



Étude pour la conversion de fréquence infrarouge lointain visible dans les vapeurs de métaux alcalins

P. Boissel

► To cite this version:

P. Boissel. Étude pour la conversion de fréquence infrarouge lointain visible dans les vapeurs de métaux alcalins. *Journal de Physique*, 1975, 36 (10), pp.1023-1028. 10.1051/jphys:0197500360100102300 . jpa-00208333

HAL Id: jpa-00208333

<https://hal.science/jpa-00208333>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

Classification
Physics Abstracts
2.660

ÉTUDE POUR LA CONVERSION DE FRÉQUENCE INFRAROUGE LOINTAIN VISIBLE DANS LES VAPEURS DE MÉTAUX ALCALINS

P. BOISSEL

Laboratoire d'Optique Quantique, Université Paris VI,
Tour 13, 2 place Jussieu, 75230 Paris Cedex 05, France

(Reçu le 7 mai 1975, accepté le 28 mai 1975)

Résumé. — Nous étudions les possibilités de détection de sources continues en infrarouge lointain par conversion de fréquence vers le visible, les vapeurs de métaux alcalins étant le milieu actif. Nous exposons une méthode originale de résonance à deux photons qui, évitant la saturation de celle-ci, permet la détection sélective d'une longueur d'onde quelconque avec un taux de conversion instantané voisin de l'unité.

Abstract. — We study the possibility of detection of CW far infrared sources by frequency up-conversion into the visible, using alkali metal vapors as the active medium. Saturation is avoided by the use of a new method of two photon resonance. Selective detection of any infrared wavelength is possible with instantaneous photon conversion efficiency near unity.

La détection d'une onde infrarouge par conversion de fréquence vers le visible reste un domaine de l'optique non linéaire assez peu exploré. S'il est relativement aisé de faire cette conversion pour de l'infrarouge proche dans des cristaux comme le niobate de lithium [1] ou la proustite [2], on est limité dans le domaine des grandes longueurs d'onde ($\lambda_{\text{IR}} > 13 \mu$) par la difficulté de trouver un cristal transparent à la fois dans l'infrarouge lointain et dans le visible.

Il paraît donc intéressant d'étudier la possibilité de construire un détecteur utilisant les vapeurs de métaux alcalins comme milieu actif. On bénéficie dans ce cas d'une transparence s'étendant dans tout le domaine infrarouge et par le jeu des résonances qui augmentent la susceptibilité non linéaire, on peut obtenir des rendements de conversion importants malgré la faible densité [3, 4, 5].

1. Préliminaires : les deux possibilités de conversion résonnante. — 1.1 TAUX DE CONVERSION. — Le milieu étant isotrope, il faut utiliser un processus de conversion à 4 photons : addition de deux ondes intenses (1 et 2) et de l'infrarouge à détecter (IR) pour obtenir une onde (+) dans le visible ou le proche UV.

Dans le cas où les trois ondes incidentes sont colinéaires, le maximum de conversion s'obtient lorsqu'elles ont le même paramètre confocal b . En adaptant à ce cas le calcul de Ward et New [6], repris par Miles et Harris [3], on déduit le taux de conversion en photons :

$$\eta = \frac{n_+}{n_{\text{IR}}} = 8 \times 10^{-2} \sigma_1 \sigma_2 \sigma_{\text{IR}}^2 N^2 \gamma^2 \pi_{L_1} \pi_{L_2} \frac{I^2}{3} \quad (1)$$

$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_{\text{IR}}$: nombres d'ondes en cm^{-1} ,
 N : densité d'atomes par cm^3 ,
 γ : susceptibilité non linéaire en ues,
 π_L : puissance laser en W
 I^2 : paramètre résultant de l'intégration du
facteur de phase : $e^{i\Delta k z} \left(1 + \frac{2iz}{b}\right)^{-2}$.

Dans le cas où la zone focale est entièrement contenue dans le milieu actif :

$$I^2 = 0 \quad \text{pour} \quad \Delta k \geq 0$$

$$I^2 = \left[\pi b \Delta k \exp\left(\frac{b \Delta k}{2}\right) \right]^2 \quad \text{pour} \quad \Delta k < 0$$

avec

$$\Delta k = k_+ - k_1 - k_2 - k_{\text{IR}}.$$

Lorsque la densité varie, l'optimum de conversion (produit $I^2 N^2$ maximum) est atteint pour

$$b \Delta k = -4 \quad (I^2 = 2,89).$$

Il est sans doute irréaliste de prétendre focaliser deux lasers et une onde infrarouge avec exactement le même foyer et le même paramètre confocal, mais nous cherchons essentiellement des ordres de grandeur. Il paraît donc raisonnable de prendre $I^2/3 = 1$ pour $\Delta k \simeq -4/b$.

1.2 CONVERSION RÉSONNANTE. — Si nous cherchons à obtenir un taux de conversion proche de l'unité avec des puissances laser raisonnables (quelques

dizaines de kW), l'équation 1 nous montre qu'il faut un γ de l'ordre de 10^{-27} à une pression voisine du torr ($N = 3,5 \times 10^{16}$).

Pour obtenir de telles valeurs de γ (10^{10} γ_{argon}), il faut employer la résonance exacte à deux photons dont les avantages (absence d'absorption et de dispersion forte) ont été signalés par de nombreux auteurs [7, 8].

Dans le cas des métaux alcalins, le niveau fondamental étant un niveau S, la résonance pourra avoir lieu sur un niveau S ou D; nous noterons x ce niveau.

La première possibilité (Fig. 1) est de choisir les fréquences des deux lasers (qui peuvent être identiques) de façon à ce que leur somme coïncide avec le niveau x. C'est la méthode employée par Bloom *et al.* [4]. Mais dans ce cas, les puissances laser incidentes sont limitées par l'absorption à deux photons qui peut causer la saturation de la résonance [8, 9]. Le taux de conversion sera donc limité à des valeurs assez faibles sauf dans quelques cas particuliers sur lesquels nous reviendrons.

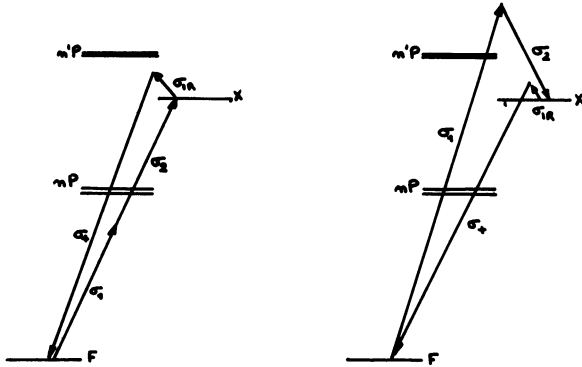


FIG. 1. — Conversion résonnante à bande large.

La deuxième possibilité (Fig. 2) est d'exciter le niveau x avec une onde laser et l'onde infrarouge à mesurer. Celle-ci étant par définition une onde faible, le problème de la saturation de la résonance n'apparaît plus; les puissances laser entrant en jeu pourront être supérieures de plusieurs ordres de grandeur. Le détecteur est alors un détecteur sélectif sensible uniquement à l'infrarouge de nombre d'onde

$$\sigma_{\text{IR}} = \sigma_x - \sigma_1$$

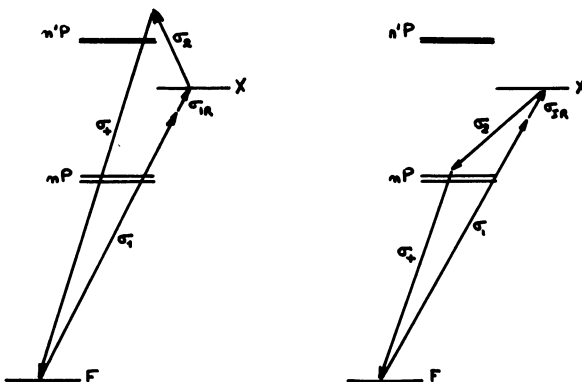


FIG. 2. — Détecteur sélectif.

avec une largeur de bande $\delta\sigma_x + \delta\sigma_1$ qui peut être inférieure au $1/10^6$ de cm^{-1} .

Cette méthode apparaît donc plus prometteuse si l'on cherche une grande sensibilité. Mais on n'a plus l'avantage de transcrire d'un coup dans le visible l'ensemble du spectre de l'onde infrarouge. Selon le genre de problème, les deux méthodes peuvent présenter de l'intérêt. Nous avons développé un procédé d'étude systématique qui permet de traiter les deux simultanément, aussi bien pour la détermination de la susceptibilité γ que pour la condition d'accord de phase. Ceci est possible grâce aux relations entre les fréquences imposées par la résonance sur le niveau x.

2. Calcul de la susceptibilité non linéaire. — Le calcul est considérablement simplifié par la résonance à deux photons; on peut en effet négliger dans l'expression générale tous les termes qui n'ont pas de dénominateur résonnant; γ se met alors sous la forme :

$$\gamma = \frac{e^4}{\hbar^3} \frac{1}{(2\pi c)^3} \cdot \frac{1}{\Delta\sigma} g_x(\sigma) g_x(\sigma')$$

$$g_x(\sigma) = \sum_n \langle F | z | nP \rangle \langle nP | z | x \rangle \times \\ \times \left\{ \alpha_{1/2}^x \left[\frac{1}{\sigma_{nP1/2} + \sigma} + \frac{1}{\sigma_{nP1/2} - (\sigma_x + \sigma)} \right] \right. \\ \left. + \alpha_{3/2}^x \left[\frac{1}{\sigma_{nP3/2} + \sigma} + \frac{1}{\sigma_{nP3/2} - (\sigma_x + \sigma)} \right] \right\}$$

F (niveau fondamental) et x (niveau choisi pour la résonance) étant fixés, la somme s'effectue uniquement sur la série des niveaux nP.

$\alpha_{1/2}^x$, $\alpha_{3/2}^x$ sont les poids respectifs des éléments de matrice sur les différents chemins entre les sous-niveaux, le produit $\langle F | z | nP \rangle \langle nP | z | x \rangle$ caractérisant l'ensemble de la transition, sous-niveaux réunis.

Dans la référence [12] nous trouvons tous les éléments pour le calcul des α^x . Dans le cas où toutes les ondes sont polarisées linéairement, on obtient :

Si x est un niveau S :

$$\alpha_{1/2}^S = \frac{1}{9}$$

$$\alpha_{3/2}^S = \frac{2}{9}.$$

Si x est un niveau $D_{3/2}$:

$$\alpha_{1/2}^{3/2} = \frac{\sqrt{2}}{9}$$

$$\alpha_{3/2}^{3/2} = \frac{\sqrt{2}}{45}.$$

Si x est un niveau $D_{5/2}$:

$$\alpha_{1/2}^{5/2} = 0$$

$$\alpha_{3/2}^{5/2} = \frac{2\sqrt{3}}{15}.$$

Cette manière d'exprimer γ rend compte de la symétrie entre l'excitation du niveau x et la révélation de cette excitation.

Dans le cas *spectre* l'excitation $\sigma_1 + \sigma_2$ est révélée par σ_{IR} , il faut donc prendre $\sigma = -\sigma_2$ $\sigma' = \sigma_{\text{IR}}$.

Dans le cas *filtre sélectif*, σ_2 révèle l'excitation $\sigma_1 + \sigma_{\text{IR}}$, on aura donc : $\sigma = -\sigma_{\text{IR}}$ $\sigma' = \sigma_2$.

σ_2 pouvant être positif ou négatif selon le cas de figure *a* ou *b* des figures 1 et 2 ⁽¹⁾.

$\Delta\sigma$ est la largeur de la résonance en nombre d'onde : pour profiter au maximum de la résonance, il faut que la largeur des fréquences d'excitations soit de l'ordre de la largeur du niveau x , qui est ici la largeur Doppler de l'ordre du dixième de cm^{-1} .

Donc dans le premier cas $\delta\sigma_1 + \delta\sigma_2 \lesssim \delta\sigma_x$.

Dans le cas filtre sélectif $\delta\sigma_1 \lesssim \delta\sigma_x$, la largeur détectée en infrarouge étant de l'ordre de $\delta\sigma_x$.

Par contre la révélation de l'excitation est indépendante de la largeur de raie, ceci paraît évident dans le cas *spectre*, chaque fréquence IR étant convertie indépendamment des autres. Dans le cas détecteur sélectif, la conséquence est que la fréquence σ_1 seule doit être étroite, la largeur de raie $\delta\sigma_2$ peut être quelconque dans les limites imposées par la condition d'accord de phase.

Il suffit de tracer $g_x(\sigma)$ pour les différents métaux alcalins et différents niveaux x pour avoir une étude générale de γ . Nous avons utilisé pour cela des valeurs d'éléments de matrice données dans la référence [12] et les tables de niveaux atomiques du National Bureau of Standards [10].

La figure 3 donne un exemple de courbe $g(\sigma)$ sur les niveaux $5D_{3/2}$ et $7S$ du césium.

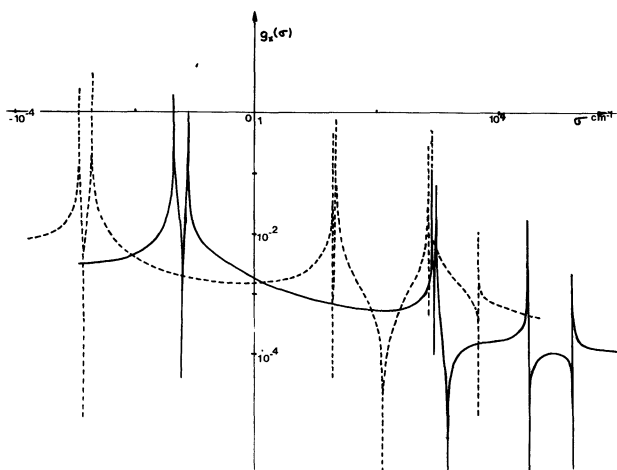


FIG. 3. — Variations de $g_x(\sigma)$ pour 2 niveaux du césium
— $x = 5D_{3/2}$; — — — $x = 7S$.

⁽¹⁾ Dans le cas $\sigma < 0$ le facteur de phase devient

$$e^{i\Delta k z} \left[1 + \left(\frac{2z}{b} \right)^2 \right]^{-1}$$

soit en intégrant $I^2 = \left[\pi \exp \left(-\frac{b|\Delta k|}{2} \right) \right]^2$. Il n'y a pas d'annulation pour $\Delta k \geq 0$. Le produit $I^2 N^2$ maximum est atteint pour $b|\Delta k| = 2$ ($I^2 = 1,33$).

En exprimant les éléments de matrice en rayons de Bohr et les nombres d'onde en cm^{-1} , on obtient numériquement :

$$\gamma = 5,33 \times 10^{-23} g_x(\sigma) g_x(\sigma') \quad \text{pour } \Delta\sigma = 0,1 \text{ cm}^{-1}.$$

4. Dispersion, accord de phase. — La dispersion importante autour de la raie de résonance nous oblige à étudier en détail la condition d'accord de phase. En effet, celle-ci limite en général la pression utilisable à des valeurs très faibles dans les zones où $g_x(\sigma_2)$ serait grand.

D'après la définition classique, le vecteur de désaccord de phase est :

$$\Delta k = k_+ - (k_1 + k_2 + k_{\text{IR}})$$

avec

$$k_i = n_i \frac{\omega_i}{c} = 2\pi n_i \sigma_i.$$

Pour des raisons de commodité, nous supprimerons le facteur 2π , d'où

$$\Delta k = \Delta k(\sigma_+) - [\Delta k(\sigma_1) + \Delta k(\sigma_2) + \Delta k(\sigma_{\text{IR}})]$$

avec

$$\Delta k(\sigma_i) = \sigma_i [n(\sigma_i) - 1].$$

Les indices étant calculés d'après une formule de Sellmeier classique à partir des forces d'oscillateurs des références [3] ou [11].

Nous pouvons encore traiter les deux possibilités simultanément :

— Détecteur sélectif :

$$\Delta k = \Delta k(\sigma_+) - \{ \Delta k(\sigma_+ - \sigma_x) + [\Delta k(\sigma_{\text{IR}}) + \Delta k(\sigma_x - \sigma_{\text{IR}})] \}$$

σ_{IR} étant faible le terme [] varie peu et reste peu différent de $\Delta k(\sigma_x)$. Il suffit donc de tracer les courbes

$$\begin{aligned} \Delta k(\sigma_+) \\ \Delta k(\sigma_+ - \sigma_x) + \Delta k(\sigma_x) \end{aligned}$$

Δk apparaît donc comme différence des deux en grandeur et en signe.

— Spectre :

$$\begin{aligned} \Delta k &= \Delta k(\sigma_x + \sigma_{\text{IR}}) - \Delta k(\sigma_{\text{IR}}) - \Delta k(\sigma_1) - \Delta k(\sigma_x - \sigma_1) \\ &\simeq - \{ \Delta k(\sigma_1) - [\Delta k(\sigma_1 - \sigma_x) + \Delta k(\sigma_x)] \} \end{aligned}$$

Δk sera donc donné par le même réseau de courbes ; σ_1 étant la variable, le signe étant inversé.

Sur la figure 4, nous reproduisons les courbes correspondant aux niveaux $5D$ et $7S$ du césium.

5. Performances du détecteur. — Avant d'entrer plus avant dans les détails, nous devons dire quelques mots des problèmes de sensibilité et de bruit, ceux-ci

ayant guidé le choix des solutions envisagées dans les deux chapitres suivants.

L'idée de base de cette étude était de voir si l'on peut obtenir un détecteur fonctionnant dans tout le domaine infrarouge lointain avec des performances équivalentes à celles des détecteurs existants pour l'étude de sources faibles continues (applications astrophysiques en particulier).

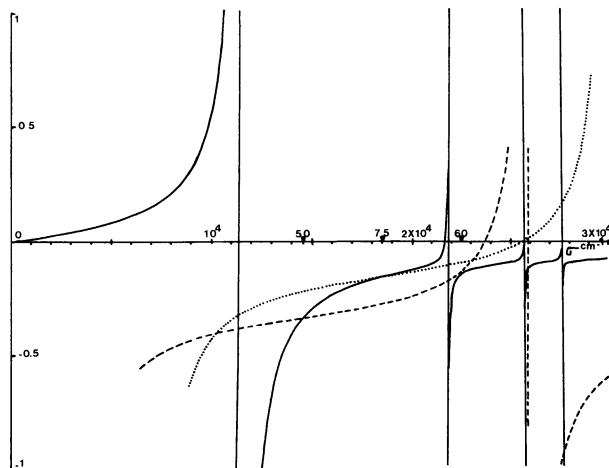


FIG. 4. — Courbes d'accord de phase pour le césium à 1 torr ($N = 3,5 \times 10^{16}$) : — $\Delta k(\sigma)$; — — $\Delta k(\sigma - \sigma_x) + \Delta k(\sigma_x)$ $x = 5D_{3/2}$ ou $5D_{5/2}$; ····· $\Delta k(\sigma - \sigma_x) + \Delta k(\sigma_x)$ $x = 7S$.

Nous pouvons opérer de deux façons :

— avec des lasers pulsés le taux de conversion peut être voisin de l'unité, le rendement quantique réel dépendra alors essentiellement du temps de fonctionnement effectif :

$$\eta^* = \eta \tau \rho$$

$\tau = F \Delta t$ = fréquence de répétition $\times$ largeur de pulse,

ρ : rendement quantique de l'ensemble photocathode + filtrage,

— avec des lasers continus $\eta^* = \eta \rho$, mais η sera plus faible.

Les trois principales sources de bruit sont :

- la lumière parasite laser,
- le bruit d'obscurité du photomultiplicateur.
- le rayonnement thermique de l'environnement à 300 K.

a) L'emploi du processus à quatre photons permet d'avoir une fréquence somme éloignée des fréquences excitatrices. Il est donc plus facile d'arriver à des taux de réjection élevés. Nous négligerons l'influence de cette source devant les deux autres.

b) Le flux équivalent de bruit s'obtient en ramenant à l'entrée la fluctuation du bruit d'obscurité p exprimé en coups par seconde.

Pour obtenir un rapport signal/bruit unité en un temps d'intégration T , il faut un flux :

$$F = \frac{\sqrt{pT}}{\eta^* T} \quad \text{pour un fonctionnement en continu}$$

$$F = \frac{\sqrt{p\tau T}}{\eta^* T} \quad \text{pour un fonctionnement en impulsions avec un intégrateur à porte.}$$

Si la longueur d'onde somme est inférieure à $0,7 \mu$ on peut avoir $p = 1 \text{ s}^{-1}$ et $\rho = 0,1$.

Pour avoir une puissance équivalente de bruit ⁽²⁾ de $10^{-13} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ à 500 cm^{-1} , il faudra :

$$\begin{aligned} \eta &> 10^{-6} \quad \text{en continu} \\ \tau &> 10^{-12} \quad \text{en impulsions.} \end{aligned}$$

c) Si nous limitons la détection de l'onde somme à un mode spatial, l'étendue optique du faisceau détecté sera λ_{IR}^2 . Sa largeur en fréquence étant de $0,1 \text{ cm}^{-1}$ (déterminée soit par le détecteur lui-même, soit par la résolution en λ_+), le nombre de photons émis par seconde par l'environnement à 300 K sera :

$$\mathcal{N} = n \varepsilon c \Delta \sigma_{\text{IR}}$$

n : nombre de photons par mode ; $n = 0,09$ à 500 cm^{-1} , ε : émissivité, de l'ordre de 0,1.

D'où le flux équivalent de bruit :

$$NEF = \frac{\sqrt{\mathcal{N} \eta^*}}{\eta^*} = \sqrt{\frac{\mathcal{N}}{\eta^*}}.$$

Si nous cherchons une puissance équivalente de bruit de $10^{-13} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ il faut

$$\eta^* > 2,7 \times 10^{-7} \quad \text{soit } \eta > 3 \times 10^{-6} \quad \text{en continu}$$

$$\tau > 3 \times 10^{-6} \quad \text{en impulsions.}$$

6. Recherche des différentes possibilités de détecteur sélectif. — L'exigence sur le temps de comptage que nous venons de dégager limite le choix de sources intenses accordables utilisables pour la fréquence σ_1 .

On peut envisager :

— un laser à colorant pompe par flash :

$$\Delta t \sim 500 \text{ ns} \quad F \sim 20 \text{ Hz} \quad \text{d'où } \tau \sim 10^{-5},$$

fonctionnement optimum de $14\,000$ à $22\,000 \text{ cm}^{-1}$;

— un laser à solide servant de pompe à un laser à colorant ou à un oscillateur paramétrique. Le seul ayant une fréquence de répétition assez élevée étant le laser à Yag Néodyme : $\Delta t \sim 20 \text{ ns}$ $F \sim 50$ à 100 Hz , le domaine de fonctionnement s'étend de $3\,000$ à $18\,800 \text{ cm}^{-1}$.

⁽²⁾ Nous définissons la puissance équivalente de bruit par la puissance de signal incident qui donne un rapport signal/bruit unité pour un temps d'intégration ramené à une seconde. Mais les chiffres donnés ne sont valables que pour $T \gg 1 \text{ s}$ pour que la statistique sur le nombre de photoélectrons comptés ait un sens.

L'écart $\sigma_x - \sigma_1$ étant faible, il est inutile de chercher pour x un niveau d'énergie supérieure à $22\,000\text{ cm}^{-1}$. Nous avons donc étudié les niveaux 7S, 5D et 6D du césium, 6S et 4D du rubidium, 5S et 3D du potassium.

En ce qui concerne σ_2 , l'influence sur γ du niveau P le plus bas est prépondérante, ce qui se traduit par une forte décroissance lorsque σ_2 augmente. L'amplitude des résonances sur les niveaux supérieurs diminue également. Nous n'avons donc tenu compte dans le calcul de g que des quatre niveaux P les plus bas, les meilleurs résultats étant obtenus pour σ_2 faible (ou même négatif).

Le troisième point à prendre en considération est l'accord de phase.

D'après la condition vue en 1, la densité optimale est celle pour laquelle $\Delta k = -2/\pi b$. Soit pour un paramètre confocal de 2 cm

$$N = N_0 \frac{0,3}{\Delta k_0} \left(N_0 \cdot \frac{0,15}{\Delta k_0} \text{ pour } \sigma_2 < 0 \right)$$

Δk_0 étant la valeur calculée pour

$$N_0 = 3,5 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-3}.$$

Pour avoir un meilleur rendement de conversion, il faut donc chercher les zones où Δk_0 est faible.

Pour le tableau I nous nous sommes limités à des fréquences σ_2 faciles à obtenir : laser Yag Néodyme ($9\,400\text{ cm}^{-1}$), laser CO_2 (940 cm^{-1}), première onde Stokes d'un oscillateur Raman pompé à $1,06\text{ }\mu$.

Dans le tableau II figurent les solutions impliquant l'approche d'une résonance secondaire (σ_+ proche d'une transition $F \rightarrow nP$). Les puissances laser nécessaires sont alors beaucoup plus faibles pour deux raisons.

D'une part, les courbes d'accord de phase se recoupent. Par le choix de σ_2 , on peut donc travailler à pression beaucoup plus élevée tout en gardant une longueur de cohérence de l'ordre du cm.

D'autre part, $g(\sigma_2)$ a un comportement résonnant, les γ sont donc supérieurs d'un ou deux ordres de grandeur.

Par contre, la fréquence σ_2 dans l'infrarouge moyen, doit avoir une valeur bien définie (à une fraction de cm^{-1} près). On est alors dans le domaine de l'oscillateur paramétrique avec lequel on obtient des intensités plus faibles.

7. Possibilités pour un détecteur à bande large. —

Nous commencerons par une analyse des résultats de la référence [4].

Sur la figure 5 nous avons tracé la courbe théorique du taux de conversion calculé pour un laser de 150 W

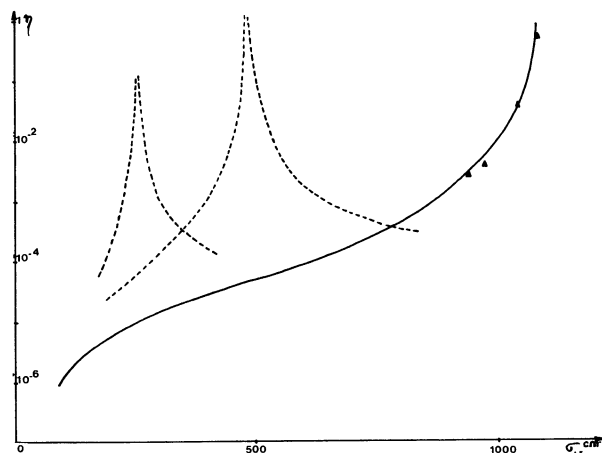


FIG. 5. — Variations du taux de conversion théorique avec σ_{IR} : $\blacktriangle$ points déduits de la référence [4]; en tirets, taux de conversion maximum possible par résonance sur les niveaux 4D et 5D.

TABLEAU I

	σ_1 cm^{-1} (a)	σ_2 cm^{-1}	π_L kW (b,a)	N/N_0 (c)	$\gamma \times 10^{29}$ ues
Cs 5D _{5/2}	14 000	9 400	260	2	2,6
5D _{3/2}	14 000 (d)	8 743 (1)	36	60	1,2
7S	18 000	9 400	320	1	5
	18 000	6 484 (2)	60	3	10
	18 000	— 940	28	15	10
6D _{3/2}	22 100 (d)	— 940	10	1	400
Rb 4D _{3/2 5/2}	18 800	+ 5 243 (3)	150	10	0,8
	18 800	— 5 243	450	0,3	12

(a) Pour $\sigma_{\text{IR}} \simeq 500\text{ cm}^{-1}$.

(b) $\pi_L = \sqrt{\pi_{L1} \times \pi_{L2}}$, puissance nécessaire pour $\eta \simeq 1$.

(c) Densité; $N_0 = 3,5 \times 10^{16}/\text{cm}^3$.

(d) Les variations de Δk et γ avec σ_{IR} ne sont pas négligeables. Les conditions optimums sont à déterminer pour chaque fréquence.

(e) Largeur imposée par l'accord de phase.

(1) Raman CS_2 .

(2) Raman CH_4 .

(3) Raman H_2 .

TABLEAU II

	σ_1 cm ⁻¹ (a)	σ_2 cm ⁻¹	$\delta\sigma_2$ cm ⁻¹ (e)	π_L kW (a,b)	N/N_0 (c)	$\gamma \times 10^{29}$ ues
Cs 5D _{3/2}	14 000	7 303	1,2	1	60	30
7S	18 000	7 149	2	0,15	60	200
7S	18 000	7 232	0,8	0,13	60	230
7S	18 000	9 099	0,8	0,7	60	40
7S	18 000	9 141,7	0,8	0,7	60	40
Rb 4D _{3/2 5/2}	18 800	8 454	0,8	3,5	60	8
K 5S	20 500	7 965	2	2,6	30	20
3D _{3/2 5/2}	21 000	- 8 532,36	0,06	0,4	6	630

(a) Pour $\sigma_{IR} \simeq 500$ cm⁻¹.

(b) $\pi_L = \sqrt{\pi_{L1} \times \pi_{L2}}$, puissance nécessaire pour $\eta \simeq 1$.

(c) Densité ; $N_0 = 3,5 \times 10^{16}$ /cm³.

(d) Les variations de Δk et γ avec σ_{IR} ne sont pas négligeables. Les conditions optimums sont à déterminer pour chaque fréquence.

(e) Largeur imposée par l'accord de phase.

(1) Raman CS₂.

(2) Raman CH₄.

(3) Raman H₂.

et de 0,1 cm⁻¹ de largeur de raie. Nous constatons un très bon accord entre cette courbe et les valeurs mesurées.

Pour pouvoir utiliser le détecteur dans l'infrarouge plus lointain, il faudrait améliorer la conversion des grandes longueurs d'onde. On peut penser à augmenter la puissance, mais nous constatons, d'après les estimations des mêmes auteurs [8] que l'intensité au foyer est proche de l'intensité de saturation (5 MW/cm²).

On se trouve donc dans un cas intermédiaire où le taux de conversion instantané est faible mais la puissance laser nécessaire encore trop grande pour pouvoir travailler avec des lasers continus.

On ne peut pas non plus utiliser le point où l'accord de phase exact serait possible, entre les niveaux 3P_{1/2} et 3P_{3/2}. En effet, les niveaux D_{3/2} et D_{5/2} étant confondus dans la longueur Doppler, on doit tenir compte de la somme $\gamma_{3/2} + \gamma_{5/2}$ qui est nulle en ce point.

En utilisant comme niveaux relais les niveaux 4D ou 5D, on déplace la résonance secondaire vers l'infrarouge lointain (492 et 260 cm⁻¹). L'absorption à deux photons étant proportionnelle à $(g_x(-\sigma_2) I_L)^2$, on peut penser que la saturation se produira pour une même valeur de ce produit. Le taux de conversion

maximum varie donc comme $(g_x(\sigma_1) \cdot \sigma_1)^2$. Sur la figure 5, figurent en pointillés les deux courbes correspondantes.

Remarquons enfin que dans ces deux derniers cas, la condition d'accord de phase ne peut pas être respectée si on utilise un seul laser ($\sigma_1 = \sigma_2$), contrairement au cas de résonance sur 3D.

Ce dispositif semble donc moins intéressant pour le but poursuivi excepté pour une bande étroite entre 480 et 500 cm⁻¹.

8. Conclusion. — Nous avons montré l'intérêt de la conversion de fréquence résonnante pour la détection infrarouge. Des taux de conversion instantanés de l'ordre de l'unité peuvent être atteints assez aisément avec les solutions citées dans les tableaux I et II. En ce qui concerne la détection de sources continues, un rendement quantique global de 10^{-7} est possible avec les systèmes lasers existants. Un laser Yag Néodyme doublé fonctionnant à 50 coups/s peut servir de pompe simultanément à un laser à colorant et à un oscillateur paramétrique donnant les fréquences σ_1 et σ_2 , de la première ligne du tableau II avec la puissance nécessaire. La puissance équivalente de bruit est alors comparable à celle d'un bon détecteur classique (10^{-13} W.Hz^{1/2}).

Bibliographie

- [1] MIDWINTER, J. E., *Appl. Phys. Lett.* **14** (1969) 29.
- [2] LUCY, R. F., *Appl. Opt.* **11** (1972) 1329.
- [3] MILES, R. B. and HARRIS, S. E., *IEEE J. Quantum Electron.* **9** (1973) 470.
- [4] BLOOM, D. M., YARDLEY, J. T., YOUNG, J. F. and HARRIS, S. E., *Appl. Phys. Lett.* **24** (1974) 427.
- [5] SOROKIN, P. P., WYNE, J. J. and LANKARD, J. R., *Appl. Phys. Lett.* **22** (1973) 342.
- [6] WARD, J. F. and NEW, G. H. C., *Phys. Rev.* **185** (1969) 57.
- [7] MILES, R. B. and HARRIS, S. E., *Appl. Phys. Lett.* **19** (1971) 385.
- [8] HARRIS, S. E. and BLOOM, D. M., *Appl. Phys. Lett.* **24** (1974) 229.
- [9] NAKATSUKA, H., OKADA, J., MATSUOKA, M., *J. Phys. Soc. Japan* **37** (1974) 1406.
- [10] *Nat. Bur. Stand. Circ.* **467** (1949) Na, K, (1952) Rb, (1958) Cs.
- [11] *NBS NSRDS* 22 Vol. II (1969).
- [12] EICHER, H., *IEEE QE* **11** (1975) 121.