

La découverte des transitions à deux photons sans élargissement Doppler¹

Gilbert Grynberg

Laboratoire Kastler-Brossel²

Département de physique de l'École normale supérieure
24 rue Lhomond, 75231 Paris cedex 05, France

Ce fut durant l'été 1971 que j'entendis parler pour la première fois des transitions à deux photons sans élargissement Doppler. Je finissais ma thèse de troisième cycle, entamée un an auparavant sous la direction de Claude Cohen-Tannoudji, et cherchais un sujet de thèse d'État³. Un de mes amis, Michel Broyer, me rapporta que Bernard Cagnac cherchait des collaborateurs pour démarrer une expérience sur une idée totalement novatrice : éliminer l'élargissement Doppler dans une onde stationnaire pour une absorption à deux photons. Cette idée était remarquable et prémonitrice à bien des égards. Elle mélangeait des domaines (spectroscopie à haute résolution et excitation multiphotonique par exemple) qui paraissaient incompatibles ; elle anticipait les progrès impressionnants des lasers accordables en matière de monochromaticité ; elle proposait un gain phénoménal sur la précision avec laquelle était connue la position des niveaux d'énergie des atomes et des molécules.

Il faut savoir que l'effet Doppler dû au mouvement des atomes constituait l'obstacle essentiel dans notre connaissance des spectres atomiques. L'effet Doppler conduit à un élargissement des transitions atomiques parce que deux atomes de vitesses différentes ont des fréquences d'absorption différentes : ainsi un atome se dirigeant vers la source lumineuse excitatrice et un atome s'en écartant voient leurs fréquences d'absorption décalées en sens opposés à cause de l'effet Doppler. Du fait de la distribution de vitesses dans une vapeur, il en résulte un élargissement important de la transition. Typiquement, la largeur due à l'effet Doppler est plus grande que la *largeur naturelle* (celle que l'on prédit pour un atome isolé au repos) par trois ordres de grandeur. Pour combattre cet élargissement Doppler, la méthode naturellement mise en œuvre consistait à diminuer la largeur de la distribution de vitesses, soit en diminuant la température de la vapeur (mais diminuer la température en deçà d'une certaine valeur

a des conséquences dramatiques sur la densité, et puis la largeur de la distribution de vitesses variant comme la racine carrée de la température, le gain est souvent assez faible), soit en utilisant des jets atomiques (mais les densités dans les jets sont souvent faibles et il existe toujours une dispersion des vitesses transverses). L'apparition des lasers dans les années 60 allait bouleverser cet édifice. Christian Bordé et Théodore Hänsch montrèrent que l'on pouvait sélectionner au moyen d'une source laser monochromatique les atomes de vitesse nulle et obtenir ainsi une raie non élargie par l'effet Doppler. Cette méthode appelée *absorption saturée* connut un vif et légitime succès et permit d'étudier les transitions entre deux niveaux de parités opposées. Bien entendu, il n'était question jusque-là que de transitions entre niveaux couplés par l'absorption d'un seul photon pouvant être induites par des sources lumineuses d'intensité modérée.

Les transitions multiphotoniques, où l'atome absorbe simultanément plusieurs photons pour passer d'un niveau à l'autre, commençaient à être étudiées (en France dans le groupe de Claude Manus et de Gérard Mainfray) mais nécessitaient des installations gigantesques qui délivraient au compte-gouttes des impulsions intenses. De surcroît, nul ne pensait à une application à la spectroscopie de haute résolution pour plusieurs raisons : (i) ces lasers de puissance ne délivraient que des impulsions lumineuses assez peu monochromatiques, (ii) les niveaux d'énergie atomiques étaient considérablement déplacés par le champ électrique de l'onde laser, (iii) la plage d'accordabilité des lasers était étroite. Ce dernier point est particulièrement sensible pour les transitions multiphotoniques. En effet, les lasers fonctionnant sur des raies d'émission à un photon, un atome, de même espèce que les atomes du milieu laser, introduit dans le niveau inférieur de la transition laser est automatiquement accordé sur la fréquence du laser. En revanche, dans une transition à deux photons, l'énergie d'un photon doit être égale à la *moitié* de l'énergie atomique de sorte que la fréquence du champ laser ne correspond à aucune transition naturelle de l'atome. Il faut jouer sur d'hypothétiques coïncidences et sur le fait que l'on peut changer la fréquence de la raie laser à l'intérieur de la courbe de gain dans un domaine plus ou moins étroit. En

fait, les premières expériences furent réalisées dans des solides et des liquides qui bénéficiaient de larges bandes d'énergie pour l'état final du processus d'absorption. Dans les atomes, pour la même raison, les études portaient sur l'ionisation multiphotonique, l'état final du processus étant le continuum d'ionisation. Imaginer en 1971 que l'on puisse exciter une transition à deux photons avec une précision de l'ordre de la largeur naturelle et de surcroît éliminer l'élargissement Doppler, c'était rêver que la simplicité émergerait de la multiplication des difficultés.

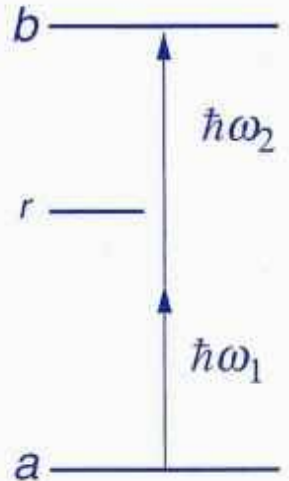


Fig. 1. Absorption à deux photons : l'atome passe du niveau *a* au niveau *b* en absorbant simultanément deux photons.

D'ailleurs, tous les gens raisonnables que j'ai consultés à l'époque me déconseillèrent de tenter l'aventure, à l'exception toutefois de Serge Haroche qui m'y encouragea et de Claude Cohen-Tannoudji qui ne chercha pas à me dissuader.

Transition à deux photons

Considérons un atome au repos interagissant avec deux ondes monochromatiques incidentes de fréquences ω_1 et ω_2 . Comme cela a été démontré théoriquement dès 1931 par Maria Göppert-Mayer [1], l'atome peut passer du niveau fondamental *a* à un niveau excité *b* de même parité en absorbant deux photons (fig. 1) si la condition de résonance :

$$E_b - E_a = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 \quad (1)$$

est vérifiée. La probabilité d'excitation est proportionnelle au produit $I_1 I_2$ des intensités des deux faisceaux. Ces transi-

1. Cet article est basé sur une conférence faite en mars 1996 à l'occasion du symposium «La spectroscopie à deux photons» en hommage à Bernard CAGNAC pour son 65^{ème} anniversaire.

2. Laboratoire de l'École Normale Supérieure et de l'Université Pierre-et-Marie-Curie associé au CNRS.

3. En ces temps-là, la structure des thèses consistait en une première thèse un peu plus courte que la thèse actuelle et une seconde beaucoup plus longue.

tions à plusieurs photons furent observées d'abord dans le domaine des radiofréquences dans les années 50 (notamment par Bernard Cagnac lorsqu'il débuta sa carrière de chercheur sous la direction de Jean Brossel et Alfred Kastler [2]). Dans le domaine optique, la première expérience de physique atomique fut réalisée en 1962 par Abella qui exploita une coïncidence entre la raie d'émission du laser à rubis et une transition à deux photons du césium [3]. Au début des années 70, l'avènement des lasers à colorant qui bénéficiaient d'une grande plage d'accordabilité permit un développement de ce type d'expériences.

Élimination de l'élargissement Doppler

Le principe de l'élimination de l'élargissement Doppler dans une transition à deux photons repose sur la compensation entre les effets Doppler associés à deux ondes progressives se propageant en sens

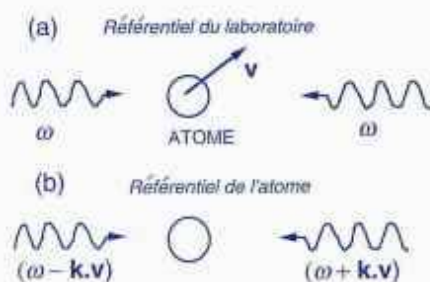


Fig. 2. Absorption à deux photons dans une onde stationnaire : (a) dans le référentiel du laboratoire, l'atome interagit avec deux ondes de même fréquence ω ; (b) dans le référentiel propre de l'atome, les fréquences des ondes ont des décalages Doppler opposés.

opposés. Considérons (fig. 2a) un atome dans une onde stationnaire de fréquence ω . À cause de l'effet Doppler, cet atome voit dans son référentiel propre (fig. 2b) deux ondes de fréquences respectives $\omega_1 = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ et $\omega_2 = \omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. L'atome peut absorber un photon de chacune de ces ondes si la condition de résonance (1) est vérifiée. Cette condition s'écrit ici :

$$E_b - E_a = \hbar(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) + \hbar(\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) = 2\hbar\omega \quad (2)$$

Il apparaît ainsi que la résonance à deux photons se produit pour tous les atomes pour la même valeur de ω . La condition (2) ne dépendant pas de la vitesse, la raie ne présente pas d'élargissement Doppler⁴.

Bien entendu, un atome peut également absorber deux photons provenant de la même direction et ceci conduit à une raie élargie par effet Doppler. Cependant, les

surfaces des raies non élargies et élargies doivent être voisines puisque ces surfaces impliquent le nombre total d'atomes, des éléments de matrice atomiques identiques et des intensités de faisceau laser qui sont a priori très proches pour les deux faisceaux de la fig. 2. Comme la largeur Doppler est plus grande que la largeur naturelle par un facteur $10^2 - 10^3$, il en résulte que l'intensité de la raie sans élargissement Doppler est plus intense que la raie large par ce même facteur. Anticipant sur la suite, on peut d'ailleurs dire que dans beaucoup d'expériences, on ne voit que la raie étroite.

Un laser idéal

Le laser souhaité pour une excitation à deux photons devait répondre à un certain nombre d'impératifs : (i) il devait être accordable puisque la fréquence

$$(E_b - E_a) = 2\hbar\omega$$

n'est pas la fréquence naturelle d'une source, (ii) il devait être très monochromatique puisque l'on souhaite obtenir des raies plus fines que la largeur Doppler, (iii) il devait être suffisamment intense pour permettre une excitation à deux photons (qui varie quadratiquement avec l'intensité) mais pas trop pour ne pas induire des déplacements de niveaux plus grand que la largeur naturelle. Entre ce que l'on cherchait et ce que l'on pouvait trouver commercialement, il y avait un fossé immense. Cependant, après de longs mois de quêtes infructueuses, la providence mit sur notre chemin un commerçant suffisamment habile pour nous vendre un laser qui possédait exactement toutes les caractéristiques désirées. Ce laser accordable était sensé délivrer des impulsions de 1 kW avec un taux de répétition de 10 Hz et une largeur spectrale inférieure à 8 Mhz.

En fait, les meilleures performances obtenues après plus d'un an de mise au point et en ayant changé (presque) toutes les pièces d'origine furent les suivantes : puissance variant d'une impulsion à l'autre entre 0 (événement non rarissime) et 0,3 kW; taux de répétition : 0,1 Hz (très éprouvant pour les nerfs !); largeur spectrale de l'ordre de 250 MHz (juste suffisant comparé à un élargissement Doppler de l'ordre de 1 GHz). Ce laser est représenté sur la fig. 3. Le milieu amplificateur est une cellule d'un colorant (Rhodamine 6G). Le pompage est assuré par des lampes flash et la sélection en fréquence provient de trois cavités Fabry-Pérot.

sélectionnant des intervalles de fréquence de plus en plus étroits. Un tel dispositif répond (en principe) à tous les critères théoriques mais les effets thermiques, notamment dans le colorant pendant l'impulsion du flash, mirent à mal ce prototype modèle. Nous fumes d'ailleurs les uniques acheteurs de ce type de lasers qui disparut de la littérature quand nous cessâmes nos expériences.

Notre équipe, localisée à Jussieu, était composée de trois personnes : Bernard Cagnac, François Biraben, qui nous avait rejoint pour une thèse de troisième cycle (et qui travaille aujourd'hui encore sur ce sujet en l'ayant porté à un degré de précision et de sophistication inimaginable en 1972), et moi-même. Pendant que nous nous battions avec le système de circulation du colorant et épongions les fuites à grands coups de serpillières, nous reçûmes la visite de V. Letokhov qui fit plusieurs séminaires au laboratoire. Un de ceux-ci portait sur les lasers en anneaux. Intrigué par un des résultats présentés, je lui demandais une référence et il m'engagea à lire un article de Basov et collaborateurs publié dans *JETP Letters*. Ainsi, un samedi matin, je m'installai dans la bibliothèque du laboratoire et commençai la lecture dudit article. Au bout de quelques minutes, le manque de concentration m'incita à feuilleter distraitement les pages de la revue. J'avais parcouru sans conviction une dizaine de pages quand mon regard croisa une courbe théorique qui ressemblait furieusement à la forme de raie prédite pour une transition à deux photons. Quelques instants plus tard, ayant parcouru en diagonale le texte de l'article, je compris qu'une forme de vie scientifique assez évoluée existait au-delà du boulevard périphérique et que trois physiciens de Novosibirsk (L.S. Vasilenko, V.P. Chebotayev et A.V. Shishaev) avaient prédit deux ans auparavant l'élimination de l'élargissement Doppler dans une transition à deux photons [4]. La nouvelle fut un peu rude pour Bernard Cagnac. A cause de notre inexpérience en matière de lasers, il avait pris le parti de rester discret sur nos travaux et n'avait, en conséquence, jamais publié son idée théorique. Le samedi après-midi, nous eûmes une longue

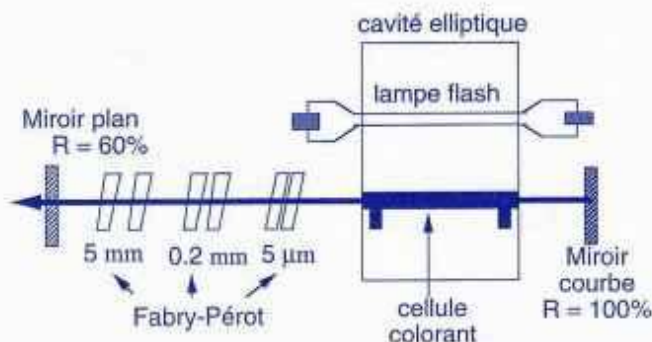


Fig. 3. Schéma du laser à colorant utilisé. Le milieu amplificateur est une cellule de Rhodamine 6G pompée par une lampe flash. La sélection en fréquence se fait au moyen de trois étalons Fabry-Pérot de longueurs différentes.

4. Il est possible de retrouver la condition (2) en raisonnant dans le référentiel du laboratoire et en écrivant la conservation de l'énergie et de l'impulsion à l'issue du processus d'absorption. De surcroît, on trouve ainsi que la raie n'est pas déplacée par l'effet de recul.

réunion de stratégie dont l'ordre du jour se limitait à une question : fallait-il modifier notre politique prudente de communication ? Après de multiples considérations sur la faible propension qu'ont les physiciens à lire les articles des autres (et plus particulièrement ceux parus en dehors des *Physical Review Letters*) et quelques tentatives d'évaluation de la vitesse de propagation des idées émises en Sibérie, nous ne décidâmes qu'une très modeste inflexion à notre politique : à savoir publier (au *Journal de Physique* et en français pour

milieu d'une énergie atomique

$$\omega = (E_b - E_a) / 2 \hbar$$

pour que le laser puisse exciter la transition à deux photons. Pour cela, il fallait d'abord calculer la longueur d'onde d'excitation puis amener un monochromateur (de résolution 15 GHz) à cette longueur d'onde. Une fois cette procédure mise au point (on ne pouvait évidemment pas faire confiance à l'affichage de l'appareil et il fallait interpoler entre deux raies atomiques bien calibrées), il apparut que l'absence de reproductibilité des impulsions du laser rendait impossible toute mesure précise de longueur d'onde. Dans ce genre de circonstances, Bernard Cagnac n'hésite jamais devant des interventions (pas forcément cosmétiques) au cœur des appareils. Ainsi, le monochromateur se retrouva-t-il nanti de deux fentes de sortie simultanément éclairées : si on appelle λ_0 la longueur d'onde nécessaire à l'excitation à deux photons, une des fentes donnait un signal maximum pour une longueur d'onde incidente $\lambda_0 + \epsilon$ tandis que l'autre était centrée sur $\lambda_0 - \epsilon$. Quand la source lumineuse était accordée à la longueur d'onde λ_0 , on devait avoir des signaux *identiques* sur les deux fentes, et ceci quelle que soit l'amplitude de l'impulsion laser. Le problème de la non-reproductibilité des impulsions était ainsi surmonté. Au lieu d'enregistrer l'intensité à la sortie d'une fente, on mesurait le rapport des intensités. Cette méthode de la «double fente», comme l'a baptisée Bernard Cagnac, fut pour beaucoup dans la réussite de l'expérience.

choisie couplait le niveau fondamental $3S_{1/2}$ de l'atome de sodium au niveau excité $5S_{1/2}$ (voir fig. 4 a). Cette transition est excitée par une source de longueur d'onde égale à 602,2 nm ce qui correspond au maximum d'émission du laser à colorant utilisé. En fait, compte tenu de la structure hyperfine, chaque niveau est décomposé en deux sous-niveaux correspondant à un moment cinétique total $F=1$ ou $F=2$. Il s'ensuit que la raie à deux photons est en fait décomposée en deux raies correspondant aux transitions $F=1 \rightarrow F'=1$ et $F=2 \rightarrow F'=2$ (les transitions entre niveaux de F différents sont interdites dans ce cas [5]). La distance entre ces raies est de l'ordre de 1,5 GHz en énergie atomique et donc deux fois moins au niveau de la fréquence du laser excitant la transition à deux photons. Dès le printemps 1973, nous observâmes l'excitation du niveau $5S_{1/2}$ mais les instabilités du laser empêchèrent l'enregistrement d'un spectre complet. D'ultimes améliorations du laser, la mise au point du Michelson d'analyse mentionné plus haut, ainsi que le développement d'une cellule dans un verre tolérant une plus grande densité de sodium que le Pyrex initialement utilisé nous permirent de reprendre l'expérience avec une chance raisonnable de succès en décembre 1973.

Le principe de l'expérience est présenté sur la fig. 4 b : une fraction de la lumière issue du laser sert à mesurer la fréquence ω et une autre à mesurer l'intensité P dans l'impulsion. Le faisceau principal traverse la cellule de sodium avant d'être réfléchi par un miroir de façon à obtenir l'onde stationnaire. L'excitation des atomes est détectée en mesurant la fluorescence F des atomes excités. La probabilité de transition à deux photons étant proportionnelle au carré de la puissance, on porte F/P^2 en fonction de ω . Il se trouve que le premier enregistrement montrant de façon non-ambiguë (à notre avis) les raies sans élargissement Doppler a été conservé. Daté du 18 décembre 1973 et obtenu après une longue nuit de travail, il est présenté en version originale (c'est-à-dire tel qu'il est dans le cahier d'expériences sans ajouts ni modifications) sur la fig. 5. Les points correspondent aux valeurs de F/P^2 et de ω tels qu'ils sont donnés par l'expérience sans aucun tri, ni travail d'analyse élaboré. Sur certains points on reconnaît le coup de crayon de Bernard Cagnac qui a rajouté les marges d'erreur en fréquence (correctement estimée) et en intensité (un peu sous-estimée). Certains points correspondant à des valeurs trop petites de P (pour le système de mesure de fréquences) ont été assez sauvagement raturés. Après ce traitement de l'information, qui doit paraître plutôt barbare aux jeunes scientifiques nés avec un Macintosh au bout des doigts, il apparaît que les données expérimentales se groupent essentiellement selon deux pics dont la distance coïncide avec la valeur attendue. Près de vingt-cinq années se sont écoulées depuis l'obten-

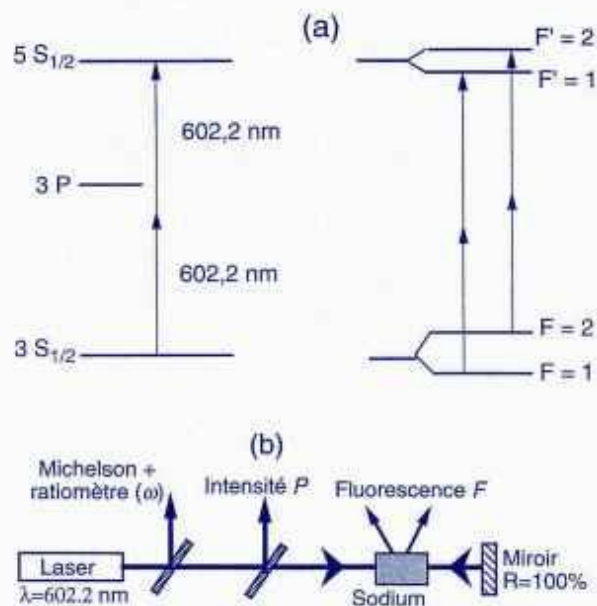


Fig. 4. (a) Absorption à deux photons dans le sodium; (b) schéma du montage expérimental.

encore plus de confidentialité) l'état de nos réflexions théoriques [5]. Et nous lâsâmes s'éloigner Lethokov sans rien lui dire de nos projets... L'étape suivante du voyage de Lethokov le conduisit aux Etats-Unis où il fit également des séminaires, mais sur des sujets *différents*. En particulier, dans l'un de ceux-ci, il présenta la brillante idée de son ami Chebotayev sur l'élimination de l'élargissement Doppler dans les transitions à deux photons. Un spectateur dans l'audience comprit immédiatement l'enjeu : il s'agissait de Nicolas Bloembergen, l'un des physiciens les plus brillants et les plus expérimentés en matière de lasers. En l'espace de quelques semaines, l'horizon avait complètement changé...

Viser la moitié d'une énergie atomique

N'ayant plus le monopole (ou plutôt l'illusion du monopole), il fallait obtenir vite un résultat expérimental probant. Nous nous rendîmes rapidement compte que la mise au point de la source lumineuse n'était pas l'unique difficulté expérimentale. Il fallait encore être capable de viser le

non-reproductibilité des impulsions était ainsi surmonté. Au lieu d'enregistrer l'intensité à la sortie d'une fente, on mesurait le rapport des intensités. Cette méthode de la «double fente», comme l'a baptisée Bernard Cagnac, fut pour beaucoup dans la réussite de l'expérience.

Comme la précision du monochromateur était insuffisante pour atteindre la largeur Doppler de la transition (1 GHz environ), un interféromètre de type Michelson était placé en parallèle et permettait une précision de l'ordre de 0,2 GHz sur la fréquence du laser. Ici encore, pour surmonter les problèmes posés par les fluctuations d'intensité du laser, des ratimètres étaient utilisés. La détermination de la fréquence se révéla fiable tant que le faisceau laser émettait des impulsions dans une plage d'intensité correspondant à $0,1 I_{Max} - I_{Max}$ où I_{Max} est l'intensité maximum du laser. Pour les impulsions plus faibles, on obtenait n'importe quoi.

Transition à deux photons dans l'atome de sodium

La transition atomique que nous avions

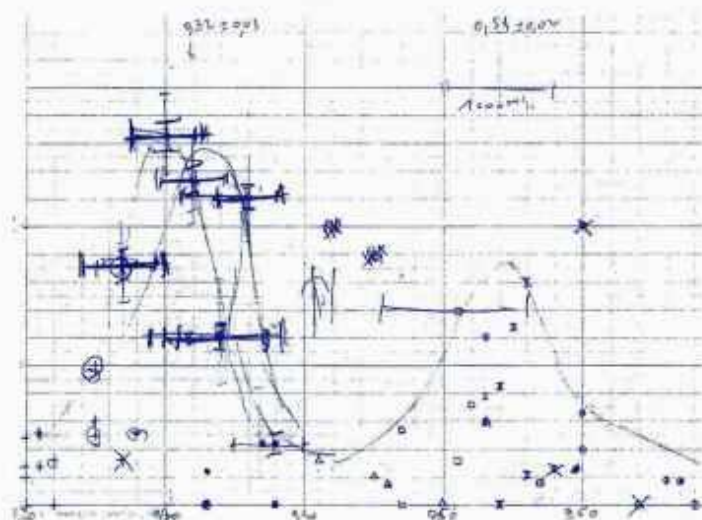


Fig. 5. Variation de la fluorescence normalisée F/P^2 en fonction de la fréquence ω lors de la première expérience probante d'absorption à deux photons sans élargissement Doppler sur la transition 3S-5S du sodium. Les différents symboles utilisés (carré, triangle, etc.) correspondent à des séries successives de mesures. (Ce graphique original tiré du cahier d'expériences rédigé en décembre 1973 n'avait évidemment pas été poli en vue d'une publication).

tion de cette courbe bien peu séduisante, et pourtant il me suffit de fermer un peu les yeux pour ressentir à nouveau l'exaltation qui nous a saisis quand, traçant les points, nous avons vu ceux-ci progressivement se grouper en deux tas correctement espacés.

Feu d'artifice

Quatre semaines plus tard, les courbes avaient été (un peu) améliorées : divers tests avaient confirmé la validité des résultats et nous nous engageâmes, non sans hésitation sur la langue et le nom de la revue, à rédiger un article. Nous écoutâmes, cette fois là, les sirènes américaines et envoyâmes l'article [6] à *Physical Review Letters* où il fut reçu à la fin du mois de janvier 1974. Une semaine plus tard, la même revue recevait un article de M. D. Levenson et N. Bloembergen décrivant la même observation expérimentale sur la même transition mais avec un laser à colorant pompé par un laser à azote [7]. Un mois plus tard, *Optics Communications* recevait un article de T. W. Hänsch, K. C. Harvey, G. Meisel et A. L. Schawlow qui présentait lui-aussi l'élimination de l'élargissement Doppler sur une autre transition à deux photons du sodium [8]. Pour cette dernière expérience, les auteurs avaient pu disposer du dernier modèle de laser à colorant continu mis au point par Spectra-Physics qui associait puissance et finesse de raie⁵. La qualité des spectres en était bien sûr considérablement améliorée et cela démontrait sans

5. Ce type de laser avait déjà été utilisé quelques semaines auparavant sur la même transition à deux photons du sodium mais avec une onde progressive par D. Pritchard, J. Apt et T. W. Ducas, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 641, (1974).

expériences dans un article de revue que nous écrivîmes un peu plus tard [9].

Ainsi, si les années 1971-1973 furent chiches en résultat, les années suivantes s'avèrent extrêmement fructueuses grâce à l'utilisation des lasers à colorant continu. Le gain en précision est remarquable comme le montre l'enregistrement (fig. 6) que nous fîmes peu de temps après sur la même transition du sodium avec un tel laser. La comparaison entre les figures 5 et 6 est éloquent et ne nécessite pas de commentaires additionnels. En moins d'un an, nous fîmes plusieurs mesures originales de spectroscopie dans le sodium puis montrâmes l'intérêt de ces transitions pour l'étude des collisions (en étudiant notamment le déplacement et l'élargissement collisionnels des raies d'absorption à deux photons). Avec le renfort important d'Élisabeth Giacobino en 1975 et le concours de deux thésitifs talentueux (Mario Bassini et Karine Wohrer), nous développâmes ces expériences et les étendîmes aux gaz rares (hélium et néon). Nous étudiâmes aussi les transitoires cohérents et les non-linéarités associées à une transition à deux photons. Enfin, nous montrâmes que la suppression de l'élargissement Doppler était généralisable à

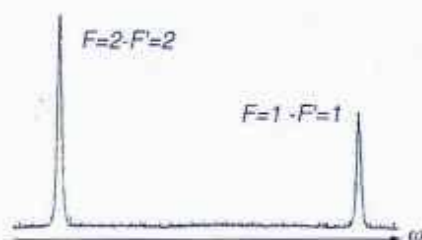


Fig. 6. Mesure de la fluorescence en fonction de la fréquence lors de l'absorption à deux photons sur la transition 3S-5S du sodium avec un laser continu.

ambiguïté l'énorme potentialité de la méthode. Quelques semaines après la publication de ces articles, de nombreux autres groupes se mirent à faire des transitions à deux photons et de multiples expériences de spectroscopie portant sur un grand nombre d'atomes et molécules furent alors développées. On pourra trouver une bibliographie complète sur ces premières

des transitions multiphotoniques d'ordre plus élevé. Cette fécondité scientifique résulta aussi de la conjonction de deux événements rares : une grande solidarité et complémentarité au sein de notre équipe et des liens toujours fructueux avec nos voisins (Michel Broyer, Jacques Vigué, Jean-Claude Lehmann, Jean-Claude Gay, Alain Omont, Michèle Glass, etc.). Ce n'est pas sans nostalgie que je me remémore ces discussions autour d'un café où nous débattions de tout, mais aussi de science, avec passion et véhémence, et où naquirent parfois et sombrèrent souvent tant d'idées pour nos expériences.

Et maintenant

La spectroscopie à deux photons sans élargissement Doppler a eu une diffusion extraordinairement rapide. Du fait de sa simplicité aussi bien conceptuelle qu'expérimentale, et grâce au progrès des lasers accordables, elle est devenue un outil standard du laboratoire. De surcroît, c'est maintenant un paragraphe obligé des cours de physique atomique de second cycle. Au niveau fondamental, c'est l'outil de base pour la spectroscopie optique des systèmes fondamentaux (hydrogène, positronium, etc.). Grâce à François Biraben et Bernard Cagnac, Paris continue d'être un centre d'excellence dans ce domaine : ainsi leur équipe se situe à la première place pour les mesures de haute résolution dans l'hydrogène avec notamment une précision supérieure à 10^{-11} sur la mesure de la constante de Rydberg [10]. Entre ce nombre et la courbe de la fig. 5, il y a l'espace qui sépare la science que l'on rêve de la science que l'on vit. Et entre la courbe de la fig. 5 et la prédiction théorique, il existe le même décalage. En 1971, un scientifique aussi éminent qu'honnête me déclara que la spectroscopie à deux photons « ça ne marcherait pas et même si ça marchait, il n'y aurait pas matière à remplir une thèse ». Logiquement, il avait raison. Logiquement, tout cela n'aurait pas dû arriver. Et pourtant...

Références

- [1] M. Göppert-Mayer, *Ann. Phys. Lpz* **9**, 273 (1931)
- [2] J. Brossel, B. Cagnac et A. Kastler, *J. Physique* **15**, 6 (1954)
- [3] I. D. Abella, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 453 (1962)
- [4] L. S. Vasilenko, V. P. Chebotayev et A. V. Shishaev, *JETP Lett.* **12**, 161 (1970)
- [5] B. Cagnac, G. Grynberg et F. Biraben, *J. Physique* **34**, 845, (1973)
- [6] F. Biraben, B. Cagnac et G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 643 (1974)
- [7] M. D. Levenson et N. Bloembergen, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 645 (1974)
- [8] T. W. Hänsch, K. C. Harvey, G. Meisel et A. L. Schawlow, *Opt. Commun.* **11**, 50, (1974)
- [9] G. Grynberg et B. Cagnac, *Rep. Prog. Phys.* **40**, 791, (1977)
- [10] B. de Beauvoir et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 440, (1997)