Utilisation pratique des excitations nucléaires à longue durée de vie : Le Graser

D. Cogny

▶ **To cite this version:**

D. Cogny. Utilisation pratique des excitations nucléaires à longue durée de vie : Le Graser. École thématique. Ecole Joliot Curie "Les noyaux en pleines formes", Maubuisson, (France), du 16-21 septembre 1991 : 10ème session, 1991. cel-00648268

HAL Id: cel-00648268
https://cel.hal.science/cel-00648268

Submitted on 5 Dec 2011

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.

UTILISATION PRATIQUE DES EXCITATIONS NUCLEAIRES A LONGUE DUREE DE VIE LE GRASER

D.GOGNY

CEA-CESTA - 33114 Le Barp

RESUME

Les noyaux, stables ou béta instables, présentent généralement dans leur spectre d'excitations des niveaux métastables "Isomères" dont les durées de vie varient de la pico seconde à quelques milliers d'années. L'intérêt suscité par ces Isomères s'explique aisément lorsque l'on songe à leur potentialité en tant que réservoir d'énergie. En supposant que l'on soit capable de les produire en nombre appréciable,la question posée est de trouver un mécanisme permettant de libérer cette énergie emmagasinée. Elle est abordée ici sur le thème du laser gamma.Dans la conclusion on s'efforce de montrer l'intérêt des isomères dans un cadre plus général.

ABSTRACT

The majority of nuclides, stable or béta unstable, have isomeric states whose lifetimes vary from some pico seconds to several years. The interest in Isomers becomes apparent when thinking about their potentiality as a reservoir of energy. Assuming that one is able to produce a sufficient number of such excited nuclei, the question remains to find a mechanism to release this energy. This question is discussed here by describing researche of the last two decades on gamma laser. In the conclusion their pratical use and scientific potentiality is presented in a more general context

INTRODUCTION

Dans leur majorité les noyaux ont la propriété remarquable de posséder dans leur spectre d'excitations des états métastables dont les durées de vie sont bien supérieures à celles rencontrées dans le spectre des Atomes. Pour donner un ordre de grandeur, rappelons qu'une transition X s'effectue en 10^{-16} s, alors qu'une transition τ pour les excitations nucléaires en question peut demander 10^{-12} s voire des années dans certains cas. En ce qui concerne leur énergie elle varie typiquement entre quelques dizaines d'électron-volt et un Mev. Comme cas extrême, tant sur le plan énergie que sur le temps de vie,

mentionnons le Noyau de Hafnium 178 qui peut vivre 36 ans dans l'état 16^+ à 2.4 Mev au-dessus de l'état fondamental.

Le terme "Isomère" est utilisé pour désigner ces états métastables qui ont la propriété commune de vivre longtemps. L'origine de l'isomérie s'explique de façon différente selon que l'on invoque des arguments associés au spin ou à la structure particulière de l'état. Ainsi, dans un noyau sphérique, l'isomère est généralement un état dont le spin diffère notablement de tous les spins des niveaux de plus basse énergie. Dans de telles circonstances, il ne peut effectuer une transition qu'au prix d'un grand transfert de moment angulaire, ce qui est peu favorisé par l' ensemble des mécanismes possibles de décroissance tels que le radiatif, la conversion interne et la désintégration bêta. Dans les noyaux déformés le même genre d'argument s'applique, mais cette fois en raisonnant sur le nombre quantique K caractérisant la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie. Le terme "isomère de spin" est utilisé pour désigner ces excitations dans les noyaux sphériques et "isomère K" dans les déformés . Il existe d'autre cas où l'isomérie trouve son origine dans les propriétés de déformation de l'état isomère qui sont très différentes de celles des niveaux sur lesquels il serait susceptible de se désexciter, d'où l'expression "isomère de forme". Les seuls isomères connus entrant dans cette catégorie sont les isomères de fission découverts il y a une vingtaine d'années [3]). Leur durée de vie est comprise entre la nanoseconde et quelques millisecondes (23 ms dans ^{232}AM) .Des expériences relativement récentes (1985) à DARESBURY suggèrent l'existence d'isomères de forme dans des noyaux plus légers. Il est fait ici allusion à deux grands thèmes traités dans cette école, à savoir les hauts spin et les superdéformations.

L'intérêt suscité par les isomères s'explique aisément lorsque l'on songe à leur potentialité en tant que réservoir d'énergie. Si l'on prend l'exemple du Rhenium 198, qui possède un 8^+ dont la durée de vie est de 300.000 ans on constate qu'il serait possible de stocker une énergie d'environ 1 Terajoule par litre pendant plusieurs milliers d'années. Bien sûr, cette constatation naïve et allèchante ne règle pas des problèmes pratiques de taille. En effet il faut pouvoir produire ces noyaux excités en nombre appréciable et surtout trouver un mécanisme de désexcitation afin de libérer l'énergie emmagasinée.

C'est ce dernier aspect que nous abordons maintenant en présentant sommairement les grandes lignes des travaux réalisés ces vingt dernières années, principalement en URSS et aux ETATS-UNIS, dans le domaine de la production cohérente de rayonnement Gamma. Pour l'essentiel l'exposé qui suit est basé sur l'excellent article de revue par G.I. BALDWIN, G.I. SOLEM, et V GOL'DANSKII

"Approaches to the Development of Gamma-Ray Lasers".[1]. Malheureusement certaines informations ont été prises dans des documents peu diffusés, comme c'est le cas de la référence 2

LE GRASER

Le graser a pour but d'amplifier le rayonnement Electromagnétique à une fréquence précise ,cette dernière pouvant correspondre à des photons dans une gamme d'énergie de 10 à 100 Kev. Bien qu'en principe on pourrait amplifier au- dessus de 100 kev ,il y a de nombreuses raisons pratiques pour se limiter à cette valeur, comme nous le verrons par la suite.

Avant d'introduire les quelques notions indispensables pour orienter la discussion, il faut souligner que le Graser est un sujet complexe dont une compréhension globale nécessite des connaissances approfondies non seulement dans des domaines variés de physique fondamentale mais aussi dans des secteurs qui relèvent plus de la Haute Technologie. C'est un aspect qui n'est pas visible dans cet exposé car nous nous limitons à l'essentiel, par contre il est bien mis en évidence dans l'article de G.C. BALDWIN et Al [1].

- I QUELQUES RAPPELS

Le principe de base de l'amplification d'un faisceau de photons n'est pas nouveau puisqu'il remonte à 1917 avec A.EINSTEIN qui prédit l'existence de l'émission induite et donne la relation entre cette dernière et l'émission spontanée:

$$B = \lambda^3 . A./(8*\pi*h)$$

A et B sont les notations consacrées pour les coefficient de probabilité d'émission spontanée et induite. Cette relation est importante, car elle montre déjà que l'amplification par l'émission stimulée est d'autant plus difficile que la longueur d'onde est courte.

En fait, c'est le taux de transition qui nous intéresse, puisque c'est lui qui entre en jeu directement dans les équations donnant l'évolution du champ des photons et du peuplement des excitations nucléaires. Si l'on désigne par $U(\nu)$ la densité d'énergie à la fréquence ν

$$U(\nu) = 8*\pi*h*.\frac{\nu^3}{c^3}.(e^{h\nu/k\theta} - 1)^{-1},$$

on peut montrer [1]) que le taux de transition stimulé à la résonance s'écrit:

$$B.U(\nu) = \sigma_r \cdot \phi$$

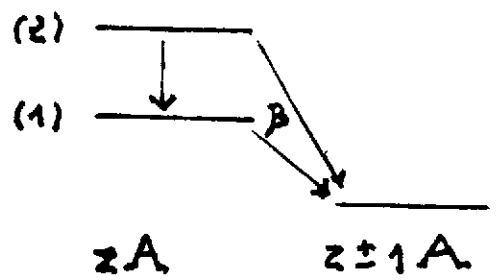
où ϕ représente un flux de densité de photons et σ_r la section efficace radiative.

Cette expression en terme de section efficace est précieuse. Elle montre de façon simple comment interviennent les caractéristiques des niveaux nucléaires de la transition considérée. Sur un couple particulier de niveaux excités nous précisons le sens des ingrédients qui entrent dans la définition de σ_r:.

$$\sigma_r = \frac{\Delta^2}{2\pi} \Gamma_r/\Gamma .$$

La figure 1 est un cas typique de deux niveaux nucléaires instables pour lesquels la transition radiative du niveau 2 vers 1 est en compétition avec la conversion interne et une autre voie de désexcitation par émission β existe pour 2.

Figure (1)



Pour cet exemple la largeur radiative s'écrit

$$\Gamma_r = (\beta/(1+\alpha))/T_2$$

où α tient compte de la conversion interne, β est un rapport de branchement et T_2 le temps de vie de 2. Enfin Γ désigne la largeur totale, $\Gamma=1/T_1+1/T_2$. Le point important à retenir dans ce bref rappel c'est la dépendance de σ_r vis-à-vis du rapport Γ_r/Γ. Il est clair que l'on aura intérêt à choisir un couple de niveaux pour lequel ce rapport soit aussi proche de 1 que possible.

Jusqu'à présent nous avons discuté seulement ce qui contribue à amplifier l'intensité du faisceau. D'un autre côté cette amplification ne sera effective que dans la mesure où l'émission stimulée ajoute des photons plus rapidement qu'ils ne sont perdus par différents processus. On perd évidemment des photons par absorption résonnante qui est le processus inverse de l'émission stimulée, mais aussi par effet photoélectrique sur les électrons liés de l'atome. Il faut aussi tenir compte de la diffusion Compton sur les électrons libres. La somme des sections efficaces photoélectrique σ_{ph} et COMPTON σ_c définit la section efficace non résonnante des pertes ($\sigma_a=\sigma_{ph}+\sigma_c$)

Il est important de rappeler l'expression approchée de σ_{ph} pour des photons de haute énergie:

$$\sigma_{ph} \simeq Z^{4.5} \Lambda^3$$

A ce stade il est intéressant de tracer le rapport $\Lambda^2/(2.\pi\sigma_a)$ de la section efficace d'émission stimulée avec la section efficace totale des pertes en fonction de l'énergie des photons. Sur la figure 2, empruntée à la référence 1, il est visible que ce rapport est très favorable pour des énergies comprises entre 10 et 100 Kev et qu'au- delà de 1 Mev l'opacité devient trop forte pour qu'il soit possible d'amplifier quelque soit le matériau.

Après ce bref rappel nous sommes en mesure d'aborder les problèmes de l'amplification sur un schéma classique de graser.

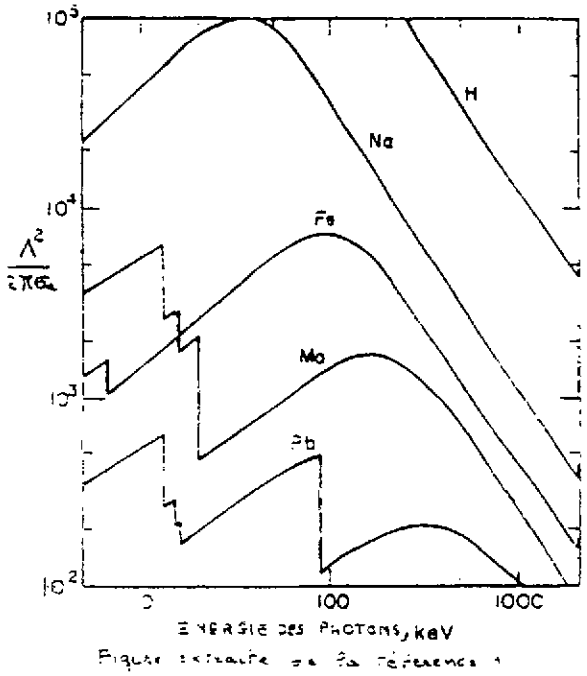


Figure extraite de la référence 1

FIGURE 2

-II DEFINITION D'UN SCHEMA GRASER

Pour suivre l'évolution des recherches dans ce domaine il convient de partir d'un schéma dont la définition est très proche de celui des lasers classiques.

Ses caractéristiques sont les suivantes:

- Un milieu actif qui n'est autre que l'ensemble des noyaux choisis pour émettre le rayonnement.
- Un "HOST" qui peut être un filament ou un barreau dans lequel est dispersé le milieu actif.
- Une pompe qui excite le milieu actif afin de réaliser une inversion de population sur les niveaux de la transition choisie pour laser.

Une description complète de la dynamique d'un tel système est fournie par les équations de MAXWELL et de SCHRÖDINGER qui donnent

respectivement, l'évolution dans le temps des degrés de liberté associés aux champs de photons et aux excitations nucléaires respectivement. Il s'agit d'un ensemble d'équations couplées qui en toute généralité ne peuvent être résolues que numériquement. Néanmoins il nous a semblé intéressant de les donner pour plusieurs raisons. D'une part il est instructif de comprendre comment elles font intervenir les ingrédients définis au chapitre précédent et ceux correspondants au schéma étudié, voir la figure 3.. D'autre part nous verrons qu'elles fournissent des informations précieuses dans certains régimes extrêmes.

A l'approximation d'une variation lente de l'amplitude à l'échelle de la longueur d'onde l'enveloppe du potentiel vecteur vérifie l'équation:

$$\partial_x A_e + 1/c \partial_t A_e = -N\sigma_a/2 \; A_e + \dot{P}/(2c\epsilon_o\Omega),$$

où le courant de polarisation $\dot{P}$ obéit à l'équation,

$$\partial_t \dot{P} + (i(\Omega-\Omega_{12})+\Gamma/2)\dot{P} = \frac{N^*}{\hbar}|\dot{P}_{12}|^2 A_e$$

Quant aux équations donnant l'évolution du nombre de noyaux excités dans les états 1 et 2 elles s'écrivent:

$$\partial_t N_2 + 1/T_2 * N_2 = m_2 * R(t) - n*c*\sigma_r * N^*$$

$$\partial_t N_1 + 1/T_1 * N_1 - \beta/T_2 * N_2 = m_1 * R(t) + n*c*\sigma_r * N^*$$

Dans ces expression, R(t) est la fonction de pompage, m_1 et m_2 des coefficients qui tiennent compte de l'efficacité de la pompe selon le niveau et enfin n désigne la densité de photons. Enfin, N^* est donné par l'expression:

$$N^* = N_2 - N_1 * (g_2/g_1)$$

La figure 3 ci- dessous permet de comprendre le schéma adopté.

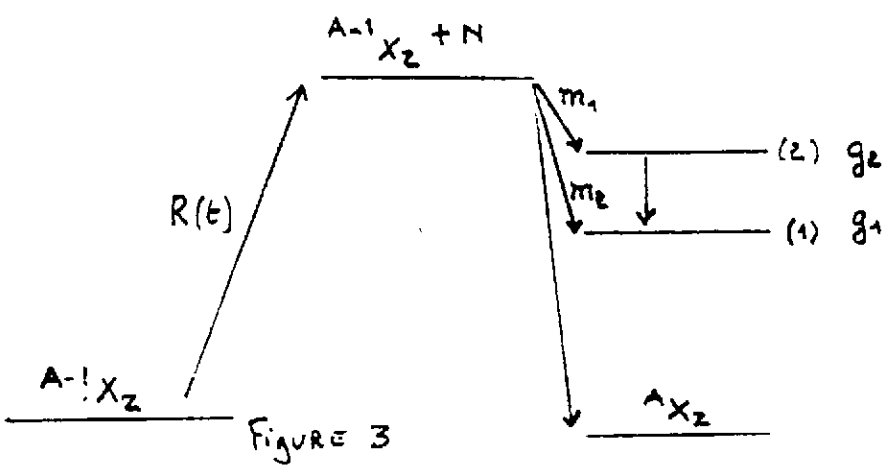


Figure 3

Elle illustre en particulier comment réaliser une inversion de population en utilisant comme pompe un faisceau de neutrons. On constate qu'elle se fait en plusieurs étapes. Le noyau parent $^{A-1}X^{Z}$ capture un neutron thermique pour former le noyau composé $^{A-1}X^{Z+N}$ qui se désexcite en cascade pour donner le fils dans les états 1 et 2. On conçoit alors que le coefficient de pompage R(t) soit directement relié à la section efficace thermique de capture de neutrons et que les coefficients m_i (rapport d'isomérie) dépendent de la façon dont s'effectue la cascade. Les méthodes de pompage et les problèmes qu'elles soulèvent constituent un vaste sujet en soi qui déborde le cadre de cet exposé. On trouvera dans la référence 1 une discussion très complète sur ce thème.

Comme nous l'avons déjà mentionné, la dynamique du système formé par les noyaux en interaction avec le champ de photons est un problème difficile à résoudre en particulier dans le régime transitoire. Par contre, si l'on suppose qu'un régime quasi permanent est atteint, c'est-à- dire tel que les variations dans le temps du champ de photons et des populations N1, N2 soient négligeables, alors il devient possible de tirer des informations précieuses des équations précédentes. En effet, l'équation de MAXWELL combinée avec celle sur le courant de polarisation P donnent dans cet hypothèse une expression simple du flux de photons:

$$\phi(x) = \phi(0)\, e^{(N^* \sigma_r - N \sigma_a)x}$$

Cette expression montre clairement qu'une condition nécessaire de "lasage" est donnée par l'inégalité:

$$N^* \sigma_r > N \sigma_a$$

D'aprés la discussion du Chapitre I, la section efficace σ_r est proportionnelle au carré de la longueur d'onde. En outre dans le domaine de longueurs d'ondes considérées, les pertes sont dues essentiellement à l'effet photoélectrique, donc σ_a est propotionnelle au cube. Il en résulte que le comportement de la densité critique d'inversion est linéaire en λ

$$N^* \simeq \lambda$$

On peut définir par ailleurs le taux de pompage

$$R \simeq N^*/\tau \simeq \lambda/\tau'$$

la puissance minimum de pompe pour atteindre la densité critique d'inversion,

$$P \simeq h\nu R \sim 1/\tau$$

Ces grandeurs sont essentielles pour comprendre l'historique du programme graser que nous abordons dans le prochain Chapitre.

- III LES DIFFERENTES APPROCHES DU GRASER CES VINGT DERNIERES ANNEES

D'après les formules obtenues à la fin du Chapitre précédent, il apparait que la densité d'excitation critique décroît comme la longueur d'onde. Par ailleurs la puissance minimum de pompage pour créer cette excitation est inversement proportionnelle au temps de vie de la transition. Il est clair qu'en raison de leur temps de vie, beaucoup plus varié et plus long que dans les atomes, les transitions Nucléaires offrent bien des avantages aux courtes longueurs d'onde.

En dépit de ces aspects favorables le Graser reste encore aujourd'hui un dilemme pour un ensemble de raisons que nous évoquons maintenant.

-1 Le fonctionnement d'un graser diffère nécessairement de celui d'un laser

Pour comprendre les difficultés, il est indispensable d'évaluer la puissance de pompe nécessaire pour contrebalancer l'émission spontanée. On distinguera deux situations suivant le temps de vie de l'isomère.

Pour des temps de vie courts, inférieurs à la seconde, en introduisant des valeurs raisonnables dans l'expression donnant le gain ($N=3.10^{+22}cm^{-3}$, $\sigma_a = 5.10^{+3}b$, $\sigma_r = 1,5.10^{+6}b$, $\Gamma_r/\Gamma=1.$) et en considérant une transition de 12 Kev on trouve $N_2 = 10.^{+20}$, c'est à dire une énergie stockée de l'ordre de 200 Kj cm^{-3}. Les puissances requises pour obtenir un gain sont donc considérables, de l'ordre de 200 Kw minimum. Indiquons dès à présent qu'avec le schéma correspondant à la figure 3 il faudrait des flux de neutrons thermiques d'au moins 10^{21} neutrons cm^2 s^{-1}, valeur astronomique compte tenu des sources dont on dispose aujourd'hui de l'ordre de 10^{16} neutrons.

Les temps de vie longs auraient l'avantage de conduire à des puissances beaucoup plus raisonnables, mais il s'avère malheureusement que le rapport des largeurs Γ_r/Γ ne permet plus d'obtenir un gain. Ceci est vrai pour un noyau isolé mais la situation peut être différente dans un cristal comme nous le verrons par la suite.

Un autre aspect qui n'a pas été discuté jusqu'à présent c'est l'effet de recul et l'élargissement des raies avec la température ("Doppler-Recoil effect").

Lorsqu'un Atome émet ou absorbe un photon il est bien connu qu'il recule avec une énergie donnée par la relation: $E_R = (\hbar\Omega)^2/(2Mc^2)$ où Ω est la fréquence de la transition. C'est une conséquence directe de la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Dans le domaine optique cette effet est négligeable, mais pour les transitions nous concernant, il est clair que les spectres d'émission et d'absorption sont notablement décalés respectivement vers le haut et vers le bas (voir figure 4 ci-dessous). En outre sous l'effet de l'agitation thermique les atomes sont en mouvement avec une distribution de vitesse, ce qui provoque un élargissement des spectres.

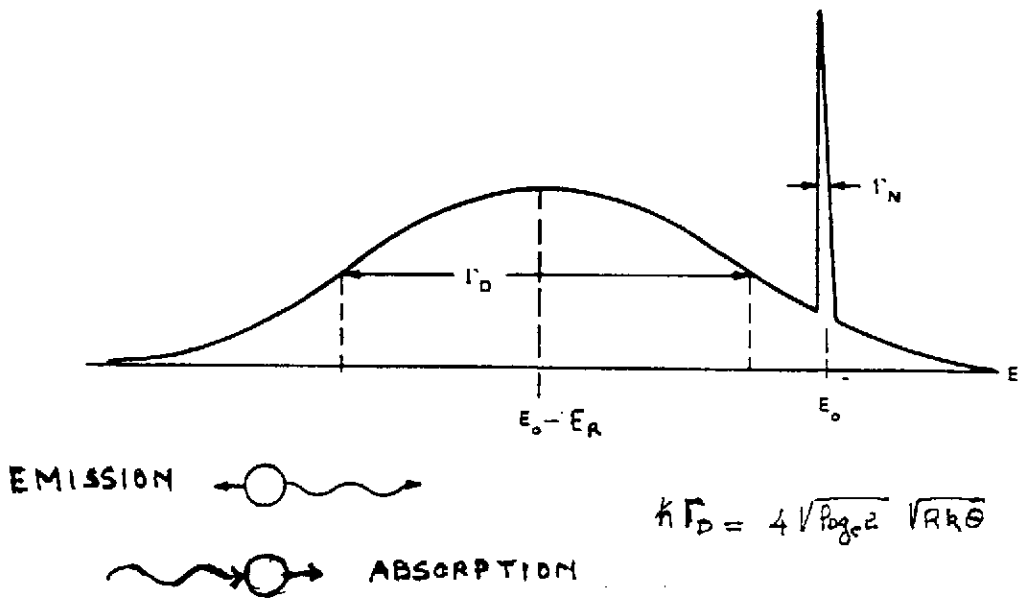


Figure 4

L' effet Döppler est sans aucun doute néfaste puisqu'il contribue à diminuer la densité d'énergie radiative dans le domaine de fréquence que l'on souhaite amplifier. Par contre la situation est moins nette concernant le recul du noyau. En effet, avec un recul suffisant et une température assez basse, le recouvrement des spectres d'absorption et d'émission peut devenir très faible. C'est un facteur positif, puisque dans de telles conditions, l'absorption résonnante devient négligeable et il n'est plus besoin de réaliser une inversion de population. Au passage, la littérature sur le sujet, donne l'impression qu'il ne peut y avoir d'émission stimulée si le noyau recule. En fait il n'en est rien si les noyaux sont tous au repos les uns par rapport aux autres, ou pratiquement. C'est sur ce genre d'observation que repose le schéma graser avec recul dans un milieu gazeux [4]. Le milieu actif est un faisceau relativiste d'atomes que l'on irradie avec des lasers de puissance. L'idée semble astucieuse puisqu'elle permettrait à la fois d'exciter le niveau sur lequel on veut laser et de faire en sorte que les atomes dans le faisceau soient pratiquement au repos. A l'heure actuelle, ce dernier point est difficile à réaliser car il faudrait atteindre des temps de refroidissement par laser beaucoup plus petits que le temps de vie de la transition nucléaire considérée.

Pour être complet, on ne peut manquer de faire allusion au temps de réponse d'un système résonant. A l'encontre des lasers optiques qui utilisent des raies élargie par l'effet Doppler, nous utilisons des résonnances étroites et en conséquence le temps de réponse est lent. Cet aspect, lié à la cinétique décrite par les équations données au Chapitre II, n'est pas en faveur d'un pompage direct.

En résumé, les puissances mises en jeu, les caractéristiques des transitions nucléaires très différentes de celles rencontrées dans les Atomes ou les molécules, des aspects associés à la cinétique, sont autant de raisons qui font qu'un graser ne peut être une simple extension du laser à des plus courtes longueurs d'ondes. Ceci explique qu'un programme sur ce sujet n'ait vu réellement le jour qu'après la découverte par MOSSBAUER en 1958 d'une propriété dans les solides qui ouvrait de nouvelles perspectives.

- 2 Le GRASER-MOSSBAUER

Les travaux de MOSSBAUER révélaient que le spectre de désexcitation d'isomères dans un solide contenait des raies très fines, pratiquement à l'énergie des transitions nucléaires. C'était donc une indication, que pour certaines

transitions dans un solide, le rapport des largueurs Γ_r/Γ pouvait être favorable et le recul du noyau négligeable.

Un autre aspect intéressant, unique à cette région du spectre où les longueurs d'ondes sont comparables à l'espacement entre les atomes, est la diffraction de BRAGG. Sous certaines conditions les photons sont canalisés par les plans du réseau cristallin et n'interagissent pratiquement pas avec les atomes du réseau, c'est l'effet BORRMANN. Dans cette situation les pertes sont considérablement réduites de telle sorte que la condition à satisfaire sur la densité d'excitation critique est beaucoup moins contraignante. Cet effet comme l'effet MOSSBAUER dépendent de façon critique de la température par l'intermédiaire du coefficient de DEBEY-WALLEN.

A quelques exceptions près, les concepts proposés pour l'émission cohérente de radiations gamma reposent sur l'effet MOSSBAUER et l'article de revue par BALDWIN et GOL'DANSKII est consacré essentiellement à ce type de grasers qu'ils ont convenu d'appeler "MOSSBAUER GRASERS"

On se contentera de résumer ici les conclusions de cet article qui couvre une vingtaine d'années de recherches dans le domaine.

De nouveau il faut distinguer deux grandes classes de concepts selon le temps de vie de l'isomère

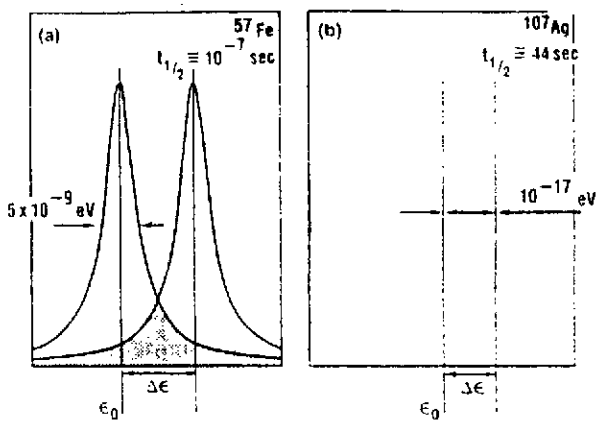
Dans le cas d'un niveau de vie court, la largeur de la raie est pratiquement la largeur naturelle, ce qui rend possible l'obtention d'un gain à partir d'une inversion de population. Malheureusement, comme nous l'avons mentionné plus haut, elle ne peut être réalisée qu'avec une puissance de pompe considérable, pompage qu'il faut réaliser in situ puisque le temps de vie de l'isomère en question est court. Dans ces conditions le cristal-hôte qui accueille les isomères risque de chauffer au point qu'il soit endommagé, voire détruit avant même de laser.

D'un autre côté, en considérant des isomères à temps de vie long le problème du pompage ne se pose plus puisque l'on a tout le temps de les préparer, de les séparer et de les implanter dans un cristal hôte. Cependant un cristal n'est jamais parfait au point que des noyaux à différents sites dans le cristal aient exactement le même environnement. En conséquence la position et l'élargissement des raies varient localement dû à l'inhomogénéité du cristal. Les causes de cet élargissement inhomogène, amplement

discutées dans la référence 1, sont liées à des interactions hyperfines entre électrons et noyaux. La figure 5 illustre les effets néfastes de l'élargissement inhomogène. Elle montre que la largeur naturelle de l'isomère doit excéder le déplacement des raies afin qu'il y ait un recouvrement non négligeable entre les résonances du noyau émetteur et celui qui absorbe. L'expérience montre que pour des temps de vie supérieurs à la micro-seconde il n'est plus possible de satisfaire cette condition.

(a) Bon isotope MOSSBAUER
(b) Mauvais isotope MOSSBAUER

(Figure 5)



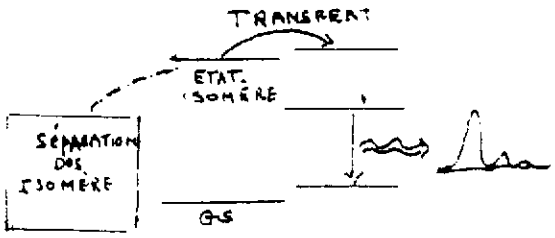
Jusqu'à présent l'effet MOSSBAUER semble poser plus de problèmes qu'il n'en résout. Cependant, bien que les avis soient partagés [1,5] sur les possibilités de réduire les effets d'élargissement inhomogène, certaines expériences utilisant les techniques de résonance magnétique ou celles de spectoscopie de mélange de niveau semblent prometteuses[5].

Nous conclurons cet exposé en présentant le concept en deux étapes "two step concept" sur lequel portent les travaux les plus récents.

-3 Le Schéma en deux étapes
(TWO STEP CONCEPT)

Comme nous venons de le voir le dilemme du graser MOSSBAUER est de rendre compatible une puissance de pompe faible tout en gardant l'effet MOSSBAUER pour la transition choisie. Le "TWO STEP CONCEPT" vise à regler cette question grâce au schéma en deux étapes décrit dans la figure ci- dessous (figure 6)..

(Figure 6)



La première étape consiste à pomper au préalable des noyaux dans un isomère à long temps de vie et de les implanter dans un cristal. De cette façon on règle le problème de la pompe puisque l'on réalise dans cette étape l' inversion de population. La deuxième étape consiste à faire basculer l'ensemble sur un niveau à courte durée de vie, très proche de l'isomère. C'est à partir de ce niveau que l'on espère laser. Le fait qu'il soit à courte durée de vie règle les difficultés associées à l'élargissement inhomogène.

. Si le transfert est rapide, on peut s'attendre à ce que le système se désexcite collectivement avec une émission intense de rayonnement différé d'un temps T_D. Ce temps correspond à l'établissement d'un régime dans lequel un grand nombre de noyaux participent au rayonnement, ce qui implique un temps de transfert beaucoup plus petit. C'est le phénomène de super-radiance prédit par R.H. DICK[6], qui est interprété par M.S. FELD[7] comme le cas limite du processus d'émission stimulée. Il s'agit en fait du régime transitoire des équations données plus haut dans l'approximation où les variations de courant de polarisation et de l'inversion de population sont grandes devant les termes de décroissances. La figure 7 du pulse dû à un phénomène de super-radiance..

T_{SP} Temps de la désexcitation spontanée

T_R Temps de la désexcitation collective

$\frac{n_0 R^2 L}{8\pi}$ Nombre d'atomes dans un barreau de rayon R et de longueur L

$T_R = T_{SP}/(n_0 R^2 L/8\pi)$,

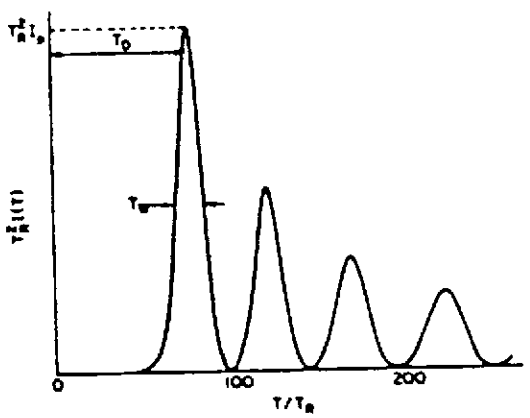


Figure 7

En effet il faut réaliser la seconde étape avec un minimum de puissance si l'on ne veut pas retomber dans les problèmes de chauffage maintes fois évoqués. Ceci implique l'existence d'un niveau dont l'énergie soit voisine de celle de l'état isomère. Par ailleurs, puisqu'il faut trouver un mécanisme de transfert efficace et rapide, il est souhaitable que son moment angulaire ne diffère pas trop de celui de l'isomère. Cet ensemble de conditions représente une contrainte sérieuse sur le choix d'un noyau.

En ce qui concerne le mécanisme de transfert de nombreuses propositions plus ou moins réalistes ont été faites.

Pour commencer par les moins réalistes mentionnons:

- Les processus d'absorption multiphotoniques pour réaliser des transitions nécessitant quelques unités de moment angulaire. Ce n'est pas très sérieux compte tenu des faibles sections efficaces

- l'excitation cohérente du cortège électronique de l'atome par laser. Des études[8] montrent que l'on a de grandes chances d'ioniser avant même d'induire des transitions nucléaires.

Enfin, parmi les propositions les plus sérieuses, il faut citer:

- Utilisation de neutrons lents sur l'état isomère et peuplement du niveau voisin par désexcitation du noyau composé. Mis à part le problème d'un flux de neutrons suffisants, il n'est pas clair qu'un tel mécanisme soit suffisamment rapide.

- Absorption résonante de photons émis par une source laser X[9]. De grands progrès sont réalisés chaque année dans le domaine des sources X. Peut-être aura-t-on un jour la chance d'avoir une raie X à la bonne longueur d'onde.

- les électrons pourraient aussi être un moyen de réaliser le transfert dans la mesure où l'on trouverait des niveaux très proches en énergie.

Une liste exhaustive de l'ensemble des mécanismes proposés dans ce domaine dépasse largement le cadre de ce cours. Nous renvoyons le lecteur à l'article cité dans la référence 1 et au compte rendu cité en 2.

CONCLUSION

A la lecture des différents articles et rapport sur le graser il est très difficile de se faire une idée sur l'état d'avancement d'un tel programme. La difficulté vient en particulier du fait qu'il s'agit d'un sujet pluridisciplinaire où chaque discipline entre en jeu à son plus haut niveau. En lisant l'article de P.L DYER et G.C. BALDWIN dans LA RECHERCHE[10] il semble cependant que l'on ne s'avance pas trop en disant qu'un laser gamma n'est pas pour demain. Les auteurs relatent une expérience qui leur a permis de créer un échantillon riche en noyaux de Mercure dans un état excité et en concluent que le graser n'est plus une utopie. Certes il s'agit d'une étape importante, mais comme nous l'avons vu, celles qui restent à franchir sont de taille. Ceci étant dit l'auteur de ce cours doit signaler que ses sources d'informations s'arrêtent fin 1988 et surtout qu'il n'a pas accès à la littérature classée.

Outre le fait que l'on ne peut ignorer l'importance d'un tel sujet, le graser a été surtout choisi pour illustrer l'intérêt pratique des isomères. D'un autre côté, il faut souligner que leur intérêt ne s'arrête pas à cette seule application, mais qu'il en existe bien d'autres. Cette conclusion nous donne l'occasion de présenter dans un cadre plus général un ensemble de recherches basées sur leur utilisation.

La diffusion de neutrons sur des niveaux excités se caractérise par un ensemble de propriétés très différentes de celles observées dans une diffusion classique sur un noyau dans son fondamental.

Des études théoriques[11] révèlent par exemple, que des noyaux dans des états excités se comportent selon les cas, comme des modérateurs ou des accélérateurs de neutrons. En augmentant ou en diminuant le seuil de réactions de fission, certains auteurs[12] voient dans les isomères la possibilité de changer le mode de fonctionnement des réacteurs.

Une autre propriété importante concerne le rapport des sections efficaces de capture et de diffusion inélastique. Si cette dernière est grande devant celle de capture, on pourrait peut être recycler plusieurs fois les neutrons et recueillir de cette façon l'énergie stockée. En supposant qu'une telle situation se présente on disposerait de sources radiatives à haute densité d'énergie. Ce genre de recherche entre dans le cadre de travaux sur les matériaux à haute densité d'énergie.

Il faudrait aussi mentionner une grande activité dans un domaine combinant les isomères et plasma chaud. Il y a des applications diverses, dont en particulier : le diagnostique plasma[13], l'initialisation de la fluorescence d'isomères à

longue durée de vie[14] et enfin des études de mécanisme des transitions nucléaires induites par les électrons[15].

De toute évidence, le rôle de la physique nucléaire est capital dans l'ensemble des recherches que nous venons d'évoquer. L'utilisation des isomères repose sur une compréhension approfondie des mécanismes qui permettent de les produire et de les désexciter. Dans les deux cas, et quels que soient les mécanismes envisagés, il faut des informations précises sur, les niveaux existant à proximité et leurs caractéristiques, et plus généralement sur, les densités de niveaux, les résonnances, etc...

Au niveau de précision requise les informations que l'on peut tirer des modèles nucléaires ne sont pas suffisamment fiables. En effet, Il est exclu de prédire par la théorie des niveaux à mieux de quelques centaines de Kev. Dans le noyau de ^{186}Re par exemple, une étude théorique prédit un 7 $^-$ à 40 Kev du 8$^+$ cité en introduction alors qu'une autre le trouve à environ 400 Kev. De la même façon on peut douter à propos des densités de niveaux obtenues à partir de modèles statistiques. Elles sont sensibles à un certain nombre d'ingrédients et par ailleurs, il n'est pas clair qu'un niveau de structure compliquée n'échappe pas à une telle description. Autrement dit, des données acquises à partir d'expériences sont indispensables pour faire avancer ces recherches. C'est le réquisitoire que l'on trouve dans beaucoup de papiers de revue sur le sujet ou que l'on entend dans les conférences.

Tant sur le plan expérimental que théorique, il y autour des isomères une physique particulièrement riche. Espérons que dans un proche avenir elle sera abordée avec les moyens expérimentaux dont on dispose aujourd'hui sans oublier les outils puissants de demain dans le domaine de la détection gamma.

Remerciements

Je remercie les organisateurs pour leur invitation et particulièrement P. QUENTIN qui m'a suggéré de donner ce cours. C'est M.S. WEISS qui m'a incité à travailler sur les sources d'énergie radiative durant mes visites au LAWRENCE LIVERMORE NATIONAL LABORATORY, qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude. A travers Monsieur R. DAUTRAY, Directeur Scientifique du CEA, et Monsieur M. LAUNOIS, Directeur du CESTA, Je suis reconnaissant au Commissariat à l'Energie Atomique de me procurer la possibilité de collaborer régulièrement avec le LLNL.

REFERENCES

1) G.C. Baldwin, J.C. Solem, V.I. Gol'Danskii, Rev. Mod. Phy, Vol 53, No 4, Part I, October 1981

2) Proceeding of the IST/IDA "GAMMA RAY LASER" WORKSHOP. IDA Memorandum Report M-162. January 1986.

3) D. Paya Cours sur les isomères de fission à cette école.

4) L. Cohen "Graser with recoil" J. Quant. Spectroscop. Radiat. Transf. Vol 40, No 6,p.v,1988

5) B. Balko "Lasing directly from a isomeric level" Même réference qu'en 4

6) R.H. Dicke, Phys. Rev., 93, 99 (1954)

7) M.S. Feld and J.C. Mac Gillivray, In Coherent Nonlinear Optics, Recent Advances, M.S Feld and V.S Letokhov, eds(Springer, Berlin, 1980)

8) J.F. Berger, D.M. Gogny, and M.S. Weiss, Phys.rev.A, vol 43, 455 (1991)

9) B. Yaakobi, S. Letzring, J.M. Soures, F.J Marshall and M.C. Ricardson (L.L.E) - G.B. Collins and S.S. Wagal Texas-University
I.D.A Memorendum Report M-162

10) P.L. Dyer et G.C. Baldwin, La Recherche - Vol 18 1237 (1987)

11) Y.U.W. Petrov and A.I. Shlyakhter - Sov. J. Nucl. Phys.Vol 23, No.6 June 1976

12) YU.V. Petrov Symposium on Neutron Studies of Nuclear Reactions in Vienna (1960)

13) R.V. Artyunvan, L.A. Bolshov and E.V. Tkalya, Sov. Phys. Dokl 33 (3) March 1988

14) R.V. Artyunvan and L.A. Bol'shov Sov. Phys. Dokl 34 (4) April 1989.
V.I. Gol'danskii and V.A. Namiot YETP Lett. Vol 23 N8 9.5 May 1976