

La stabilité de ce système n'a pas été étudiée en détail comme le laser précédent. Néanmoins, l'examen du train d'impulsion à l'oscilloscope a montré l'existence de fluctuations basse-fréquence (< 10 kHz) plus importantes que dans le cas du laser Micro-contrôle.

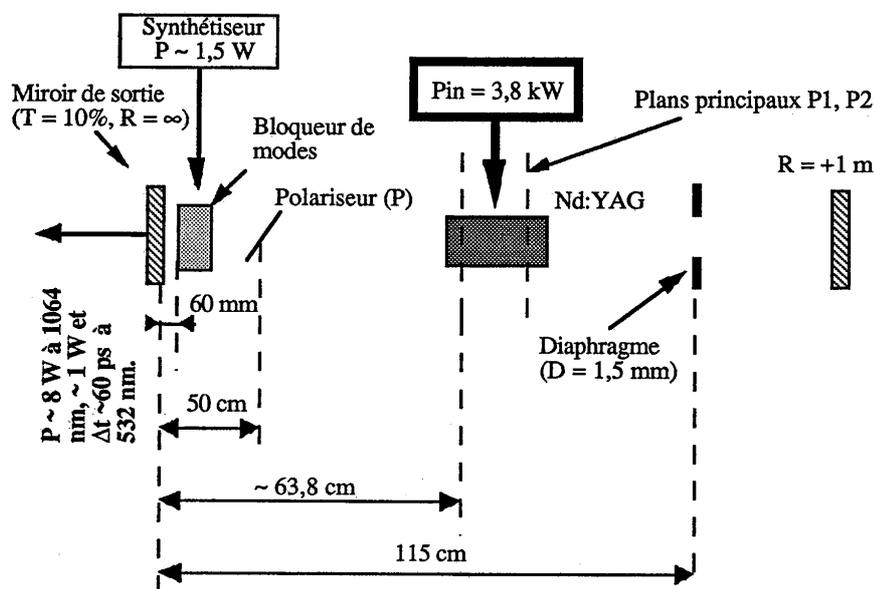


Figure 22 : Schéma de la cavité laser réalisée à partir de la tête Holobeam.

I.4. CARACTERISATION DU LASER Nd:YAG CONTINU A MODES COUPLES

I.4.1. Rappel sur les différentes techniques de mesure des impulsions lumineuses

Nous rappelons ici les trois principales méthodes qui permettent de mesurer la durée d'une impulsion lumineuse très brève.

La première consiste à utiliser une photodiode (les plus rapides sur le marché ont des temps de montée d'environ 25 ps) reliée à un oscilloscope rapide (les oscilloscopes à échantillonnage ont des temps de montée d'environ 25 ps). Cette méthode est la plus simple à mettre en oeuvre mais elle ne

permet pas d'effectuer directement la mesure des impulsions ultracourtes (< 10 ps) délivrées par un laser à colorant.

Une autre méthode consiste à utiliser un autocorrélateur optique [26-28]. Celui-ci permet de mesurer des impulsions dont la durée peut être inférieure à 10 fs ! Il présente cependant deux inconvénients :

- d'abord, il donne accès à la fonction d'autocorrélation de l'impulsion et non à son profil temporel. Pour obtenir la largeur à mi-hauteur de l'impulsion, on est donc obligé de faire une hypothèse sur sa forme.

- Ensuite, la fonction d'autocorrélation étant construite point par point, la courbe obtenue résulte de l'accumulation de plusieurs millions d'impulsions. Si le train d'impulsions présente des fluctuations, celles-ci sont intégrées et le diagnostic est alors incomplet. Récemment, une équipe de l'Institut d'Optique a développé un autocorrélateur monocoup d'impulsions femtosecondes qui permet l'analyse des fluctuations impulsion par impulsion [29].

- Enfin, la troisième méthode consiste à étudier les impulsions brèves à l'aide d'une caméra à balayage de fente. C'est la voie que nous avons adoptée. La caméra à balayage de fente permet d'obtenir le profil temporel $I(t)$ de l'impulsion lumineuse, avec une résolution qui dans notre cas était voisine de 5 ps mais il existe sur le marché des tubes à fentes dont la résolution est subpicoseconde (~ 600 fs chez Hamamatsu). Elle peut fonctionner soit en sinusoïdal, soit en monocoup. Nous allons détailler son principe de fonctionnement et ses deux modes d'utilisation.

I.4.2. Principe de la caméra à balayage de fente

Nous avons schématisé une caméra à balayage de fente (CBF) sur la figure 23.

L'impulsion lumineuse incidente de section circulaire est convertie, après passage à travers une fente, en un faisceau d'électrons de section rectangulaire. Après déflexion, la distribution temporelle des instants d'arrivée des photons sur la photocathode correspond une répartition spatiale de l'intensité sur l'écran luminophore. Les plaques de déviation assurant la déflexion du faisceau d'électrons sont pilotées par des circuits de balayage donnant lieu à des sensibilités comprises entre 200 et 400 ps / cm sur l'écran luminophore. La CBF peut fonctionner en monocoup ou en sinusoïdal.

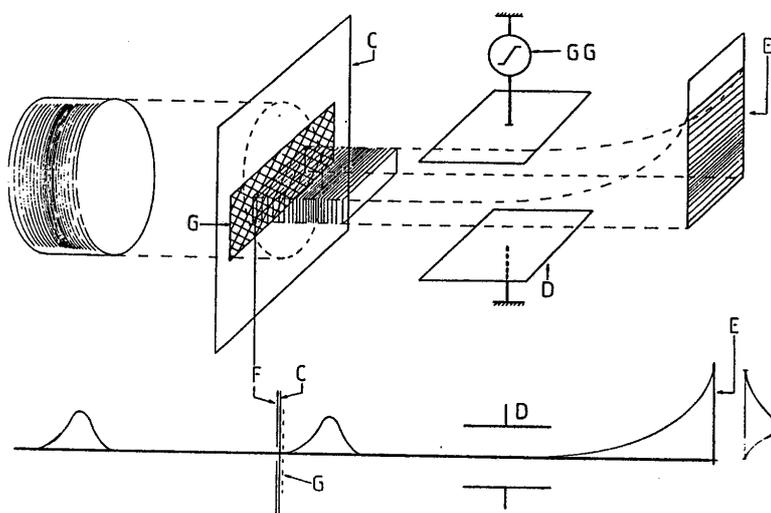


Figure 23 : Schéma de principe d'une caméra à balayage de fente :
F = fente, C = photocathode, G = grille, D = plaques de déflexion, GG = générateur de balayage, E = écran.

I.4.3. La caméra à balayage de fente utilisée en mode monocoup (ou déclenché)

Nous avons représenté figure 24 le dispositif complet de mesure constitué principalement du laser Nd : YAG continu, à modes couplés, doublé en fréquence par un cristal de KTP (la photocathode de la caméra, de type S1, n'est sensible que dans le visible) et de la caméra à balayage de fente munie d'un circuit de déflexion à rampe déclenchée en parfait synchronisme avec le train lumineux.

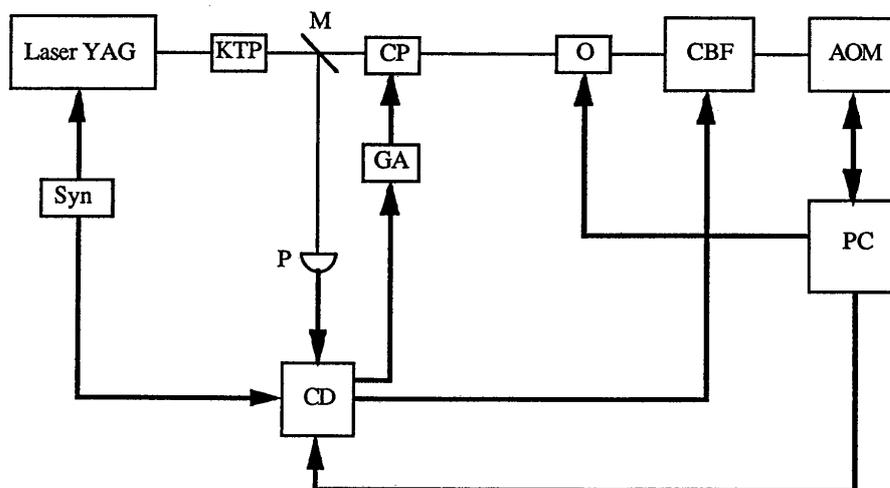


Figure 24 : Schéma de l'installation permettant de mesurer des impulsions uniques : M = séparatrice, CP = cellule de Pockels, O = obturateur, CBF = caméra à balayage de fente, AOM = analyseur optique multicanal, PC = micro-ordinateur, GA = générateur à avalanche, P = photodiode, Syn = synthétiseur, CD = circuit de déclenchement.

NB : Les traits fins correspondent aux faisceaux optiques, les traits épais aux liaisons électriques.

Syn est le circuit comportant essentiellement le synthétiseur de fréquence suivi d'un amplificateur de puissance assurant le couplage de modes dans la cavité à l'aide d'un cristal acousto-optique.

Une sortie électrique synchrone au signal délivré par le synthétiseur permet d'ouvrir une porte électronique du circuit de déclenchement CD assurant la sélection d'une impulsion électrique unique dans le train périodique engendré par la photodiode P qui reçoit une fraction de l'intensité du faisceau laser par l'intermédiaire du miroir M semi-réfléchissant. L'impulsion électrique à la sortie de CD permet d'isoler une impulsion lumineuse dans le train laser grâce à l'ouverture de la cellule de Pockels PC, commandée par le générateur à avalanche GA.

Cette impulsion lumineuse est analysée par la CBF dont le déclenchement est initialisé par le circuit CD.

Lorsqu'on détecte une impulsion lumineuse incidente unique, la luminosité de la trace apparaissant sur l'écran n'est pas suffisante pour permettre son enregistrement. Cependant, l'adjonction d'un intensificateur de lumière (non représenté sur la figure) à galette de microcanaux permet d'obtenir un niveau suffisant de luminosité pour analyser et numériser l'image par

l'intermédiaire d'un analyseur optique multicanal. Ce dernier est constitué d'un réseau linéaire de 512 photodiodes directement couplé par fibres optiques à l'amplificateur de brillance.

Le micro-ordinateur (PC) a pour rôle de mémoriser les données fournies par l'analyseur et permet leur exploitation. L'initialisation du séquençage de l'expérience se fait à partir du clavier du calculateur qui commande également un obturateur mécanique rapide O placé devant la caméra dont le rôle est d'éviter un éblouissement de la photocathode dû à la lumière parasite du faisceau lumineux.

I.4.4. La caméra à balayage de fente utilisée en mode sinusoïdal (ou synchroscan)

Lorsque la caméra à balayage de fente est associée à un laser continu à modes couplés, une méthode simple pour produire la déflexion de la caméra consiste à appliquer une différence de potentiel sinusoïdale de fréquence égale au taux de répétition des impulsions du laser. Une linéarité du balayage meilleure que 5 % est obtenue pour une demi amplitude de la hauteur crête à crête de la sinusoïde (fig.26).

Nous avons représenté sur la figure suivante (fig.25) le montage expérimental employé pour l'analyse d'impulsions lumineuses au taux de répétition du laser, c'est à dire 82 MHz. Syn, AOM et PC sont des éléments déjà décrits précédemment. La déflexion sinusoïdale de la CBF est obtenue en détectant une fraction de l'intensité du faisceau laser par la photodiode rapide P dont le signal électrique est mis en forme et est appliqué à un amplificateur de puissance sélectif pilotant les plaques de déviation. Nous détaillerons le rôle du Fabry-Pérot au paragraphe I.4.5.2.

La synchronisation du balayage peut aussi être effectuée, non plus en prélevant une partie du signal optique (déclenchement optique) mais en utilisant simplement un signal électrique délivré par le synthétiseur puis doublé en fréquence (déclenchement électrique).

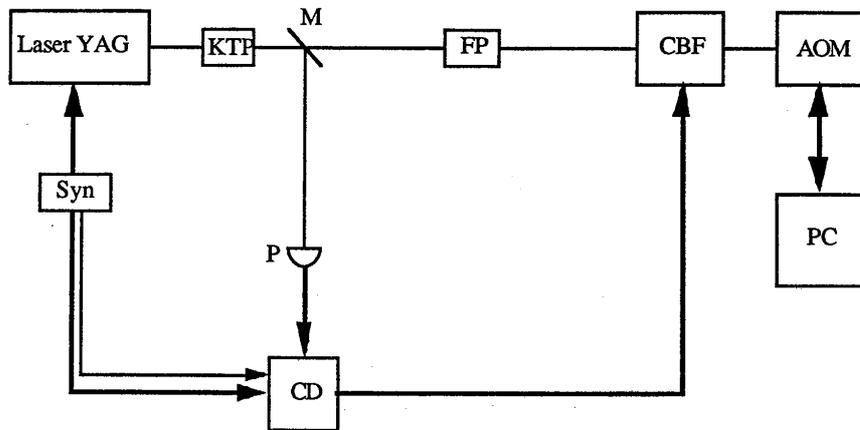


Figure 25 : Schéma de l'installation lorsque la caméra fonctionne en mode sinusoïdal : M = séparatrice, FP = Fabry-Pérot, CBF = caméra à balayage de fente, AOM = analyseur optique multicanal, PC = micro-ordinateur, P = photodiode, Syn = synthétiseur, CD = circuit de déclenchement.

NB : les traits fins correspondent aux faisceaux optiques, les traits épais aux liaisons électriques.

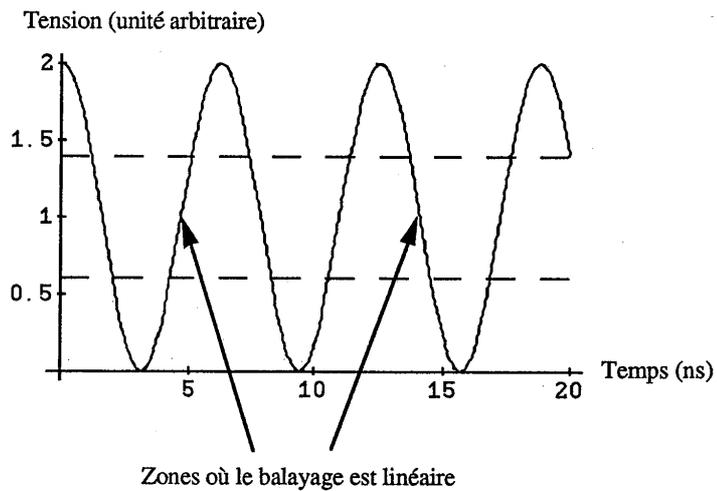


Figure 26 : Signal de balayage pour la caméra utilisée en mode synchroscan.

I.4.5. Caractérisation des impulsions délivrées par le laser Nd:YAG continu après doublage de fréquence

I.4.5.1. Analyse en mode monocoup [24]

La méthode de réglage du laser consiste à minimiser les fluctuations d'amplitude du train et la durée des impulsions visualisées à l'aide de la caméra à balayage de fente en ajustant à la fois la longueur de la cavité et l'orientation du cristal acousto-optique.

Après avoir suivi cette procédure pour obtenir un réglage optimal du laser, nous avons enregistré au coup par coup plusieurs impulsions visualisées figure 27. Chaque trace représente une impulsion unique. Leur largeur à mi-hauteur est voisine de 60 ps. Remarquons que la trace présente une épaisseur liée aux propriétés statistiques du processus de détection photoélectrique. D'une façon générale, pour un canal donné, lorsque l'intensité de l'impulsion donne lieu à l'enregistrement de N coups sur l'analyseur, les fluctuations statistiques d'amplitudes sont données par $N^{1/2}$ ce qui correspond à une erreur relative de $1/N^{1/2}$. On peut donc penser que pour diminuer les fluctuations statistiques, on doit travailler avec des signaux de fortes intensités (N grand) mais en pratique, on prend garde à ne pas saturer la photocathode du tube à fente.

Toujours en suivant la procédure de réglage évoquée précédemment, nous avons enregistré au coup par coup plusieurs impulsions et représenté sur la figure 28 leur amplitude et leur largeur à mi-hauteur sur environ 5 mn.

L'analyse des résultats monocoups met clairement en évidence des fluctuations faibles d'amplitude ($< \pm 5\%$) corrélées avec des fluctuations de largeurs des impulsions lasers. Ces fluctuations rapides sont moyennées par la photodiode et seule la CBF permet un réglage optimal du laser.

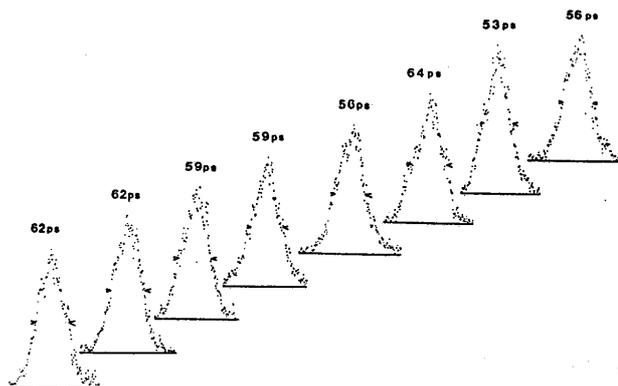


Figure 27 : Enregistrements monocoups.

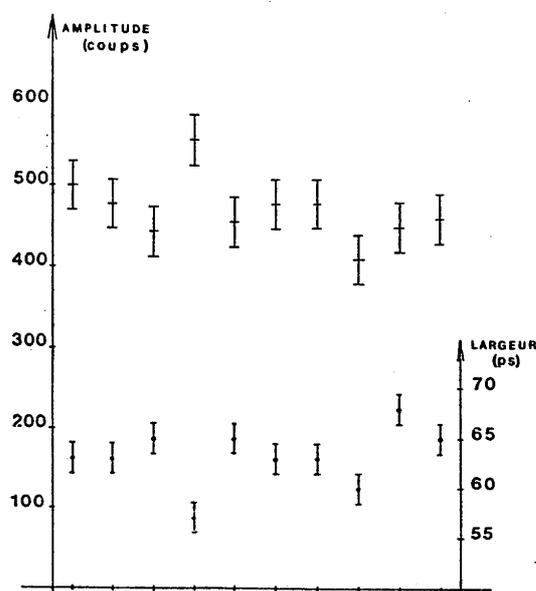


Figure 28 : Enregistrements monocoups sur environ 5 mn : mise en évidence des fluctuations en amplitude et de largeur à mi-hauteur.

I.4.5.2. Analyse en mode sinusoïdal [24]

En mode sinusoïdal (et aussi en mode monocoup), la calibration en temps (et éventuellement en amplitude) du système est réalisée en plaçant un étalon de Fabry-Pérot juste devant la caméra.

Si une impulsion arrive sous incidence normale sur l'étalon, on obtient à la sortie une succession d'impulsions lumineuses associées aux réflexions multiples à l'intérieur du Fabry-Pérot. Ces impulsions sont séparées de $2l/c$ où l est la distance entre les deux miroirs de l'étalon (200 ps dans notre cas). D'autre part, si les deux miroirs sont traités pour avoir un coefficient de réflexion de 70%, alors chaque impulsion lumineuse a une intensité moitié de celle qui la précède.

Les trois enregistrements de la figure 29 ont été obtenus pour trois réglages différents de la longueur de la cavité et de l'orientation du cristal acousto-optique. En particulier, nous avons noté l'existence de deux zones de stabilité légèrement différentes :

- pour l'une, le réglage de la cavité nous permet d'obtenir un train d'impulsions stables, dont les largeurs à mi-hauteur sont voisines de 80 ps.

- pour l'autre, en raccourcissant très légèrement la longueur de la cavité, on obtient un train d'impulsions très courtes (jusqu'à 50 ps) au détriment d'une légère perte de stabilité.

Remarquons que l'enregistrement en régime de balayage sinusoïdal correspond à l'accumulation d'environ 1 600 000 impulsions ce qui explique pourquoi la trace des profils est aussi lisse. L'examen des traces nous montre :

- une intensité voisine de 0 entre deux pics du Fabry-Pérot.
- des flancs de montée et de descente propres.

Cela signifie que les impulsions lumineuses ont des profils temporels identiques et que les fluctuations de position sont négligeables.

Enfin, concernant le modulateur acousto-optique, il est couramment admis que son rôle est prépondérant dans l'obtention de trains d'impulsions stables. Dans une première étape, nous avons utilisé un ensemble commercialisé comprenant un synthétiseur et un cristal acousto-optique avec lequel nous avons obtenu un train d'impulsions présentant des fluctuations d'amplitude très importantes à l'oscilloscope. L'utilisation d'un second synthétiseur (de type professionnel, Adret 3300) avec le même cristal acousto-optique nous a permis d'améliorer de façon notable le fonctionnement du laser et d'obtenir les résultats vus précédemment. Les résultats de l'analyse spectrale des signaux délivrés par les deux synthétiseurs sont représentés figure 30. Nous remarquons que le signal du premier synthétiseur présente une largeur de raie plus importante que le second et est très bruité. Il apparaît donc que la pureté spectrale du synthétiseur est un paramètre important conditionnant le bon fonctionnement du laser. Dans le cas du premier synthétiseur, l'analyse en mode synchroscan met en évidence des impulsions présentant des largeurs à mi-hauteur très courtes (< 50 ps) (fig. 29). Néanmoins, on note une dégradation du rapport pic / vallée qui indique des fluctuations de forme et des fluctuations inter-impulsions importantes. Ces fluctuations ont été clairement mises en évidence par l'analyse monocoup.

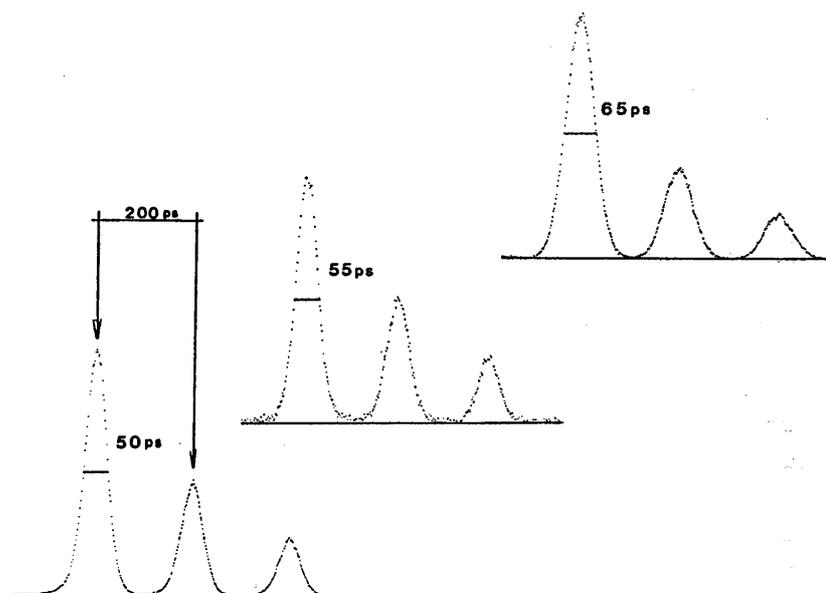


Figure 29 : Enregistrements en mode sinusoïdal pour trois réglages différents de la cavité (impulsions à 532 nm).

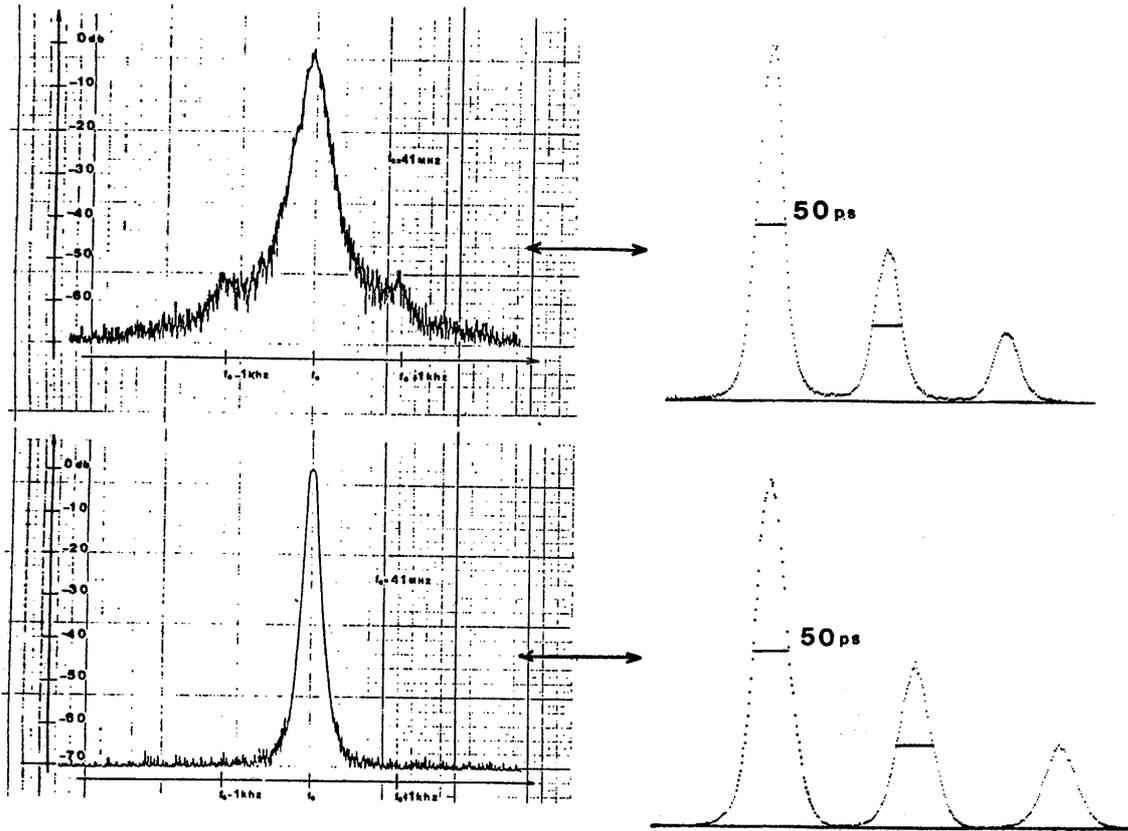


Figure 30 : Influence de la pureté spectrale du synthétiseur pilotant le modulateur acousto-optique : en haut, cas du synthétiseur Intra Action, en bas, cas du synthétiseur Adret.

Pour terminer ce paragraphe, nous avons représenté figure 31 l'évolution de la durée des impulsions à 532 nm en fonction de la puissance électrique P_m injectée dans le modulateur.

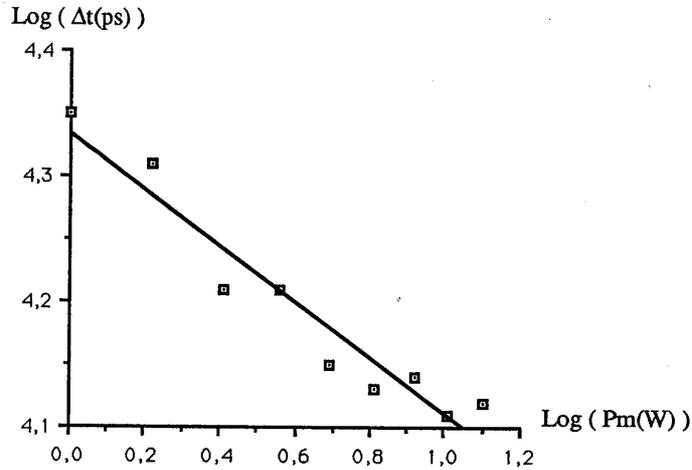


Figure 31 : Variations de la durée des impulsions à 532 nm en fonction de la puissance électrique injectée dans le modulateur.

On peut alors en déduire la relation qui lie la durée des impulsions (Δt en ps à 532 nm) à la puissance électrique (P_m en Watt) injectée dans le modulateur :

$$(89) \quad \Delta t_{532 \text{ nm}} \sim P_m^{-\frac{1}{4,5}}$$

Or, comme $\Delta t_{532 \text{ nm}} \propto \Delta t_{1064 \text{ nm}}$, on a aussi :

$$(89 \text{ bis}) \quad \Delta t_{1064 \text{ nm}} \sim P_m^{-\frac{1}{4,5}}$$

La variation de $\Delta t_{1064 \text{ nm}}$ avec P_m est proche de celle donnée par la relation (38) :

$$(38) \quad \Delta t \sim P_m^{-\frac{1}{4}}$$

La théorie de Siegman et Kuizenga offre donc une description valable du couplage de modes actif dans le cas du laser Nd:YAG. Nous verrons au chapitre 3 que cette théorie ne s'applique pas au laser à saphir dopé au titane.

I.4.6. Caractérisation des impulsions délivrées par un laser à colorant pompé en synchronisme par le laser Nd:YAG continu à modes couplés et doublé en fréquence

Le schéma de principe du système à caractériser est représenté figure 32. Il comprend le laser Nd:YAG à tête Micro-contrôle, à modes couplés et doublé en fréquence pompant en synchronisme un laser à colorant (Laser à colorant Spectra Physics 375). La puissance moyenne du faisceau de pompe est d'environ 500 mW à 532 nm, celle du laser à colorant (Rh6G) d'environ 150 mW à 600 nm.

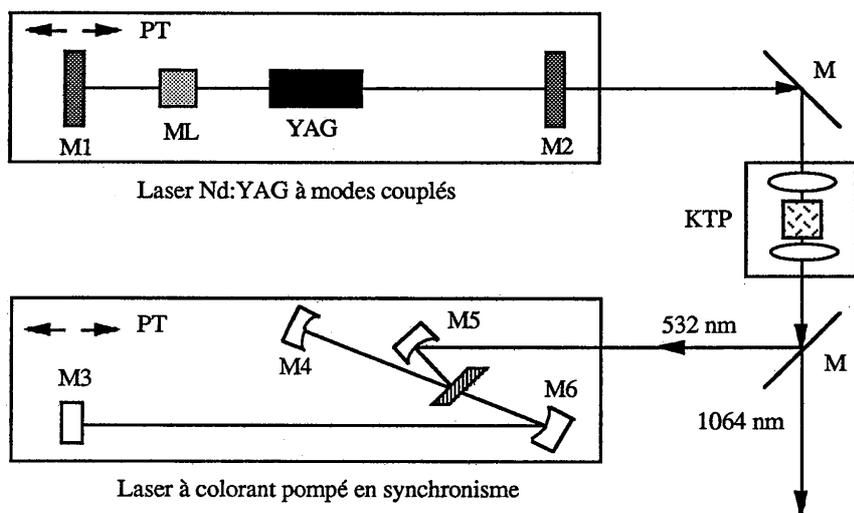


Figure 32 : Système laser picoseconde constitué d'un laser Nd:YAG continu à modes couplés et doublé en fréquence pompant en synchronisme un laser à colorant. Mi = miroirs, ML = modulateur acousto-optique, PT = platine de translation.

Nous avons caractérisé le système complet en utilisant une caméra à balayage de fente en mode monocoup et en mode sinusoïdal. L'intérêt de caractériser le laser Nd:YAG via le laser à colorant provient du fait que les fluctuations (d'amplitude notamment) sont amplifiées au niveau du laser à colorant. Ce dernier agit donc comme une loupe permettant d'étudier plus en détail les fluctuations du laser de pompe.

Nous commençons par rappeler brièvement le principe du couplage de modes actif par pompage synchrone.

I.4.6.1. Couplage de modes actif par pompage synchrone

Le principe [30, 31] fait appel à deux lasers. Le premier, utilisé pour pomper le second, est à modes couplés. Il produit donc un train d'impulsions répétitives à $c / 2L_1$ où L_1 est sa longueur de cavité. Le second laser, dont la longueur de cavité est L_2 , utilise un milieu amplificateur dont le temps de recouvrement est plus rapide que l'intervalle $2L_1 / c$ entre deux impulsions de pompe. Dans ces conditions, le gain du second laser est modulé à la fréquence $c / 2L_1$. Alors le second laser aura ses modes couplés en phase si l'intervalle de fréquence entre deux modes longitudinaux $c / 2L_2$ est égal à la fréquence de modulation $c / 2L_1$. Cette condition est réalisée si $L_2 = L_1$. Pratiquement, le miroir de sortie du second laser est monté sur une platine de translation qui permet d'ajuster finement la longueur L_2 pour que $L_2 = L_1$.

I.4.6.2. Résultats expérimentaux

Tous les résultats sont rassemblés sur les figures suivantes (33 à 41). Les trois premières (33-34-35) correspondent à l'analyse monocoup. Sur la figure 33, nous avons reporté l'enregistrement d'une impulsion unique (largeur à mi-hauteur = 10,5 ps).

Figure 34 (respectivement 35), nous avons représenté les variations de la largeur à mi-hauteur (respectivement l'amplitude) des impulsions sur 30 mn. La largeur à mi-hauteur est donnée en nombre de canaux (ch = channel). En effet, en analyse monocoup, le Fabry-Pérot de filtrage n'est pas placé en permanence devant la caméra car sinon le niveau de lumière ne serait plus suffisant. La calibration est faite une fois au début (on obtient alors la définition en ps / canal) puis l'étalon est ôté du montage. On obtient alors sur l'écran de la caméra une impulsion unique (et non pas une succession comme en sinusoïdal-fig 29). La largeur à mi-hauteur des impulsions est de 10,5 ps ($\pm 12\%$). Quant à l'amplitude, elle ne varie que de $\pm 15\%$ autour de la valeur moyenne.

Les figures suivantes correspondent à l'analyse synchroscan. Les figures 36-37-38 correspondent au cas du déclenchement optique (cf. I.4.4.). On a représenté un enregistrement figure 36. Les pics secondaires proviennent du Fabry-Pérot de calibration. Figure 37 (resp.38), nous avons représenté les variations de la largeur à mi-hauteur (resp. l'amplitude) des impulsions sur 50 mn. La largeur à mi-hauteur des impulsions est de 15,3 ps ($\pm 0,5\%$) et l'amplitude est stable à mieux que 5 % !

Enfin, les figures 39-40 et 41 correspondent au cas du déclenchement électrique. Nous avons représenté un enregistrement figure 39, ainsi que les variations des largeurs à mi-hauteur et

d'amplitude en fonction du temps (15 mn) sur les figures 40 et 41. La largeur à mi-hauteur est de 31,6 ps ($\pm 2,5$ ps) et l'amplitude varie de ± 8 %.

Remarquons que la mesure de la largeur à mi-hauteur diffère suivant que la caméra est utilisée en monocoup ou en sinusoïdal (déclenchement optique / électrique). La largeur à mi-hauteur vaut 10,5 ps en monocoup. En sinusoïdal et en déclenchement électrique, le signal optique est peu corrélé au signal de balayage (jitter de position des impulsions), on peut donc s'attendre à observer des largeurs à mi-hauteurs plus importantes (environ 32 ps dans notre cas). Dans le cas du sinusoïdal en déclenchement optique, le signal observé étant partiellement corrélé au signal de balayage, on observe des largeurs à mi-hauteur inférieures aux précédentes (environ 16 ps). L'analyse plus détaillée de ces différences de mesure doit permettre de déterminer le jitter de position des impulsions ainsi que le jitter introduit par le circuit de balayage de la caméra [32].

Quoiqu'il en soit, la mesure monocoup reste la seule méthode qui permette de déterminer précisément la largeur à mi-hauteur des impulsions.

Dans la pratique, il est plus facile d'utiliser le mode sinusoïdal. Il permet entre autre le réglage et l'optimisation du laser en temps réel, en visualisant les signaux issus de la barrette de photodiodes sur un écran d'oscilloscope.

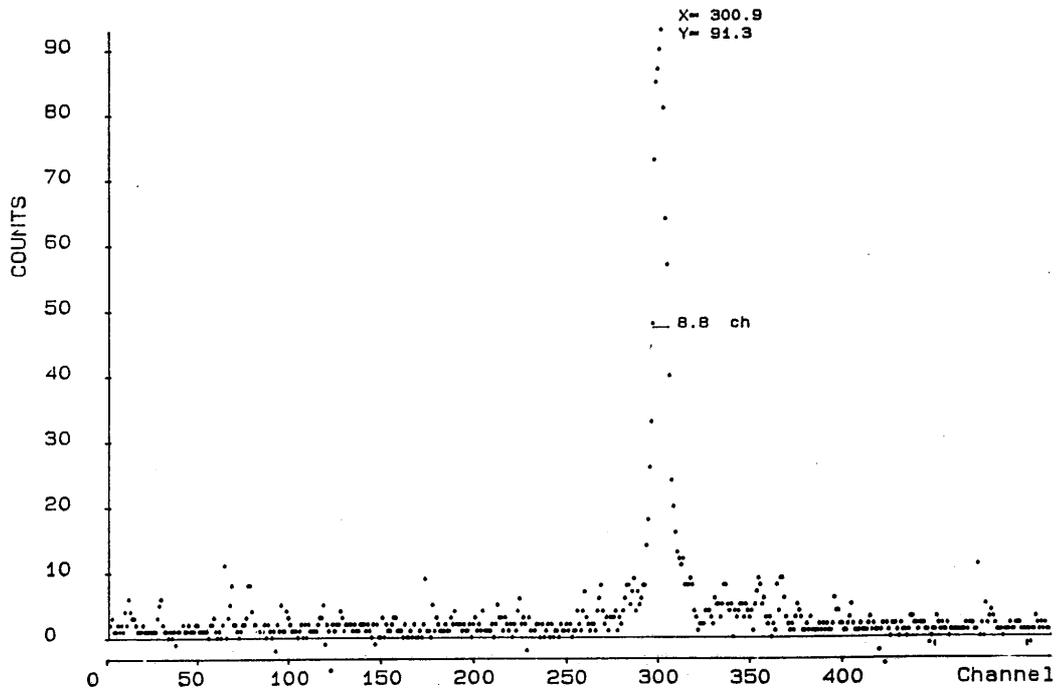


Figure 33 : Enregistrement monocoup d'une impulsion issue du laser à colorant. Sa largeur à mi-hauteur est de 8,8 canaux, soit 10,5 ps.

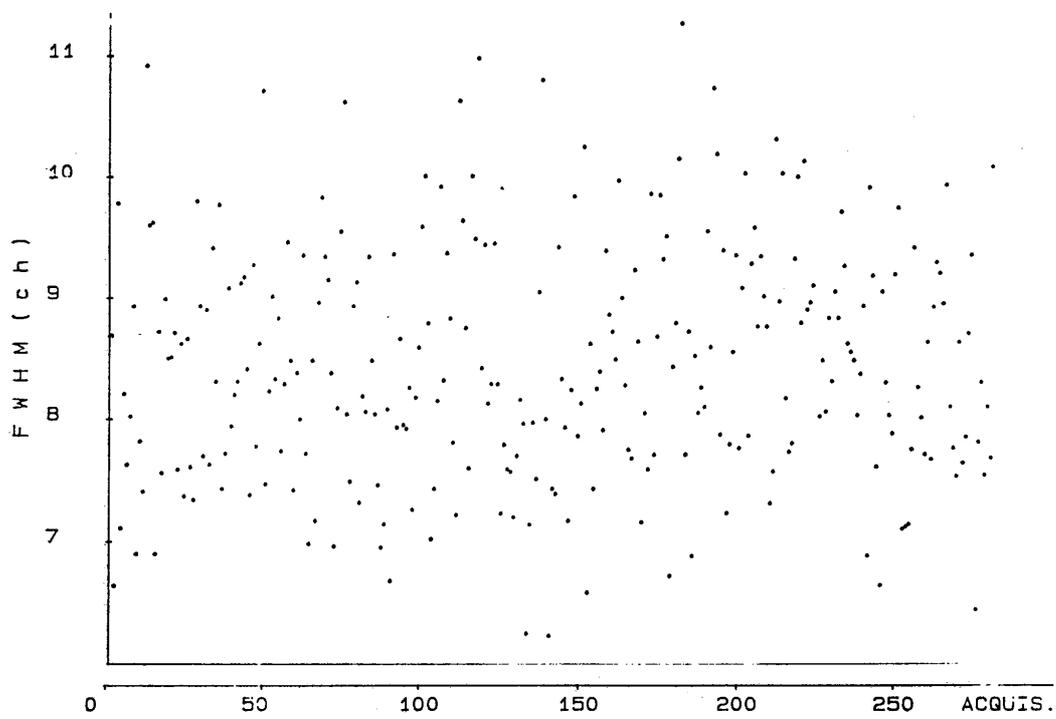


Figure 34 : Variations de la largeur à mi-hauteur des impulsions issues du laser à colorant, la mesure étant réalisée en mode monocoup sur environ 30 mn. La largeur à mi-hauteur des impulsions est de 10,5 ps à $\pm 12\%$.

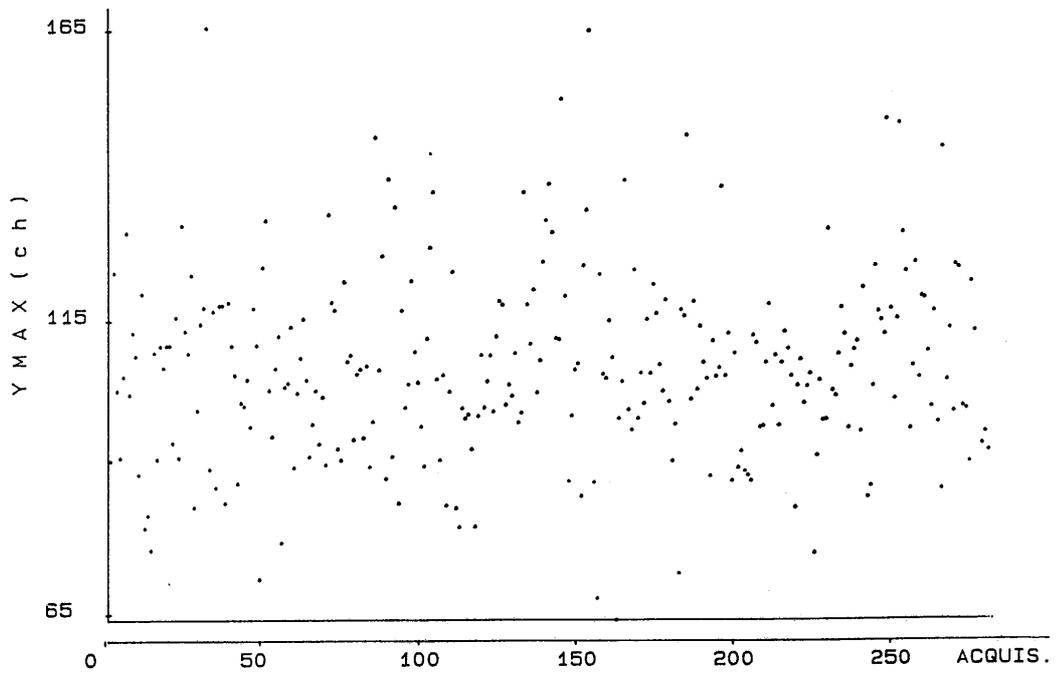


Figure 35 : Variations de l'amplitude des impulsions issues du laser à colorant, la mesure étant réalisée en mode monocoup sur environ 30 mn. L'amplitude ne varie que de $\pm 15\%$ autour de la valeur moyenne.

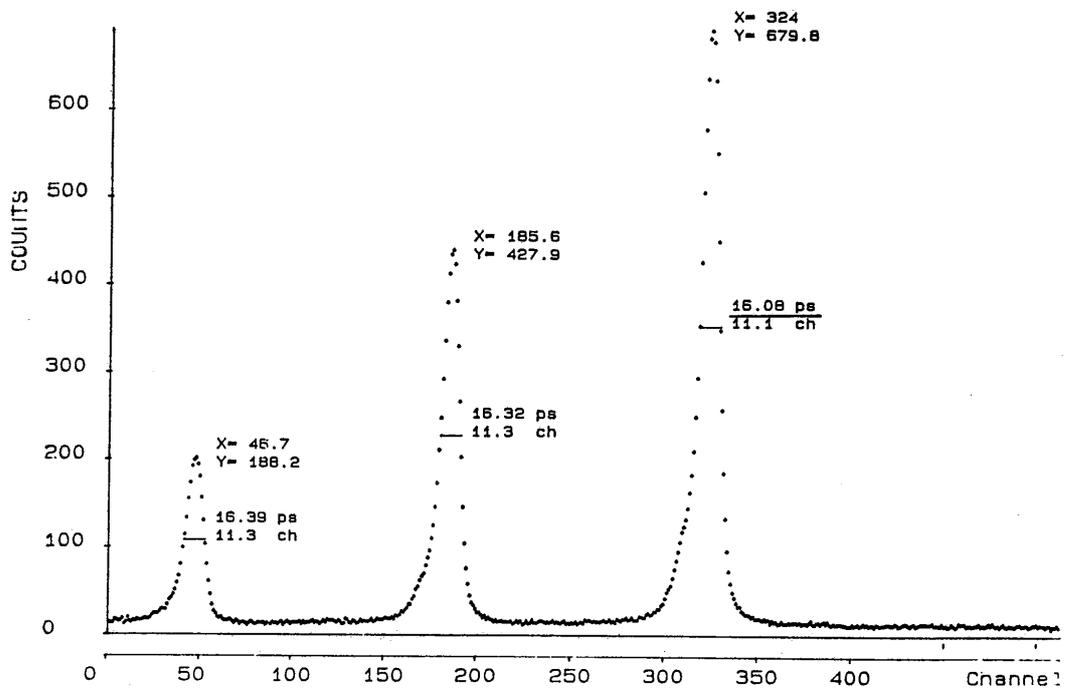


Figure 36 : Enregistrement des impulsions issue du laser à colorant, en mode sinusoïdal et déclenchement optique. La largeur à mi-hauteur des impulsions est voisine de 16 ps.

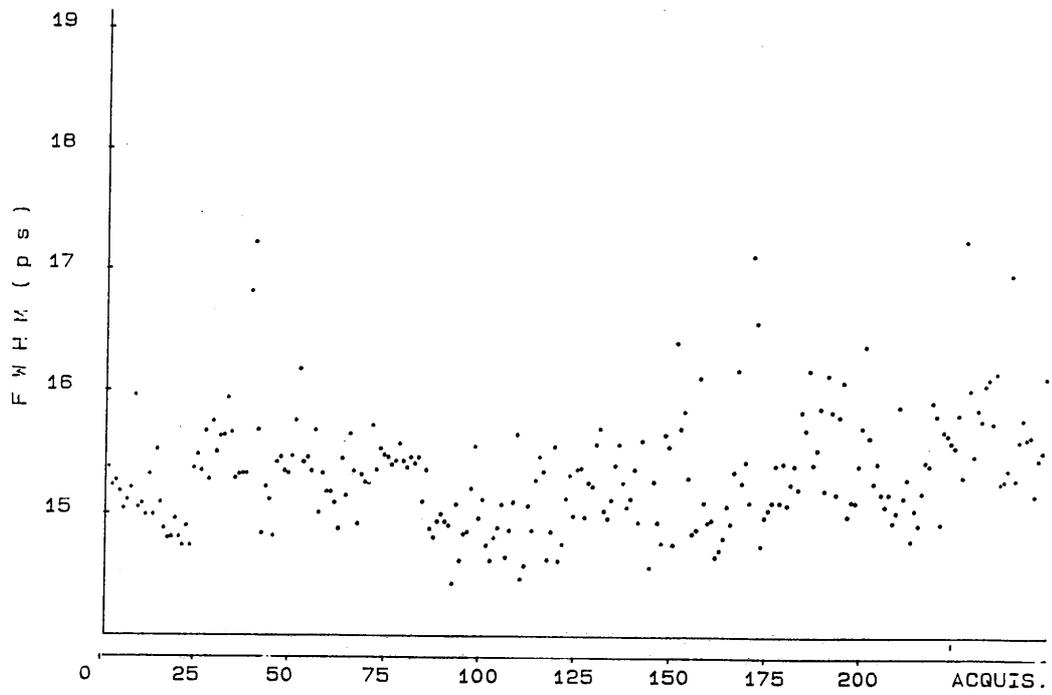


Figure 37 : Variations de la largeur à mi-hauteur des impulsions issues du laser à colorant, la mesure étant réalisée en mode sinusoïdal et déclenchement optique sur environ 50 mn. La largeur à mi-hauteur des impulsions est de 15,3 ps à $\pm 0,5$ %.

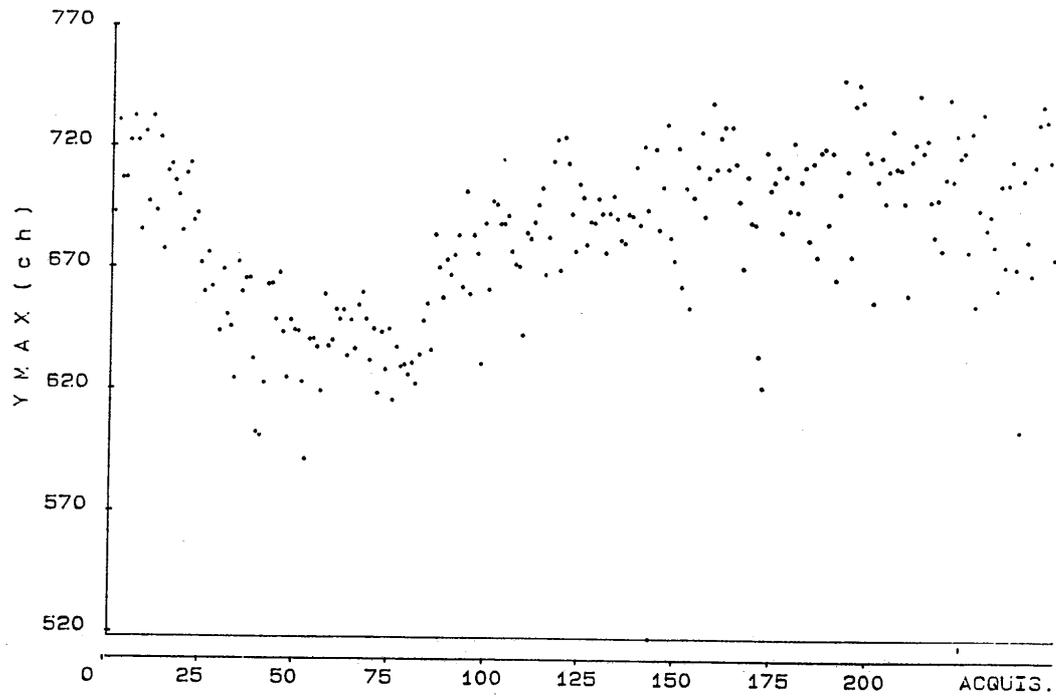


Figure 38 : Variations de l'amplitude des impulsions issues du laser à colorant, la mesure étant réalisée en mode sinusoïdal et déclenchement optique sur environ 50 mn. L'amplitude des impulsions est stable à mieux que $\pm 5\%$.

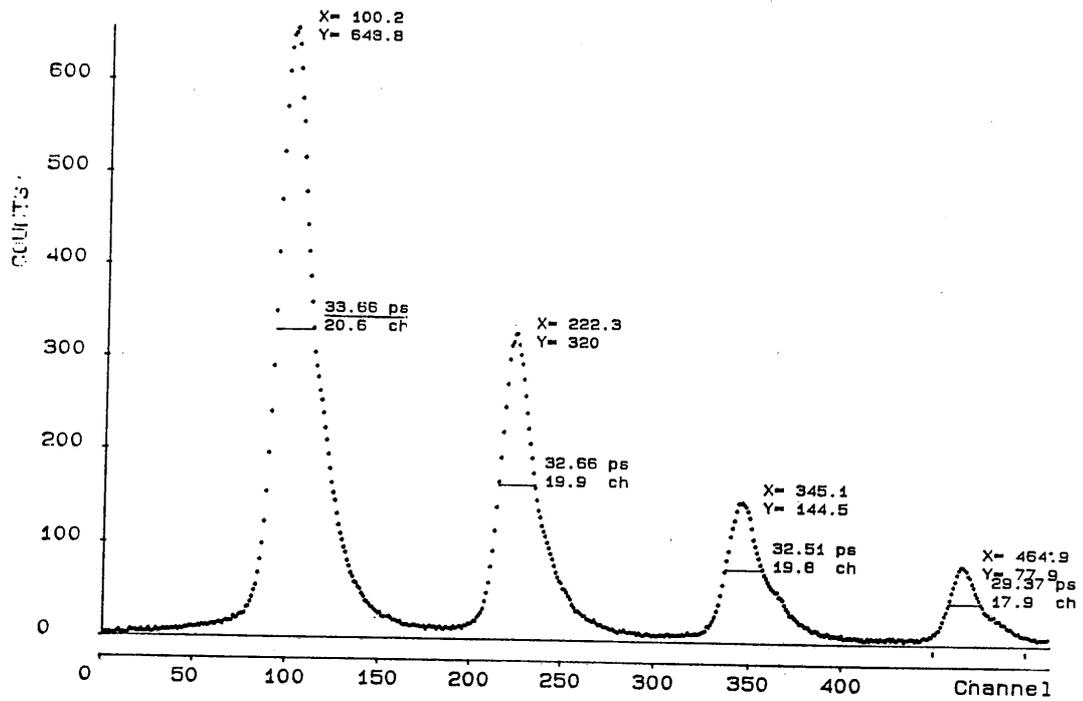


Figure 39 : Enregistrement des impulsions issue du laser à colorant., en mode sinusoïdal et déclenchement électrique. La largeur à mi-hauteur des impulsions est voisine de 34 ps.

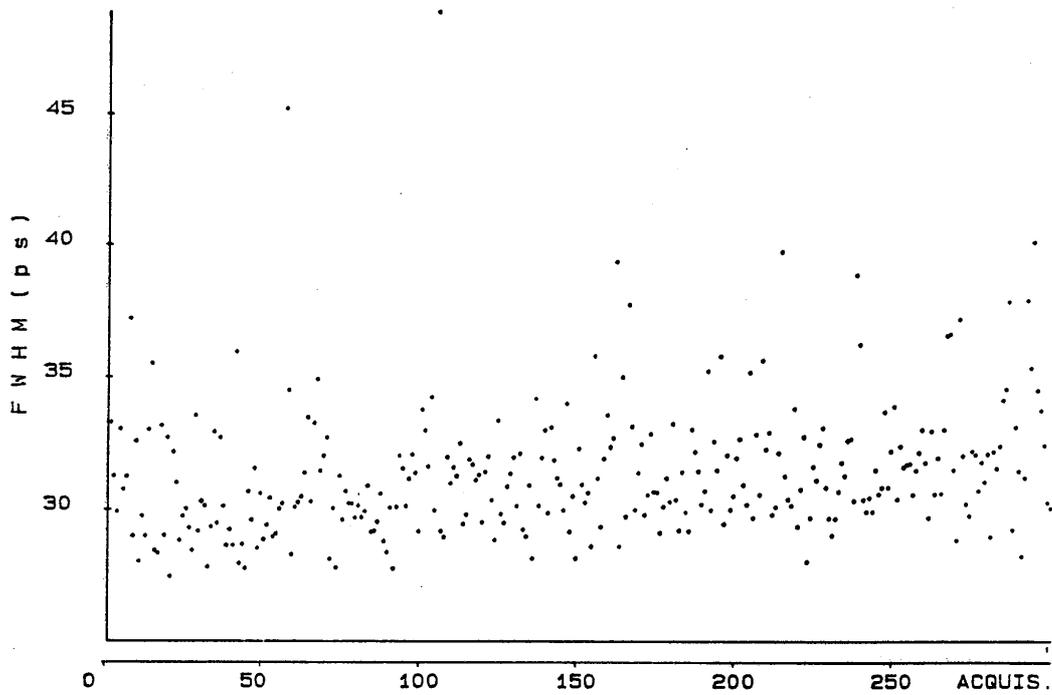


Figure 40 : Variations de la largeur à mi-hauteur des impulsions issues du laser à colorant, la mesure étant réalisée en mode sinusoïdal et déclenchement électrique sur environ 15 mn. La largeur à mi-hauteur des impulsions est d'environ 31,6 ps à $\pm 2,5$ ps.

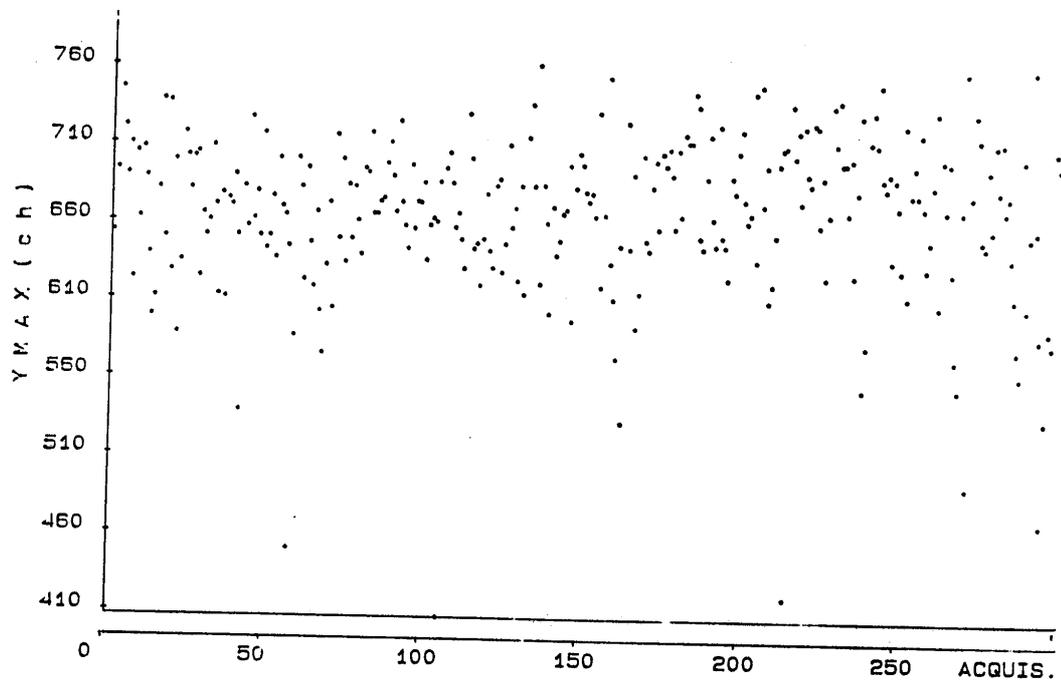


Figure 41 : Variations de l'amplitude des impulsions issues du laser à colorant, la mesure étant réalisée en mode sinusoïdal et déclenchement électrique sur environ 15 mn. L'amplitude des impulsions est stable à mieux que $\pm 8\%$.

I.4.6.3. Discussion

Nous discutons dans cette partie les résultats expérimentaux obtenus précédemment. On peut démontrer que [33] :

- en sinusoïdal et avec déclenchement optique :

$$(90) \quad \Delta t_{\text{exp}}^2 = \Delta t_{f,\text{décl opt}}^2 + \Delta t_i^2 + \Delta t_e^2 + \Delta t_I^2$$

- en sinusoïdal et avec déclenchement électrique :

$$(91) \quad \Delta t_{\text{exp}}^2 = \Delta t_{f,\text{décl élec}}^2 + \Delta t_i^2 + \Delta t_e^2 + \Delta t_{\text{interpulse}}^2 + \Delta t_I^2$$

- en monocoup :

$$(92) \quad \Delta t_{\text{exp}}^2 = \Delta t_{f,\text{mono}}^2 + \Delta t_i^2 + \Delta t_I^2$$

avec :

Δt_{exp} : valeur expérimentale de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion,

Δt_i : valeur vraie de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion,

Δt_f : largeur à mi-hauteur de l'image de la fente d'entrée de la caméra. Les valeurs mesurées expérimentalement sont respectivement de :

$\Delta t_{f,\text{décl opt}} = 5,8$ ps en sinusoïdal et déclenchement optique,

$\Delta t_{f,\text{décl élec}} = 6,5$ ps en sinusoïdal et déclenchement électrique,

$\Delta t_{f,\text{mono}} = 4,8$ ps en monocoup,

Δt_I : résolution temporelle intrinsèque de la caméra, liée en particulier aux fluctuations du temps de transit des électrons entre la photocathode et la grille. Δt_I est évalué à environ 1 ps [33].

Δt_e : fluctuations électroniques du circuit de balayage de la caméra en mode synchroscan (c'est le même circuit qui est utilisé en déclenchement optique ou en déclenchement électrique).

$\Delta t_{\text{interpulse}}$: fluctuations inter-impulsions.

En utilisant (92), il vient : $\Delta t_i = 9,3$ ps.

En reportant cette valeur dans (90), il vient : $\Delta t_e = 11,6$ ps. Même si elles sont très faibles, les fluctuations électroniques ne peuvent plus être négligées si l'on mesure des impulsions courtes ($\Delta t_i < 100$ ps).

En reportant cette valeur dans (91), nous obtenons : $\Delta t_{\text{interpulse}} = 27,6$ ps. Cette valeur est voisine de celle mesurée dans [1] par une autre méthode.

I.5. CONCLUSION

Le but que nous nous étions fixés a été atteint : deux lasers Nd:YAG continus à modes couplés et doublés en fréquence ont été réalisés. L'un d'eux utilise une tête laser à deux lampes et délivre une puissance moyenne supérieure à 5 W tandis que le second est bâti autour d'une tête laser à une seule lampe et fournit une puissance moyenne d'environ 8 W. Dans les deux cas, les impulsions ont des largeurs à mi-hauteur inférieures à 80 ps à 532 nm et la stabilité du train est telle que ces deux sources peuvent être utilisées pour le pompage de lasers à colorant.

Ainsi, hormis pour la puissance de sortie qui est supérieure à 20 W dans le cas du laser Antares de Coherent (mais la puissance de pompage de ce laser est d'environ 8 kW contre seulement 3,8 kW dans notre cas), les autres caractéristiques (stabilité, durée des impulsions) sont tout à fait comparables à celles des systèmes commerciaux (Spectra-Physics, Coherent, Quantronix...) bien que les systèmes réalisés ici ne font appel à aucun asservissement et surtout ont été réalisés avec des budgets bien plus modestes que ceux des sociétés américaines.

Aujourd'hui, ces deux systèmes sont utilisés par l'équipe de Strasbourg. Le laser YAG à tête Micro-contrôle est utilisé par la société A.R.P (Applications de la Recherche en Photonique) pour tester la résolution temporelle et la linéarité du balayage des caméras à fente. Le second sert à pomper un laser à colorant lui même utilisé pour caractériser des caméras à fente. Des impulsions plus courtes auraient permis de connaître la réponse percussionnelle des tubes des caméras à balayage de fente et donc leur résolution temporelle.

Pour certaines applications (spectroscopie résolue en temps...), il faut disposer d'impulsions plus courtes que les impulsions picosecondes produites jusqu'à présent.

Une des solutions consiste à comprimer les impulsions délivrées par les systèmes décrits précédemment. Pour différentes raisons, ceci n'a pas été fait à Strasbourg mais au CNET de Lannion. Ce travail est l'objet du deuxième chapitre.

Une autre solution consiste à produire directement des impulsions subpicosecondes à partir d'une cavité laser. Ce travail sera décrit dans le troisième chapitre.