant que des lasers continus a dès l'abord montré que l'émission induite de $7S_{1/2}$ à $6P_{3/2}$ est utilisable pour détecter l'état $7S_{1/2}$ et analyser son état angulaire. L'amplification du faisceau sonde a pu être observée, l'anisotropie (qui conserve la parité) créée dans $7S$ par excitation en lumière polarisée entraîne les effets de polarisation prévus sur l'émission induite et donne lieu à un signal observable sur le faisceau sonde transmis, enfin l'utilisation de lasers colinéaires résoud la structure hyperfine de la transition sonde grâce à la suppression de l'effet Doppler. Le rôle des collisions Cs–Cs, difficile à prévoir, a par ailleurs été clairement mis en évidence.
- Cependant l'excitation $6S - 7S$ réalisée à l'aide d'un laser continu limite l'amplification à des valeurs très inférieures à l'unité et par conséquent l'asymétrie vue sur le faisceau sonde transmis subit un important effet de dilution. D'où l'importance de la deuxième étape où nous avons apporté une démonstration de la méthode utilisant cette fois un laser d'excitation pulsé. L'amplification du faisceau sonde peut alors atteindre de très grandes valeurs, et tendre même vers un régime de superradiance déclenchée. A condition d'utiliser un interrupteur optique sur le faisceau sonde, l'absorption par le niveau de résonance $6P_{3/2}$ conduit seulement à restreindre la densité de césium exploitable à une valeur située en pratique au delà de 10^{14} atomes/cm³ et nous

avons pu vérifier que la détection des atomes excités est très efficace: presque tous participent au signal. C'est bien là le progrès essentiel qui était escompté par rapport à la première expérience de 1982-83. De plus le dichroïsme circulaire Stark observé en champ électrique transverse a tout à fait la grandeur attendue ce qui indique l'absence d'effet de dilution notable: le transfert d'asymétrie escompté de $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ à $7S_{1/2} - 6P_{3/2}$ s'effectue donc de manière satisfaisante. Nous avons même observé l'amplification de l'asymétrie par propagation non-linéaire que nous avions prévue dans le cas d'un grand gain.

- Enfin nous sommes passés à une configuration très proche de la configuration finale en utilisant un champ électrique longitudinal. L'efficacité de l'excitation $6S - 7S$ est alors réduite par un facteur 100. Malgré cela, grâce à l'augmentation de la longueur d'interaction et de la valeur du champ électrique ainsi qu'à la mise en œuvre d'une technique très sensible de détection différentielle, nous avons déjà pu approcher très près de notre but. En effet à ce point plusieurs résultats essentiels sont acquis: nous savons obtenir en champ longitudinal des amplifications de l'ordre de 100% ou même supérieures, nous savons faire en pulsé une mesure très sensible d'un dichroïsme atomique et enfin, nous savons calibrer cette mesure de manière absolue malgré les fortes non-linéarités inhérentes à l'obtention de grands signaux.

La réalisation de ces performances a été rendue possible par la construction et la maîtrise de l'appareillage relativement complexe décrit dans ce mémoire. En particulier la mesure du dichroïsme qui maintenant approche de la limite associée au bruit de photons, n'a pu être réalisée en pulsé que grâce au polarimètre équilibré à deux voies et à la double chaîne de mesure des impulsions, à faible bruit, que nous avons développés à cette fin. C'est ainsi que l'angle équivalent au bruit a été réduit à environ 10^{-4} rd.s^{-1/2} dans des conditions où l'angle θ_0^p associé à la violation de la parité est de l'ordre de 10^{-6} rd.

Simultanément à la rédaction de cette thèse les efforts menés par l'ensemble de l'équipe ont continué à faire progresser l'expérience de façon significative:

- Plusieurs basculements des polarisations sonde et d'excitation ont été mis en place qui permettent notamment une discrimination entre pouvoir rotatoire, dû à d'inévitables défauts de symétrie du montage et dichroïsme électrofaible, ainsi qu'une exploitation de la symétrie de l'expérience par rotation autour de l'axe des faisceaux lasers: lorsqu'on tourne simultanément la

polarisation sonde et la polarisation d'excitation de 90° l'effet du dichroïsme plan électrofaible est inchangé alors qu'il est peu probable qu'il en soit de même pour les effets engendrés par des défauts.

- une nouvelle cellule vient d'être installée, elle devrait permettre l'obtention d'un champ longitudinal de signe constant sur toute la longueur d'interaction. Le générateur d'impulsions haute tension spécialement conçu pour cette cellule autorise le renversement rapide du champ électrique. Des résultats encore très préliminaires semblent indiquer que ce renversement, très important pour extraire le dichroïsme électrofaible du signal, s'accomplit dans des conditions satisfaisantes, c'est à dire sans dissymétrie flagrante entre les deux états du champ.
- enfin un nouveau laser vient d'être installé. Ce modèle commercial (λ - Physik) construit selon le même principe que celui décrit ici mais pompé par un laser à excimère peut fournir une puissance moyenne environ 50 fois supérieure par augmentation de la cadence des tirs (on passe de 12.5 Hz à 200 Hz) et augmentation simultanée de l'énergie des impulsions (jusqu'à 10 mJ à la cadence maximale au lieu de 2 mJ).

Ce gain d'intensité devrait nous permettre de réduire la valeur du champ électrique sans pour autant modifier la grandeur du signal S (le produit SE^2 restant conservé). L'angle équivalent au bruit devrait donc être inchangé tandis que l'angle $\theta_0^{pv} \propto E^{-1}$ subirait un accroissement par près d'un ordre de grandeur. Une mesure de cet angle à 1% , but de cette expérience, semblerait donc accessible moyennant un temps d'intégration raisonnable.

Certes des difficultés restent à surmonter et un travail délicat et sans doute ardu de recherche et éventuellement de suppression des effets systématiques devra encore être entrepris avant que nous ne puissions atteindre notre but, mais les enjeux de cette expérience — apporter des informations cruciales sur l'interaction faible et le modèle standard — nous paraissent à la hauteur de cette tâche.

REFERENCES

- [1] E.P. Wigner, *Z. Für Physik* **43**, 624 (1927).
- [2] Voir par exemple L. Valentin “*Physique subatomique : noyaux et particules*”, ed. Hermann, Paris (1975).
- [3] T.D. Lee, C.N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
- [4] C.S. Wu et al., *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
- [5] G. t’Hooft, *Nucl. Physics* **B33**, 173 (1971) ; **B35**, 165 (1971).
- [6] S.L. Glashow, *Nucl. Physics* **22**, 579 (1961) ;
A. Salam in “*Elementary Particle Theory*”, p. 367, ed. N. Svartholm ;
Almquist and Wiksell, Stockholm (1968) ;
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
- [7] F.J. Hasert et al., *Phys. Lett.* **46B**, 121 (1973) ; **46B**, 138 (1973).
- [8] UA1 Collab., *Phys. Lett.* **126B**, 398 (1983).
UA2 Collab., *Phys. Lett.* **129B**, 130 (1983).
- [9] Voir par exemple, I.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, “*Gauge theories in Particle Physics*”, 2nd ed. Adam Hilger (1989).
- [10] N.F. Ramsey, *Molecular beams*, Oxford Univ. Press (1956).

- [11] M.-A. Bouchiat, C. Bouchiat, *Phys. Lett.* **48B**, 111 (1974) ;
J. de Physique **35**, 899 (1974).
- [12] M.-A. Bouchiat, *Les Houches, Session XXXVIII*, ed. G. Grynberg, R. Stora ;
North Holland, Amsterdam (1984).
- [13] C.Y. Prescott et al., *Phys. Lett.* **77B**, 347 (1978) ; **84B**, 524 (1979).
- [14] M.J. MacPherson et al., *Europhys. Lett.* **4**, 811 (1987).
- [15] J.D. Taylor et al., *J. Phys.* **B20**, 5423 (1987).
- [16] G.N. Birich et al., *J.E.T.P.* **60**, 442 (1984).
- [17] L.M. Barkov, M.S. Zolotarev, *J.E.T.P.* **52**, 360 (1980).
- [18] J.H. Hollister et al., *Phys. Rev. Lett.* **46**, 643 (1981).
- [19] T.P. Emmons, J.M. Reeves, E.N. Fortson, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2089 (1983).
- [20] P.G.H. Sandars in *Atomic Physics 9*, p. 225, ed. R.S. Van Dick Jr.,
E.N. Fortson ; World Scient., Singapour (1984).
- [21] M.-A. Bouchiat et al., *Phys. Lett.* **117B**, 358 (1982) ; **134B**, 463 (1983).
- [22] P.B. Bucksbaum, E.D. Commins, L. Hunter, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 640 (1981) ;
Phys. Rev. **D24**, 1134 (1981).
- [23] P.S. Drell, E.D. Commins, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 968 (1984) ;
Phys. Rev. **A32**, 2196 (1985).
- [24] S.L. Gilbert et al., *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2680 (1985) ;
S.L. Gilbert, C.E. Wieman, *Phys. Rev.* **A34**, 792 (1986).

- [25] M.C. Noecker, B.P. Masterson, C.E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 310 (1988).
- [26] Pour une discussion complète de cette expérience, voir :
J. Guéna, *Thèse d'Etat*, Paris (1986), et aussi :
M.-A. Bouchiat et al. *J. de Physique* **46**, 1175 (1985) ; **46**, 1897 (1985) ;
47, 1709 (1986).
- [27] M.-A. Bouchiat, L. Pottier, *Opt. Comm.* **37**, 229 (1981).
- [28] C.Y. Prescott et al., *Phys. Lett.* **77B**, 347 (1978) ; **84B**, 524 (1979).
- [29] R.N. Cahn, F.J. Gilman, *Phys. Rev.* **D17**, 1313 (1978).
J.E. Kim et al., *Rev. Mod. Phys.* **53**, 211 (1981).
- [30] P.A. Souder et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 694 (1990).
- [31] Voir par exemple : D. Denegri, B. Sadoulet, M. Spiro,
Rev. of Mod. Phys. **62**, 1 (1990) et références incluses.
- [32] C. Bouchiat, C.A. Piketty, *Z. für Phys. C*, à paraître.
- [33] B.A. Campbell, J. Ellis, R.A. Flores, *Phys. Lett.* **225B**, 419 (1989).
- [34] Y.B. Zel'dovich, *J.E.T.P.* **6**, 1184 (1957).
- [35] V.V. Flambaum, I.B. Khriplovich, *J.E.T.P.* **52**, 835 (1980).
- [36] A. Sirlin, *Phys. Rev.* **D22**, 971 (1980).
- [37] Aleph collaboration, *Phys. Lett.* **B231**, 519 (1989).
- [38] S.A. Blundell, W.R. Johnson, J. Sapirstein, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1411 (1990).
- [39] M.J.D. MacPherson, K.P. Zetie, D.N. Stacey, *12th I.C.A.P., Ann. Arbor* (1990).

- [40] V.A. Dzuba, V.V. Flambaum, P.G. Silvestrov, O.P. Sushkov, *J. Phys. B* **20**, 3297 (1987).
- [41] D. DeMille, D. Budker, E.D. Commins, *12th I.C.A.P., Ann. Arbor* (1990).
- [42] V.A. Dzuba, V.V. Flambaum, I.B. Khriplovich, *Z. Phys. D* **1**, 243 (1986).
- [43] I.O.G. Davies et al., *J. Phys. B* **22**, 741 (1989).
- [44] D. Budker, E.D. Commins, D. DeMille, M. Zolotarev, *12th I.C.A.P., Ann. Arbor* (1990).
- [45] E.N. Fortson, Y. Pang, L. Wilits, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2857 (1990).
- [46] C. Bouchiat, C.A. Piketty, *Europhys. Lett.* **2**, 511 (1986).
- [47] A.C. Hartley, P.G.H. Sandars, *J. Phys. B* **23**, 1961 (1990).
- [48] W.R. Johnson, S.A. Blundell, J. Sapirstein, *Phys. Rev.* **A87**, 1395 (1988).
- [49] V.A. Dzuba, V.V. Flambaum, P.G. Silvestrov, O.P. Sushkov, *Phys. Lett.* **A141**, 147 (1989).
- [50] A.C. Hartley, E. Lindroth, A.M. Martensson-Pendrill, à paraître *J. Phys. B*.
- [51] M.-A. Bouchiat, J. Guéna, *J. de Physique* **49**, 2037 (1988).
- [52] M.-A. Bouchiat, M. Poirier, C. Bouchiat, *J. de Physique* **40**, 1127 (1979).
- [53] S.L. Gilbert, R.N. Watts, C.C. Wieman, *Phys. Rev.* **A29**, 137 (1984).
- [54] M.-A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter, L. Pottier, *Optics Comm.* **45**, 35 (1983).
- [55] S.L. Gilbert, R.N. Watts, C.E. Wieman, *Phys. Rev.* **A27**, 351 (1983).

- [56] J. Hoffnagle, L.-Ph. Roesch, V.L. Telegdi, A. Weiss, A. Zehnder, *Phys. Lett.* **85A**, 143 (1981).
- [57] M.-A. Bouchiat, J. Guéna, L. Pottier, *J. de Physique* **45**, L61 (1984).
- [58] Voir par exemple : M. Sargent III, M.O. Scully, W.E. Lamb Jr., “*Laser Physics*”, Addison Wesley, Reading (1974).
- [59] M.-A. Bouchiat, Ph. Jacquier, M. Lintz, L. Pottier, *Optics Commun.* **56**, 100 (1985).
- [60] M. Lintz, *Thèse de l'Université Paris XI*, Paris, 1987.
- [61] M.-A. Bouchiat, J. Guéna, Ph. Jacquier, M. Lintz, L. Pottier, *J. de Physique* **50**, 157 (1989).
- [62] M. Poirier, *Thèse de 3^{ème} cycle*, Paris, 1979.
- [63] J. Guéna, M. Lintz, Ph. Jacquier, L. Pottier, M.-A. Bouchiat, *Optics Commun* **62**, 97 (1987).
- [64] M. Lintz, J. Guéna, Ph. Jacquier, L. Pottier, M.-A. Bouchiat, *Europhys. Lett* **4**, 53 (1987).
- [65] M.-A. Bouchiat, J. Guéna, Ph. Jacquier, M. Lintz, L. Pottier in “*Interaction of Radiation with Matter. A volume in honour of A. Gozzini*” Scuola Normale Superiore, Pisa (1987).
- [66] T. Holstein, *Phys. Rev.* **72**, 1212 (1947) et **83**, 1159 (1951).
- [67] cf. S. Stenholm, “*Foundations of laser spectroscopy*” Wiley, New-York (1984).
- [68] C. Gregory, *Phys. Rev.* **61**, 465 (1962).
- [69] C.L. Chen, A.V. Phelps, *Phys. Rev.* **173**, 62 (1968).

- [70] H. Ducloy, M.P. Gorza, B. Decomps, *Optics Commun.* **8**, 21 (1973).
- [71] V.P. Chebotayev, in “*High Resolution Spectroscopy, Topics in Applied Physics*”, Vol. 13, Ed. K. Shimoda, Springer Verlag Berlin (1976).
- [72] C. Wieman, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1170 (1976).
- [73] C. Delsart, J.C. Keller, *J. Appl. Phys.* **49**, 3662 (1978).
- [74] M. Pinard, C.G. Aminoff, F. Laloë, *Phys. Rev.* **A19**, 2366 (1979).
- [75] M. Gross, *Thèse d’Etat*, Paris 1980.
- [76] M. Gross, S. Haroche, *Physics Reports* **93**, 302 (1982).
- [77] P. Pillet, *Thèse d’Etat*, Paris 1982.
- [78] N.W. Carlson, M. Gross, S. Haroche, *Optics Comm.* **32**, 350 (1980).
- [79] M.S. Malcuit, J.J. Maki, D.J. Simkin, R.W. Boyd, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1189 (1987).
- [80] C.B. Collins et al., *J. Chem. Phys.* **74**, 1053 (1981) ;
C.B. Collins et al., *J. Chem. Phys.* **74**, 1067 (1981).
- [81] J.B. Hasted, *Physics of Atomic Collisions*, Butterwuths, London (1964).
- [82] I.I. Sobel’Man, *Introduction to the Theory of Atomic Spectra*, Pergamon Press, Oxford, 1972.
- [83] P. Drell, S. Chu, *Optics Comm.* **28**, 343 (1979).
- [84] F. Tréhin, *Thèse de Docteur-Ingénieur*, Paris VI (1979).

- [85] J. Pinard, S. Liberman, *Optics Commun.* **20**, 344 (1977).
- [86] L. Cabaret, *Thèse de Docteur-Ingénieur*, Paris XI (1986).
- [87] F. Biraben, *Optics Commun.* **29**, 353 (1979).
- [88] G. Camy, *Thèse d'Etat*, Paris XIII (1985).
- [89] L.F. Mollenauer, D.M. Bloom, A.M. Del Gaudio, *Optics Lett.* **3**, 48 (1978) ;
L.F. Mollenauer, "Color center lasers" in *Quantum Electronics* p. 1-54,
Ed. by B.C.L. Tang, Academic Press, N.Y. (1979).
- [90] L.F. Mollenauer, D.H. Olson, *J. Appl. Physics* **46**, 3109 (1974).
- [91] W. Gellermann, F. Lüty, C.R. Pollock, *Optics Comm.* **39**, 391 (1981).
- [92] L.F. Mollenauer, D.M. Bloom, *Optics Lett.* **4**, 247 (1979).
- [93] R. Beigang, K. Klameth, B. Becker, Z. Yoon, H. Welling,
Optics Commun. **65**, 383 (1988) ;
G. Phillips, P. Hinske, W. Demtröder, K. Möllmann, R. Beigang,
Appl. Phys. **B47**, 127 (1988).
- [94] B. Girard, *Thèse d'Etat*, Univ. Paris 6, Paris (1987).
- [95] Lampe spectrale Philips 93105E.
- [96] W.D. Johnston Jr., P.K. Runge, *I.E.E.E. J. Quant. Electr.* **QE8**, 724 (1972).
- [97] H. Kogelnik, T. Li, *Proc. of the I.E.E.E.* **54**, 1312 (1965) ;
H. Kogelnik, *The Bell Syst. Techn. J.* **455** (March 1965).
- [98] D.C. Hanna, *I.E.E.E. J. Quant. Electr.* **QE5**, 483 (1969).

- [99] H. Kogelnik, E.P. Ippen, A. Dienes, Ch. V. Shank,
I.E.E.E. J. Quant. Electr. **QE8**, 373 (1972).
- [100] F.A. Jenkins, H.E. White, “*Fundamentals of Optics*”, McGraw-Hill, N.Y. (1957).
- [101] Inventée par Tammann, G. Tammann, “*Lehrbuch der Metallographie*”,
Voss, Leipzig (1923).
Cette méthode a été modifiée par Bridgmann dont elle porte désormais le nom :
P.W. Bridgmann, *Proc. Acad. Arts and Sci.* **60**, 305 (1925).
- [102] H.E. Buckley, “*Crystal growth*”, J. Wiley & Sons, N.Y. (1951) ;
J.E. Brice, “*The growth of crystals from the melt*”, North-Holland, Amsterdam (1965) ;
Lawson, Nielsen, “*Preparation of single crystals*” Butterworths Sci. Pub.,
London (1958).
- [103] J.H. Schulman, A.K. Ghosh, P.H. Yuster, *Phys. Rev.* **151**, 599 (1966).
- [104] Ch. Kittel “*Physique de l'état solide*”, 5^{ème} édition,
Dunod, Paris (1983), p. 542.
- [105] F. Lüty, “*F_A centers in alkali halide crystals*” in
“*Physics of color centers*”, Ed. W.B. Fowler Academic Press N.Y. (1968).
- [106] L.F. Mollenauer, N.D. Vieira, L. Szeto, *Optics Lett.* **7**, 414 (1982) ;
W. Gellermann, K.P. Koch, F. Lüty, *Laser Focus* **18**, 71 (April 1982).
- [107] Société de Verrerie et de Thermométrie, 4 Rte de Longpont - 91360 Villemoisson / Orge
- [108] Nous utilisons de la “laine céramique 370-3” fournie par S.P.I. Kager -
67160 Wissembourg.
- [109] Ph. Jacquier, M. Broyer, L. Pottier, M.-A. Bouchiat,
J. de Physique **47**, 1327 (1986).

- [110] P. Thioulouze, A. Carencio, R. Guglielmi,
I.E.E.E. J. Quant. Electr. **QE17**, 535 (1981).
- [111] A. Tomila, R.Y. Chiao, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 937 (1986).
- [112] H. Kogelnik, R.V. Schmidt, *I.E.E.E. J. Quant. Electr.* **QE12**, 396 (1976).
- [113] A.R. Beaumont, B.E. Daymond-John, R.C. Booth, *Electron. Lett.* **22**, 262 (1986).
- [114] R.A Becker, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 1168 (1984).
- [115] On pourra en particulier se reporter à la *Thèse de 3^{ème} cycle* d'A. Coblentz, Paris VI (1980), ou à W.A. Schurcliff, *Polarized light*, Harvard University Press, Cambridge (1962) p. 118 et Appendice 2.
- [116] J.D. Taylor : Dr. Phil. *Thesis*, Oxford (1984) ;
P.E.G. Baird, M.W.S.M. Brimicombe, R.C. Hunt, G.J. Roberts, P.G.H. Sandars,
D.N. Stacey : *Phys. Rev. Lett.* **39**, 790 (1977).
- [117] J.M. Raimond, *Thèse d'Etat*, Paris VI (1984).
- [118] Pour plus de détails sur l'utilisation de ces mémoires, voir par exemple
A. Clouqueur, D. d'Humières, *Complex Systems* **1**, 585 (1987).
- [119] P.W. Nicholson, *Nuclear Electronics*, John Wiley & Sons, New York (1974).

nom : Philippe JACQUIER

titre : VERS DES MESURES PRÉCISES DE VIOLATION DE LA PARITÉ DANS LE CÉSIUM: CONSTRUCTION D'UNE EXPÉRIENCE NOUVELLE UTILISANT UNE DÉTECTION ACTIVE PAR ÉMISSION INDUITE.

résumé :

Les expériences de violation de la parité dans les atomes, explorant l'interaction faible électron-noyau à très faible énergie sont un test de la théorie électrofaible complémentaire de ceux de haute énergie. Une mesure précise de la charge faible du noyau de césium apporterait des informations très utiles sur les corrections radiatives. L'expérience proposée sur la transition très interdite $6S - 7S$ du césium à 540 nm vise à atteindre une précision de l'ordre de 1% sur cette mesure.

Les atomes sont excités de $6S$ à $7S$ en présence d'un champ électrique longitudinal par un laser pulsé (durée ~ 10 ns). Il sont ensuite détectés par émission induite par un laser sonde accordé sur $7S - 6P_{3/2}$ à $1.470 \mu\text{m}$). L'amplification transitoire du faisceau sonde peut dépasser 100%. La vapeur présente un fort dichroïsme plan dû à l'alignement de $7S$ par la polarisation linéaire du faisceau pompe. L'interaction faible dans l'atome fait tourner cet alignement d'un petit angle (1 à 10 microradians) que la mesure de la polarisation de la sonde amplifiée permet de déterminer.

Dans cette thèse sont décrites les trois principales étapes que nous avons franchies: l'essai avec un champ transverse et des lasers continus, la mise en œuvre d'un laser pulsé, et enfin le passage à une configuration de champ longitudinal.

L'utilisation d'un polarimètre équilibré à deux voies spécialement étudié et d'une double chaîne de mesure d'impulsions lumineuses a permis la mesure à chaque tir du taux de polarisation d'impulsions de 10^8 photons, au bruit de photons près. Les résultats obtenus semblent indiquer que l'expérience projetée sera réalisable.

mots clés :

- violation de la parité
- césium
- transition interdite
- émission induite
- polarimétrie différentielle
- détection faible bruit
- lasers pulsés