

**EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH
ORGANISATION EUROPEENNE POUR LA RECHERCHE NUCLEAIRE**

CERN - PS DIVISION

PS/ LP/ Note 94-08 (Tech.)

**AUTOCORRELATEUR
DU LABORATOIRE DE PHOTOEMISSION**

P. Joly

Cette note décrit l'autocorrélateur réalisé au laboratoire de photoémission pour mesurer la durée des impulsions picosecondes dans l'ultraviolet (262 nm). Les spécifications des besoins sont d'abord rappelés, avant une présentation de la méthode de mesure. La cellule d'ionisation du monoxyde d'azote qui a été construite et ses conditions d'utilisation sont ensuite décrites, ainsi que le programme d'acquisition des données sur PC. Enfin, une mesure est donnée à titre d'exemple.

Geneva, Switzerland
2 March, 1994

Table des matières

1. Introduction	1
2. Spécification des besoins	1
2.1. Le laser	1
2.2. Le système informatique du laboratoire	2
2.3. La mesure d'énergie	2
3. Méthode de mesure par autocorrélation dans l'ultraviolet.....	2
4. Courbe théorique.....	2
4.1. Représentation des impulsions.....	2
4.2. Formule générale	2
4.3. Cas d'une impulsion gaussienne cohérente	3
4.4. Cas réel.....	4
5. Ionisation à deux photons.....	4
5.1. Description de la cellule	4
5.1.1. Le monoxyde d'azote	4
5.1.2. Description mécanique.....	4
5.1.3. Mesure de pression.....	5
5.1.4. Pompage, remplissage et maintien de la pression	5
5.1.5. Electronique de polarisation et d'amplification	5
5.1.6. Le signal et son acquisition	6
5.2. Optique de focalisation.....	6
5.3. Effet des différents paramètres	6
5.3.1. Montage de mesure	6
5.3.2. Mise en évidence de l'ordre 2	6
5.3.3. Calculs de signaux moyens.....	6
5.3.4. Tension de polarisation	7
5.3.5. Pression de NO	8
5.3.6. Réglage de la lentille selon l'axe optique	8
6. Autocorrélation	8
6.1. Alignement de l'optique	8
6.2. Le programme de contrôle de l'autocorrélateur	10
6.2.1. L'écran de saisie des paramètres	10
6.2.2. L'acquisition de test.....	10
6.2.3. L'acquisition en série.....	11
6.2.4. Les fichiers créés.....	11
6.3. Exemple de mesure	11
7. Références.....	12

1. Introduction

Au laboratoire de photoémission [1], les impulsions laser sont utilisées pour caractériser des photocathodes de canons à électrons. La mesure principale est celle de leur efficacité quantique à forte charge. Cette mesure se déduit du rapport entre le nombre d'électrons et celle du nombre de photons par impulsion. Pour cela l'équipement nécessaire, comprenant un laser U.V. nanoseconde, un canon et une ligne de mesure pour les électrons, est tout à fait opérationnel.

Néanmoins les expériences au CTF requièrent des photocathodes qui, en plus d'avoir une bonne efficacité quantique, ne doivent émettre que pendant la durée de l'impulsion laser afin d'avoir des paquets d'électrons suffisamment courts (quelques ps). Cette caractéristique n'est malheureusement pas remplie par tous les matériaux photoémissifs. C'est pourquoi le laboratoire de photoémission est maintenant équipé d'un laser U.V. picoseconde.

L'objectif final est de pouvoir comparer la durée du paquet d'électrons à celle de l'impulsion laser qui l'a extrait. Ces mesures dans le domaine des picosecondes posent de nombreux problèmes technologiques et il a été décidé de commencer par la mesure de la durée des impulsions laser.

Pour la gamme de durée et la longueur d'onde des impulsions, une étude exploratoire [2] a conclu que pour un investissement réduit le moyen de mesure le plus approprié est l'autocorrélation, en utilisant l'ionisation à deux photons de monoxyde d'azote comme processus non linéaire.

La mesure de la durée de l'impulsion laser (largeur à mi-hauteur) a par elle-même un grand intérêt, car elle permet d'estimer la densité de puissance déposée sur la photocathode connaissant l'énergie par impulsion et la taille de la tache. C'est aussi un moyen de contrôle du bon fonctionnement du laser.

2. Spécification des besoins

Comme l'équipement de mesure est développé pour le laboratoire de photoémission il doit correspondre à ses besoins spécifiques en utilisant au mieux les moyens existants.

2.1. Le laser

Le laser U.V. picosecondes, construit par B. M. Industries, est composé de quatre principaux ensembles. Tout d'abord, un train d'une dizaine d'impulsions d'une vingtaine de picosecondes chacune et espacées d'environ 8 ns est généré à 1047 nm par un oscillateur optique. Celui-ci utilise un barreau de Nd:YLF pompé par lampes flash à la fréquence de répétition de 10 Hz. Le blocage de mode, nécessaire à la génération d'impulsions courtes, est effectué de manière active par un modulateur acousto-

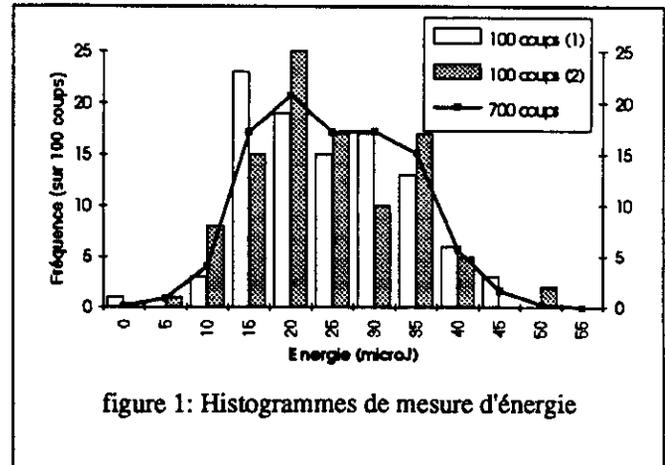


figure 1: Histogrammes de mesure d'énergie

optique et de manière passive par un absorbant saturable. De ce train, un sélecteur d'impulsion isole une des plus grandes impulsions à l'aide d'une cellule de Pockels. Cette impulsion est ensuite amplifiée dans un autre barreau de Nd:YLF. Enfin, des cristaux non linéaires permettent de générer les harmoniques double (523 nm), triple (349 nm), quadruple (262 nm) et quintuple (209 nm).

La polarisation du faisceau est horizontale pour la quatrième harmonique et verticale pour la seconde.

La durée des impulsions dépend de l'efficacité du blocage de mode dans l'oscillateur et celle-ci varie avec le vieillissement de l'absorbant saturable dont la durée de fonctionnement convenable est de 3 à 4 semaines pour une utilisation standard de laboratoire. La durée des impulsions est aussi différente suivant les harmoniques et de manière difficilement prévisible. En effet, la non linéarité d'ordre supérieur à 1 des processus de génération tend à raccourcir les impulsions alors que des phénomènes de saturation les allongent.

Ceci montre que la mesure de durée d'impulsion doit être faite à la longueur d'onde utilisée pour la photoémission. Comme la quatrième harmonique, qui se trouve dans l'U.V., est celle principalement utilisée c'est pour celle-ci que l'autocorrélateur a été conçu et construit.

Le laser a d'importantes fluctuations en énergies. Celles-ci sont dans le meilleur des cas de l'ordre de 15 % rms, mais elle sont parfois bien plus importantes comme le montre la figure 1, qui donne le résultat de mesures d'énergie, dans la configuration du schéma figure 7. Sur la première figure, sont présentés par des colonnes deux histogrammes correspondant à des séries de 100 acquisitions successives et par une ligne celui issu de 7 séries. A ce moment là, l'écart type de la fraction de l'impulsion laser tombant sur la sonde du joulemètre, était de 8.6 μ J pour une valeur moyenne de 27.6 μ J. Cela fait plus de 31 % rms.

L'importance de ces fluctuations impose que pour caractériser un système non linéaire on fasse des acquisitions coup à coup et que l'on emploie des méthodes spécifiques de calcul de signaux corrigés des fluctuations en énergie.

2.2. Le système informatique du laboratoire

Au laboratoire de photoémission la principale fonction du système informatique, dont le centre est un compatible PC de type 486, sont le pilotage et les mesures nécessaires à la préparation des photocathodes par dépôt de couches minces. Il permet aussi le pilotage des platines de translation motorisée qui déplacent latéralement le faisceau laser sur la photocathode et l'acquisition synchrone avec le laser de signaux en provenance de la ligne de mesure qui se trouve à la sortie du canon. Il s'agit principalement de la mesure de charge par WCM (wall current monitor) et par coupe de Faraday. Un bus GPIB permet l'acquisition du contrôleur d'épaisseur qui se trouve dans la chambre de préparation et d'un joulemètre qui mesure de l'énergie contenue dans chaque impulsion.

La mesure d'autocorrélation doit complètement s'intégrer dans ce système en utilisant au mieux ces possibilités.

Pour les mesures d'autocorrélation, le système pilote une troisième platine de translation et permet l'acquisition synchrone avec le laser de signaux spécifiques en utilisant des canaux d'expérimentation des cartes de numérisation, ainsi qu'une mesure d'énergie par le joulemètre relié au bus GPIB.

2.3. La mesure d'énergie

Les mesures d'énergie sont faites à l'aide de joulemètres Laser Precision. L'élément sensible se trouve dans une sonde, qui contient aussi un amplificateur, et qui est relié à un boîtier pilotable par GPIB.

Pour toutes les mesures décrites dans ce rapport, la sonde utilisée (RjP-735) a un détecteur pyroélectrique de 11.3 mm de diamètre. Ses calibres sont: 20 μ J, 200 μ J, 2 mJ, 20 mJ, 200 mJ et 1J. Etant données les fluctuations du laser et pour qu'aucun coup ne sorte de la gamme, il faut que la valeur moyenne soit inférieure à la moitié du calibre utilisé. Il a aussi été constaté que le calibre le plus bas n'est pas très fiable. Les mesures sont donc généralement faites sur le calibre 200 μ J.

3. Méthode de mesure par autocorrélation dans l'ultraviolet

Le principe de la mesure de durée d'impulsion laser par autocorrélation est donné dans l'étude préliminaire [2]. Celle-ci a aussi montré qu'à 262 nm, l'autocorrélation par détection du second harmonique généré dans un cristal, telle qu'elle est couramment faite dans l'infrarouge et le visible, n'est pas possible, principalement par ce que la longueur d'onde générée, qui serait de 131 nm, est bien trop courte pour le cristal. Dans l'U.V., on utilise un détecteur non linéaire d'ordre 2 tout à fait différent: une cellule remplie de monoxyde d'azote dans laquelle le laser provoque une ionisation par un processus à deux photons. C'est la charge produite au point de focalisation du

faisceau qui est collectée par des électrodes et donne le signal à la base de la mesure.

La paire d'impulsions, dont l'une est retardée par rapport à l'autre de manière contrôlée, est réalisée par un montage de Michelson à la sortie duquel le faisceau est focalisé entre les électrodes de la cellule (cf. figure 2).

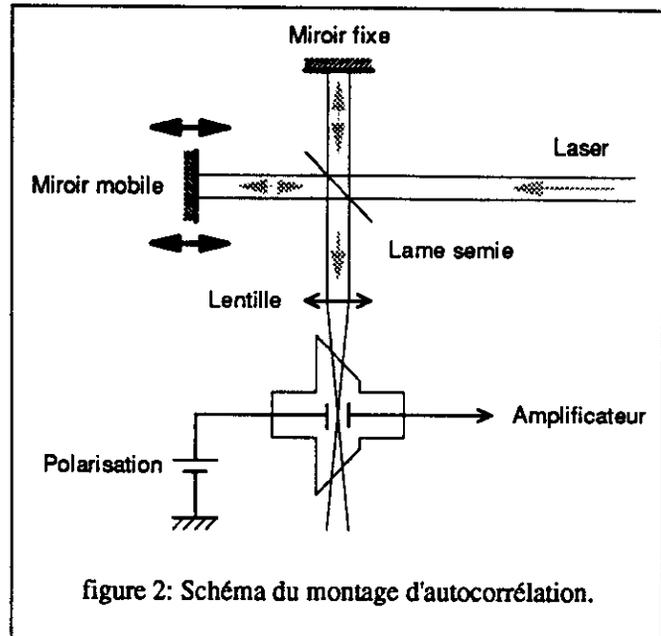


figure 2: Schéma du montage d'autocorrélation.

4. Courbe théorique

4.1. Représentation des impulsions

Les impulsions laser sont représentées par des fonctions proportionnelles à leur champ électrique. Soit $A(t)$ celle pour l'impulsion non retardée et posons $A(t) = a(t) \cos(\omega t + \varphi(t))$, où $a(t)$ est l'amplitude optique, ω est la pulsation correspondant à la longueur d'onde moyenne du laser, et $\varphi(t)$ une correction pour prendre en compte les variations de phase. Les fonctions $a(t)$ et $\varphi(t)$ varient lentement par rapport à ωt . L'intensité de l'impulsion telle que mesurée par un détecteur courant est $I(t) = a(t)^2$.

L'impulsion identique, mais retardée de τ , sera simplement représentée par $A(t+\tau)$. La fonction d'autocorrélation que l'on cherche à mesurer est

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(t) \cdot I(t+\tau) \cdot dt = \int_{-\infty}^{+\infty} a(t)^2 \cdot a(t+\tau)^2 \cdot dt.$$

4.2. Formule générale

Pour tenir compte d'une possible dissymétrie entre les intensités de la paire on considère que l'impulsion retardée voit son intensité multipliée par un coefficient α par rapport à l'autre. Les intensités sont donc $I(t)$ et $\alpha I(t+\tau)$, et les fonctions proportionnelles aux champs électriques

correspondantes sont $A(t)$ et $\sqrt{\alpha} A(t+\tau)$. Le signal en polarisations parallèles est:

$$\begin{aligned} X_{\alpha}(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} [A(t) + \sqrt{\alpha} A(t+\tau)]^4 dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \{ A(t)^4 + \alpha^2 A(t+\tau)^4 \\ &\quad + 4 [\alpha^{1/2} A(t)^3 A(t+\tau) + \alpha^{3/2} A(t) A(t+\tau)^3] \\ &\quad + 6 \alpha A(t)^2 A(t+\tau)^2 \} dt \end{aligned}$$

Le développement de cette expression donne (On trouvera des détails sur ce type de calcul dans l'annexe de l'étude exploratoire [2]) :

$$\begin{aligned} X_{\alpha}(\tau) &= 3/8 (1+\alpha^2) \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt \\ &\quad + 3/2 \alpha \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t+\tau) dt \\ &\quad + 3/4 \alpha \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t+\tau) \cos 2[\omega\tau + \Delta\varphi(\tau, t)] dt \\ &\quad + 3/2 \alpha^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} a^3(t) a(t+\tau) \cos[\omega\tau + \Delta\varphi(\tau, t)] dt \\ &\quad + 3/2 \alpha^{3/2} \int_{-\infty}^{+\infty} a(t) a^3(t+\tau) \cos[\omega\tau + \Delta\varphi(\tau, t)] dt. \end{aligned}$$

Le premier terme, qui ne dépend ni de τ ni de θ , est la valeur que prend $X_{\alpha}(\tau)$ lorsque τ est suffisamment grand en valeur absolue pour que tous les autres termes s'annulent. C'est le signal que l'on a lorsque les impulsions arrivent l'une après l'autre et nous l'appellerons signal de fond. Faisons apparaître le contraste relatif des différents termes par rapport au signal de fond en calculant le rapport:

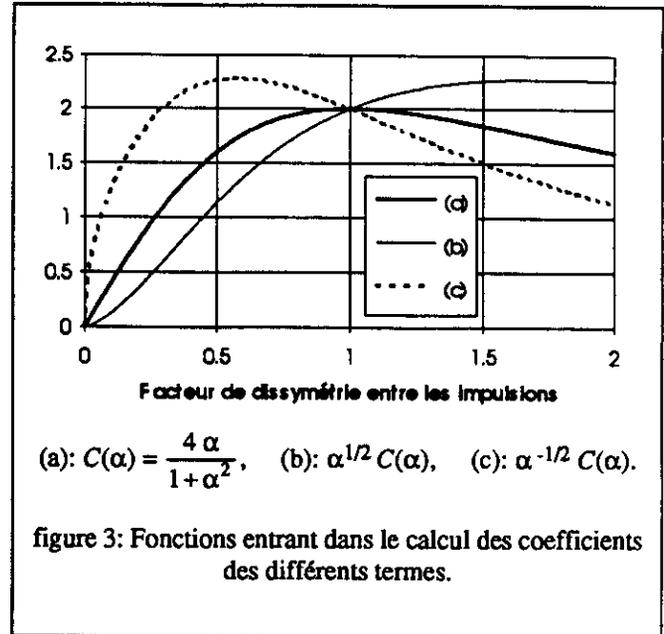
$$\begin{aligned} \frac{X_{\alpha}}{3/8(1+\alpha^2)} &= \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt \\ &\quad + C(\alpha) \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t+\tau) dt \\ &\quad + C(\alpha) / 2 \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t+\tau) \cos 2[\omega\tau + \Delta\varphi(\tau, t)] dt \\ &\quad + C(\alpha) \alpha^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} a^3(t) a(t+\tau) \cos[\omega\tau + \Delta\varphi(\tau, t)] dt \\ &\quad + C(\alpha) \alpha^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} a(t) a^3(t+\tau) \cos[\omega\tau + \Delta\varphi(\tau, t)] dt. \end{aligned}$$

$$\text{où } C(\alpha) = \frac{4\alpha}{1+\alpha^2}.$$

Le second est le terme d'autocorrélation des intensités qui nous intéresse. Il apparaît avec le contraste $C(\alpha)$ par rapport au signal de fond.

Dans les termes suivants subsistent les facteurs $\cos 2[\omega\tau + \Delta\varphi(\tau, t)]$ ou $\cos 2[\omega\tau + \Delta\varphi(\tau, t)]$ dans l'intégrale en t . Ce sont des termes d'interférences.

Les graphes des fonctions entrant le calcul des coefficients des différents termes sont donnés figure 3. Pour une impulsion symétrique ($\alpha = 1$), tous les coefficients valent 1. Pour $C(\alpha)$, qui est celui qui nous intéresse particulièrement, il s'agit du maximum qui est d'ailleurs



très plat. Dans la suite des calculs, on se limitera au cas de la paire symétrique.

4.3. Cas d'une impulsion gaussienne cohérente

Pour explorer plus en avant l'importance des termes d'interférence, il faut introduire des hypothèses sur les impulsions qui nous permettent de faire les calculs. La première hypothèse est celle de la cohérence des impulsions. Elle donne $\Delta\varphi(\tau, t) = 0$, ce qui permet de sortir des intégrales sur t les termes en cosinus. Dès lors, on a:

$$\begin{aligned} 4/3 X_0 &= \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt \\ &\quad + \left(1 + \frac{\cos 2\omega\tau}{2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t+\tau) dt \\ &\quad + \cos(\omega\tau) \left[\alpha^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} a^3(t) a(t+\tau) dt \right. \\ &\quad \left. + \alpha^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} a(t) a^3(t+\tau) dt \right]. \end{aligned}$$

L'hypothèse supplémentaire d'un profil gaussien permet de donner des valeurs aux intégrales. Posons donc $a(t) = \exp(-t^2/\sigma^2)$. On a alors:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt &= \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-4t^2/\sigma^2) dt \\ \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) I^2(t+\tau) dt &= \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-2t^2/\sigma^2 - 2(t+\tau)^2/\sigma^2] dt \\ &= \exp(-\tau^2/\sigma^2) \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt \\ \int_{-\infty}^{+\infty} [a^3(t) a(t+\tau)] dt &= \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-3t^2/\sigma^2 - (t+\tau)^2/\sigma^2] dt \\ &= \exp(-3\tau^2/4\sigma^2) \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt \end{aligned}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [a(t) a^*(t+\tau)] dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp [-t^2/\sigma^2 - 3(t+\tau)^2/\sigma^2] dt$$

$$= \exp (-3\tau^2/4\sigma^2) \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt$$

Le rapport entre le signal et le signal de fond est alors:

$$\frac{X_0}{\frac{3}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt} = 1 + \exp (-\tau^2/\sigma^2) \left[2 + \cos 2\omega\tau \right]$$

$$+ 4 \exp (3\tau^2/4\sigma^2) \cos \omega\tau \left. \right\}$$

La figure 4 donne la courbe du signal avec les termes d'interférences ainsi que la courbe d'autocorrélation. Pour cette représentation la pulsation optique a été choisie de manière à avoir une courbe d'autocorrélation comptant une vingtaine de longueurs d'ondes. En réalité, une impulsion de 20 ps comprend presque 24 000 oscillations optiques à 262 nm, et donc les oscillations de la courbe sont très rapides devant les variations de son enveloppe.

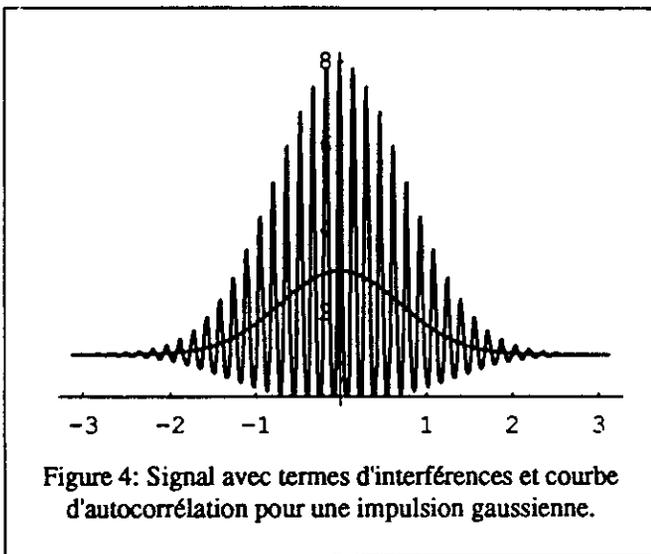


Figure 4: Signal avec termes d'interférences et courbe d'autocorrélation pour une impulsion gaussienne.

4.4. Cas réel

Par rapport au cas de l'impulsion gaussienne cohérente, les impulsions que délivre le laser diffèrent de celle-ci surtout par la durée de cohérence qui est inférieure à celle de l'impulsion. On n'aura donc des termes d'interférences importants que pour des faibles valeurs de τ .

Autour du sommet de la courbe d'autocorrélation, les résultats précédents, établis pour une impulsion cohérente de profil gaussien, sont aussi valables pour des impulsions bien plus générales. Tant que τ reste assez petit pour que les deux fonctions lentement variables $a(t)$ et $\varphi(t)$ ne varient pas trop entre t et $t+\tau$, on a $\Delta\varphi(\tau, t) = 0$, $a(t+\tau) = a(t)$ et $I(t+\tau) = I(t)$ et l'expression générale devient:

$$X_0(\tau=0) = 3/4 \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt \left[3 + \cos 2\omega\tau + 4 \cos \omega\tau \right].$$

Au sommet de la courbe d'autocorrélation, on a donc toujours de grandes fluctuations du signal.

5. Ionisation à deux photons

5.1. Description de la cellule

La cellule est l'endroit où le faisceau laser ionise le monoxyde d'azote dans un processus à deux photons. L'ionisation n'a en fait lieu qu'autour du point où le faisceau est focalisé et où la densité de puissance est suffisante. Autour de ce point, deux électrodes établissent un champ électrostatique qui permettra de récolter les charges. L'enceinte, contenant du monoxyde d'azote à une pression de l'ordre du Torr, est munie de fenêtres en quartz pour laisser entrer le faisceau laser U.V., et aussi le laisser sortir pour pouvoir contrôler sa position.

5.1.1. Le monoxyde d'azote

Le monoxyde d'azote, de formule chimique NO, est un gaz ininflammable mais toxique dont l'action nocive se traduit par une irritation des muqueuses. Il s'oxyde à l'air pour donner du dioxyde d'azote. Celui-ci réagit avec l'eau en donnant l'acide nitreux et l'acide nitrique. Les métaux usuels ne sont pas attaqués par le monoxyde et le dioxyde d'azote anhydres. Par contre, en présence d'humidité les produits sont agressifs. Parmi les matériaux recommandés par le fournisseur du gaz [3] figurent les aciers ordinaires et inoxydables, le tungstène, le Viton®, le Pyrex® et le quartz.

5.1.2. Description mécanique

La première cellule est construite à partir d'éléments standards pour le vide. La pièce centrale est une croix NW25-NW10 avec des brides de raccord de type ISO.

Sur les raccords NW10 viennent deux tubes du même diamètre sur lesquels sont collés les fenêtres en quartz. L'extrémité de ces tubes, celle qui porte les fenêtres, a été usinée de manière à ce que les normales aux fenêtres fassent un angle de 53° avec l'axe des tubes. Cet angle, dit de Brewster, permet au faisceau à 262 nm et polarisé dans le plan d'incidence de ne subir aucune réflexion ni à l'entrée, ni à la sortie de la lame de quartz.

Un des raccords NW25 est totalement fermé par une bride pleine dans laquelle il y a deux passages électriques sur lesquels sont fixées les électrodes qui viennent jusqu'au centre de la croix.

La dernière ouverture est connectée à un té qui la relie à la sonde de pression et à une vanne à débit variable pour effectuer les pompages et les remplissages de la cellule. L'étanchéité entre les éléments est assurée par des joints O-ring en Viton®.

Pour sa fixation mécanique sur la plaque de base de l'autocorrélateur, trois plaquettes sont collées sous la cellule. L'une d'entre elles porte un trou conique et une

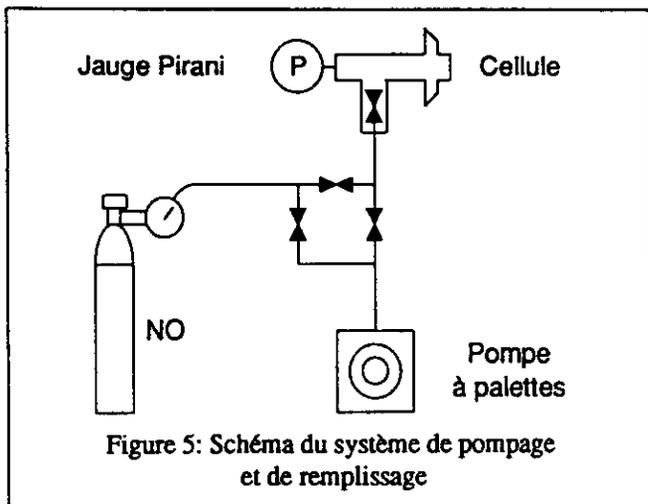


Figure 5: Schéma du système de pompage et de remplissage

autre un vé. Celles-ci viennent se poser sur trois billes logées dans les têtes de trois vis insérées dans des trous taraudés. Le réglage de ces vis permet de définir la position dans laquelle se place la cellule. Pour maintenir cette position une barre pressée par des ressorts complète l'action de la pesanteur.

5.1.3. Mesure de pression

La mesure de pression est effectuée à l'aide d'une jauge Pirani (Alcatel). Le boîtier de celle-ci donne une indication de pression étalonnée pour l'air, qui est erronée pour le monoxyde d'azote. Mais il délivre, en face arrière, un signal électrique continu compris entre 0 et 10 volts qui correspond à la déflexion de l'aiguille. Celui-ci à été

étalonné avec du NO par comparaison avec des jauges insensibles à la nature du gaz (jauges à bille et à membrane). L'ajustement de la courbe a permis d'établir la formule suivante à mieux que $\pm 3\%$ près:

$$P_{NO} = 10(-3.27 + 0.989u - 0.1085u^2 + 0.0064u^3) \text{ (Torr)},$$

où u est la tension en volts.

5.1.4. Pompage, remplissage et maintien de la pression

Le pompage de la cellule ainsi que son remplissage en monoxyde d'azote est fait à l'aide d'un jeu de vannes dont le schéma est donné figure 5. La pompe à palette permet de vider de manière indépendante soit la cellule soit la connexion à la bouteille de NO qui est équipée d'un détendeur très basse pression.

Le maintien d'une faible pression statique de NO dans la cellule demande certaines précautions. En effet le volume emprisonné étant très faible, tout dégazage fait rapidement augmenter la pression. La situation a bien été améliorée après avoir passées les fenêtres à l'étuve et en laissant ouverte la vanne directement connectée à la cellule pour augmenter le volume emprisonné de celui de la connexion souple au jeu de vannes. Dans ces conditions on a une remontée de pression d'environ 0,02 Torr/heure ce qui est tout à fait acceptable lorsqu'on travaille autour de 1 Torr.

5.1.5. Electronique de polarisation et d'amplification

L'électronique placée au plus proche de la cellule a

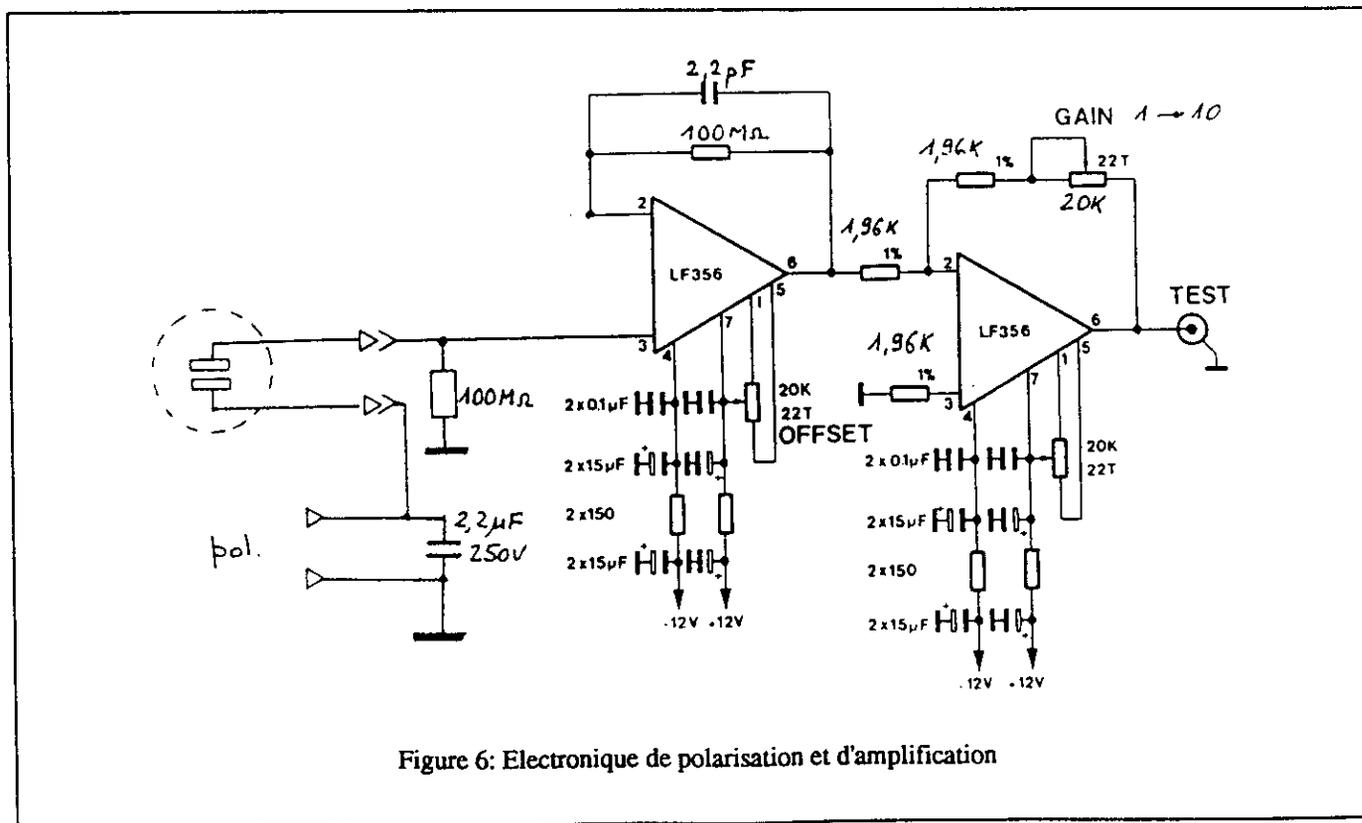


Figure 6: Electronique de polarisation et d'amplification

deux fonctions: polariser correctement une des électrodes avec une tension de presque 100 V et d'amplifier le faible signal créé par la charge récupérée sur l'électrode non polarisée en un signal de quelques volts pour son acquisition dans la gamme -10V +10V. Son schéma [4] est donné figure 6.

5.1.6. Le signal et son acquisition

Le signal typique à la sortie de l'amplificateur monte en moins de 5 μ s, puis décroît de manière exponentielle avec un temps de décroissance à 1/e de 250 μ s. L'acquisition de la mesure est faite 15 μ s après le trigger du châssis électronique qui est déclenché par une photodiode à vide qui reçoit une fraction de l'impulsion lumineuse. Le moment d'acquisition a été vérifié en utilisant une rampe déclenchée par le trigger et le jitter est inférieur à 10 ns.

5.2. Optique de focalisation

Pour atteindre une densité de puissance suffisante entre les électrodes le faisceau est focalisé à l'aide d'une lentille biconvexe de focale 100 mm (spécifiée à 257 nm).

Avant la lentille le diamètre du faisceau est fixé par le diaphragme qui se trouve à l'entrée de l'optique de l'autocorrélateur.

Une étude de la taille du faisceau après la lentille et particulièrement autour du point de focalisation a été tentée en mesurant la fraction de l'énergie perdue lorsque l'on introduit un objet à bord net dans le faisceau. On a utilisé pour cela une lame de scalpel montée sur des platines de translation micrométriques. Une étude fine de la tache de focalisation n'a pas pu être faite car la densité de puissance au point de focalisation est telle qu'elle détruit le fil de la lame. Néanmoins, la mesure a pu montrer que la tache a un diamètre de moins de 50 μ m.

5.3. Effet des différents paramètres

Les paramètres fixant les conditions d'utilisation de la cellule qui ont été étudiés de manière systématique sont: la tension de polarisation des électrodes, la pression de NO, le diamètre du faisceau et la position longitudinale de la lentille de focalisation par rapport à la cellule. Avant de donner les résultats pour chacun des paramètres, voyons le montage utilisé pour faire les mesures et la méthode utilisée pour le calcul de signaux moyens qui limitent l'effet des fluctuations du laser.

5.3.1. Montage de mesure

Le schéma du montage utilisé est donné figure 7.

A la sortie du laser, un diaphragme et un prisme de Pellin-Broca éliminent du faisceau à 262 nm tous les faisceaux parasites à d'autres longueurs d'ondes. Une fraction de l'énergie est ensuite prélevée par une lame semie-réfléchissante pour la mesure par joulemètre. A cet endroit le diamètre du faisceau, fixé par le diaphragme précédent, rentre largement dans la sonde pour que la position de celle-ci ne soit pas critique. Le faisceau

traverse alors une série d'atténuateurs qui ont été calibrés. La mesure d'énergie est faite avant les atténuateurs pour que la sonde pyroélectrique du joulemètre travaille toujours avec un signal suffisant sur le calibre 200 μ J. Les deux miroirs suivants permettent de contrôler la position du faisceau de manière à ce qu'il soit centré sur le second diaphragme et passe entre les électrodes de la cellule. Le second diaphragme permet d'éliminer les faisceaux parasites dus aux réflexions entre les atténuateurs. Il ne doit d'ailleurs ne servir qu'à cela, car si on l'utilise pour réduire le diamètre du faisceau la mesure d'énergie n'est plus valable. En effet les fluctuations coup à coup de la répartition de l'énergie dans le faisceau font que l'énergie dans le centre, entrant dans la cellule, n'est pas proportionnelle à l'énergie totale, tombant sur la sonde du joulemètre.

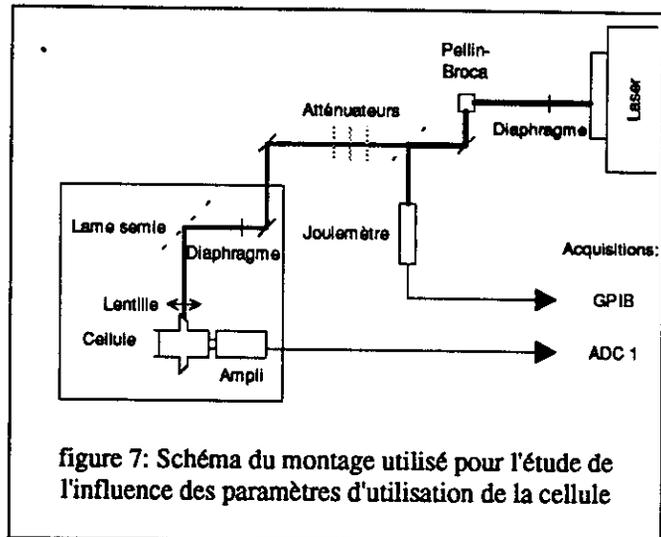


figure 7: Schéma du montage utilisé pour l'étude de l'influence des paramètres d'utilisation de la cellule

5.3.2. Mise en évidence de l'ordre 2

Les fluctuations du laser ont l'avantage d'explorer le comportement de la cellule sur une certaine dynamique et de permettre la mise en évidence de l'ordre de l'ionisation sans changer les atténuateurs. La figure 8 donne les résultats de quatre séries d'acquisitions correspondant à différentes combinaisons d'atténuateurs. Sur la représentation Log/Log (figure 9), les droites tracées ont toutes une pente de 2 et montrent que l'on peut retrouver cet ordre pour une dynamique de plus de 100 sur le signal.

5.3.3. Calculs de signaux moyens

Les mesures de l'énergie, E , et du signal d'ionisation, $S(E)$ ont été faites sur des séries de cent acquisitions synchrones.

On considérera que, d'un coup à l'autre, les fluctuations des impulsions concernent principalement son énergie, la forme et la durée restant constantes. Un facteur A sur l'énergie d'une impulsion donne un facteur A^2 sur le signal d'ionisation. D'où l'idée de multiplier le signal $S(E)$ acquis pour une impulsion d'énergie E par un facteur $(E_r / E)^2$, où E_r est une énergie de référence choisie proche de la valeur

moyenne. Le signal ainsi normalisé $S_r(E) = S(E) \left(\frac{E_r}{E} \right)^2$ correspond au signal que l'on aurait eu pour l'énergie E_r . Ce sont ensuite ces signaux normalisés que l'on moyenne sur une série de cent acquisitions pour obtenir $\langle S_r \rangle$. La figure 10, donne l'application de cette normalisation, en prenant 25 μJ comme énergie de référence, aux résultats présentés pour la mise en évidence de l'ordre 2.

Une autre manière d'obtenir un signal moyen est de faire la régression linéaire du nuage de points de coordonnées $(\text{Log}(E), \text{Log}(S(E)))$, où Log est le logarithme à base 10. Cet ajustement par une droite sur le graphe Log/Log a pour paramètres sa pente, a , et son ordonnée à l'origine, b . Le point qui correspond à l'énergie de référence E_r a pour coordonnées $(\text{Log}(E_r), a \cdot \text{Log}(E_r) + b)$ et correspond à un autre signal indépendant des fluctuations du laser:

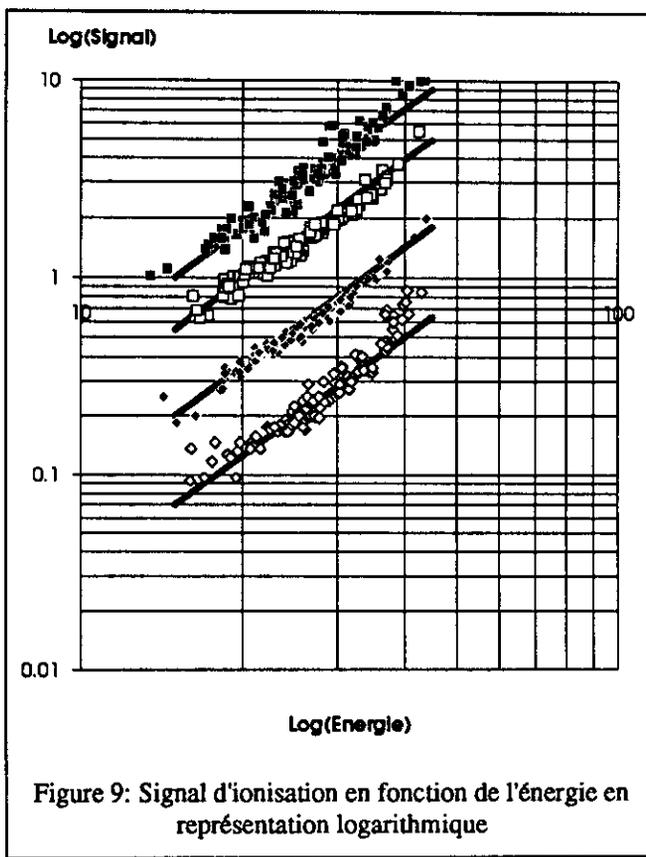
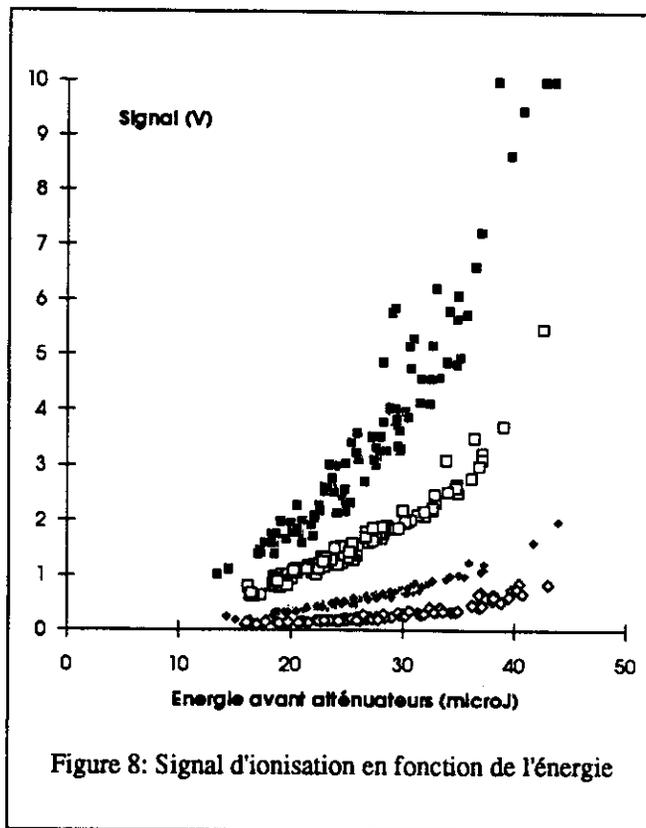
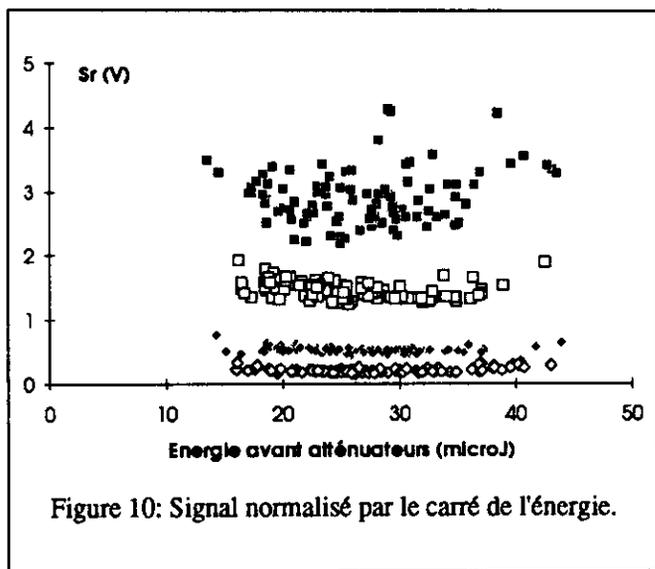
$$S_{\text{Log}} = 10^{a \cdot \text{Log}(E_r) + b}$$

A la fois $\langle S_r \rangle$ et S_{Log} ont été utilisés pour l'étude de l'influence des paramètres fixant les conditions d'utilisation de la cellule.

5.3.4. Tension de polarisation

La réponse de la cellule a été étudiée pour une tension de polarisation variant de -140 V à +140 V par pas de 20 V pour des pressions de NO de 0.65 et 1.7 Torr. Les résultats de $\langle S_r \rangle$ sur des séries de 100 acquisitions sont données figure 11. L'inversion de signe entre la tension de polarisation et le signal est due au deuxième étage de l'amplificateur qui est un montage inverseur.

Comme on cherche à être dans des conditions telles que l'on capte simplement les charges sans induire des phénomènes tels que celui d'avalanche on se placera à une tension de polarisation telle que le signal ne dépende pas d'elle. La tension donnée par une ou deux piles de 45 V convient tout à fait pour une polarisation positive.



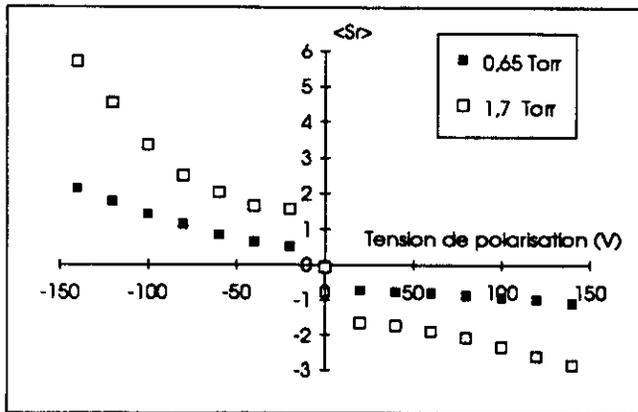


Figure 11: Variations du signal d'ionisation avec la tension de polarisation.

Les causes de la dissymétrie entre les polarisations positives et négatives, qui apparaît bien avec différentes sources de polarisation, n'ont pas été étudiées plus en détail.

5.3.5. Pression de NO

La pression de monoxyde d'azote fixe le nombre de molécules entre les électrodes et donc susceptibles d'être ionisées. Elle fixe donc la sensibilité de la cellule.

Une observation du signal à la sortie de l'amplificateur, pour une pression comprise entre 0,29 et 10,8 Torr, montre un allongement du temps de montée lorsque la pression augmente et surtout l'apparition d'un changement de pente. La montée commence toujours par une partie très raide d'environ 2 μ s suivie d'une seconde dont la pente décroît lorsque la pression augmente.

Le signal moyen $\langle S_r \rangle$ mesuré sur des séries de 100 acquisitions en utilisant les combinaisons d'atténuateurs qui donnent des transmissions de 17, 27 et 100% donne les résultats présentés figure 12.

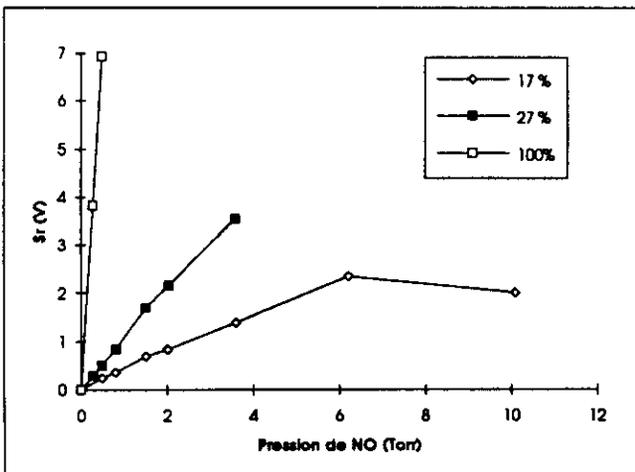


Figure 12: Signal d'ionisation en fonction de la pression

Pour les pressions inférieures à 2 Torr on a une très bonne proportionnalité entre le signal d'ionisation et la pression. Au dessus de cette valeur, un phénomène de saturation apparaît. Comme on cherche à avoir la sensibilité maximale de la cellule, on l'utilisera entre 1 et 2 Torr.

5.3.6. Réglage de la lentille selon l'axe optique

Pour estimer la sensibilité du réglage de la position de la lentille selon son axe optique les valeurs moyennes $\langle S_r \rangle$ et S_{Log} ont été calculées sur des séries de 100 acquisitions pour une course de 34 mm. Comme le montrent les résultats donnés figure 13, on a une bonne stabilité du signal sur 10 mm. Cette longueur est à comparer avec les 15 mm que font les électrodes dans le sens de l'axe optique. Le réglage de la lentille selon son axe optique n'est donc pas critique.

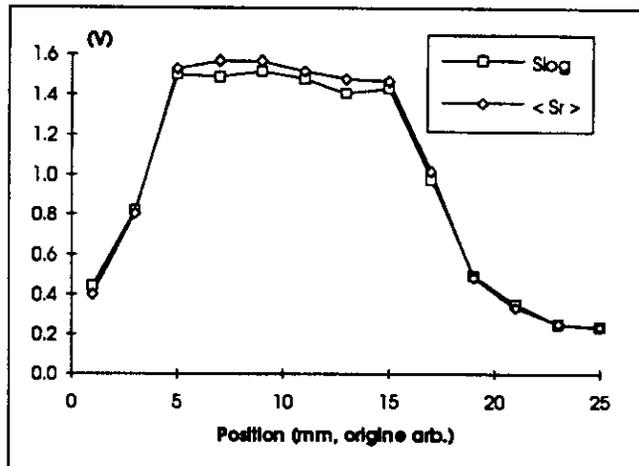


Figure 13: Signaux moyens $\langle S_r \rangle$ et S_{Log} en fonction de la position de la lentille

6. Autocorrélation

6.1. Alignement de l'optique

Le schéma de l'optique de l'autocorrélateur est donné figure 14.

Avant l'alignement de l'optique de l'autocorrélateur proprement dit, le faisceau laser à 262 nm doit comporter un faisceau pilote HeNe qui coïncide au mieux avec le faisceau ultraviolet.

Par rapport au faisceau ultraviolet, le faisceau HeNe continu a l'avantage d'être plus visible et d'avoir une plus grande longueur de cohérence.

Les réglages suivants sont à effectuer dans l'ordre. Sauf indication contraire, toute modification d'un réglage détruit les suivants qui sont donc à refaire.

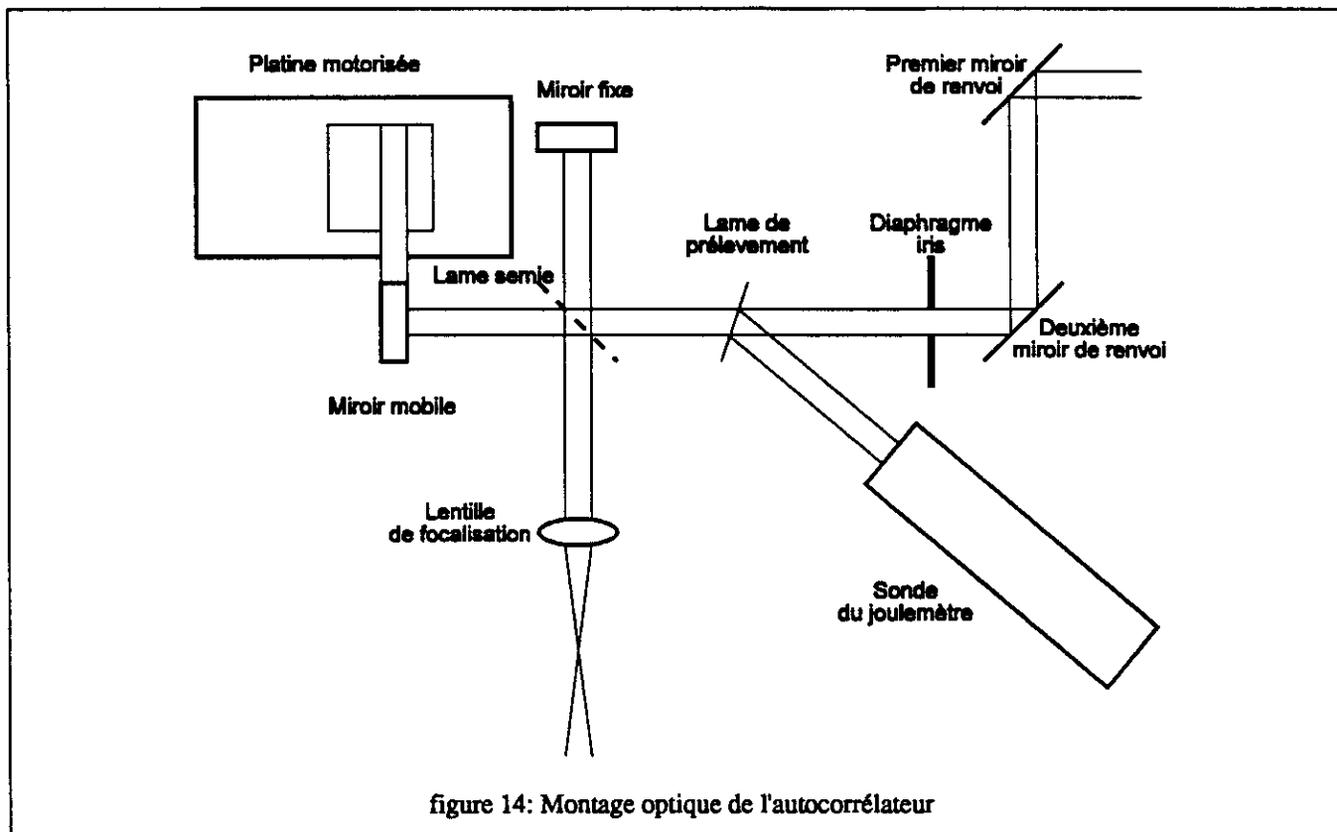


figure 14: Montage optique de l'autocorrélateur

Placer le diaphragme iris dans une position moyenne de sa monture réglable en translation.

Réglage des miroirs de renvoi avec le faisceau ultraviolet (HeNe pilote coupé):

Démonter le support du miroir mobile afin que le faisceau longe le bord de la platine motorisée sur toute sa longueur.

Régler le premier miroir de renvoi de manière à ce que le faisceau soit centré sur le diaphragme, ceci en jouant sur la commande d'ouverture du diaphragme et en observant ce qui passe à travers.

Régler grossièrement la lame de prélèvement de manière à renvoyer le faisceau qu'elle réfléchit vers la sonde du joulemètre.

Fermer le diaphragme au maximum.

Rendre parallèle le faisceau avec le bord de la platine motorisée. Pour cela placer le bloc portant le papier millimétré couvert de surligneur alternativement à chaque extrémité du bord de la platine et vérifier que le faisceau tombe au même endroit dans les deux cas.

Ce réglage détruit partiellement le centrage du faisceau sur le diaphragme qui avait été fait avec le premier miroir. Il faut donc reprendre alternativement les réglages des deux miroirs. La situation converge rapidement vers la position où le faisceau passe au centre du diaphragme et est parallèle à la platine.

En fin de procédure, on peut centrer le diaphragme sur le faisceau sans toucher au premier miroir ce qui est un réglage qui ne change pas la direction finale du faisceau.

Centrer la sonde du joulemètre sur le faisceau prélevé. Cette opération ne change en rien le cheminement du faisceau et donc n'impose pas de retoucher les réglages suivants.

Vérifier qu'avec le diaphragme minimal, les faisceaux U.V. et pilote sont bien superposés.

Réglage du miroir mobile à l'aide du faisceau pilote:

Remonter le support du miroir mobile. Cacher le miroir fixe. Eloigner au maximum le miroir du diaphragme en faisant se déplacer le chariot de la platine motorisée.

Diaphragme minimal, ramener le faisceau réfléchi sur lui-même en observant la tache rouge sur le diaphragme. Quand le faisceau repasse par le diaphragme on peut affiner le réglage en centrant le faisceau renvoyé vers le laser HeNe.

Réglage de la lame semie et de la cellule:

Le réglage de la lame semie ne change la position du faisceau que dans un plan horizontal. Le réglage vertical se fait en changeant la hauteur de la cellule à l'aide des vis de son support.

Eteindre le faisceau pilote, cacher le miroir fixe, sortir la lentille de focalisation du faisceau.

Régler le diaphragme de manière à avoir le faisceau le plus large possible tout en gardant des bords nets.

Régler d'abord la lame en rotation et en translation, puis la hauteur de la cellule, de manière à ce que le

faisceau réfléchi traverse les fenêtres de la cellule par leur centre.

Le faisceau doit être centré par rapport aux électrodes. S'il est assez large pour faire apparaître l'ombre des électrodes, ceci doit avoir lieu symétriquement.

Réglage du miroir mobile de manière à superposer la voie fixe sur la voie à retard variable à quelques franges près:

Avec le faisceau pilote et le diaphragme minimal superposer les doubles reflets des deux voies.

Lorsque des interférences apparaissent, ouvrir le diaphragme et minimiser le nombre de franges.

Le réglage avec le faisceau ultraviolet n'est possible que si l'écart entre les deux voies est inférieur à la longueur de cohérence du laser, qui correspond à un déplacement de 1 mm.

Centrage de la lentille sur le faisceau:

Basculer la lentille en dehors du faisceau.

Faisceau pilote coupé et diaphragme minimal, repérer la position du faisceau derrière la cellule.

Remettre la lentille dans le faisceau.

Régler la position de la lentille dans son plan de manière à ce que le faisceau retrouve sa position sans lentille.

La position de la lentille le long de son axe optique sera réglée une fois que l'on aura un signal d'ionisation. On se placera au centre de la zone dans laquelle on collecte la charge (voir chapitre à ce sujet dans l'étude des différents paramètres).

6.2. Le programme de contrôle de l'autocorrélateur

6.2.1. L'écran de saisie des paramètres

Le programme AUTOCOR présente à son démarrage un écran de saisie de tous les paramètres. Les valeurs de ceux-ci sont gardées dans un fichier remis à jour à chaque modification. L'écran de saisie est divisée en trois zones.

La première concerne la position de la table et comporte deux champs et un bouton. Le premier champ permet de rentrer la position à laquelle on veut déplacer la platine. Le second affiche la position de la table lue dans le fichier correspondant qui est remis à jour à chaque déplacement à partir de la lecture du codeur optique de la platine. Le bouton "Déplace" lance l'exécution du déplacement jusqu'à la position demandée. Ceci fonctionne indépendamment de toute acquisition du signal d'ionisation ou de l'énergie et ne demande donc pas le fonctionnement du trigger.

La seconde zone concerne la gamme d'affichage utilisée pendant le test. Les paramètres sont:

- la tension maximale des affichages,
 - l'énergie maximale des affichages, qui est aussi la limite supérieure pour le calcul des histogrammes.
 - l'énergie de référence, E_r , qui sert au calcul de S_r .
- Le bouton "Test" démarre la procédure de test décrite plus loin.

La troisième zone regroupe les paramètres nécessaires à l'acquisition de signaux à une série de position. C'est tout d'abord le nom de la mesure qui sert au stockage des résultats.

Ensuite, la série de positions est définie par les positions de départ et d'arrivée, la taille des pas. Ceci permet de calculer le nombre de positions, qui est affiché.

Le nombre d'acquisitions faites à une position est contrôlée par la précision relative voulue pour la mesure, avec un nombre maximum de centaines d'acquisitions.

Le bouton "Mesure" lance la série.

Le bouton "SORTIE" permet de quitter le programme

6.2.2. L'acquisition de test

Le bouton "Test" amène la platine à la position demandée et démarre une acquisition continue qui est arrêtée par la pression de n'importe quelle touche. Sur la première ligne de l'écran sont indiqués le nombre d'acquisitions effectuées, la position de la platine lue par les encodeurs optiques et, entre parenthèses, celle demandée par le programme. Toutes les cinquante acquisitions, la position de la platine est modifiée de manière aléatoire tout en restant à moins de 50 μm de la position de départ.

Le résultat des acquisitions est présenté à l'aide de quatre graphes.

En haut à gauche est représenté le signal, S , en fonction de l'énergie mesurée, E . Les deux échelles vont de zéro aux valeurs maximales entrées sur l'écran de saisie des paramètres. Les valeurs instantanées sont affichées immédiatement dessous.

En haut à droite c'est S_r , en fonction de E , avec dessous sa valeur instantanée, sa moyenne, son écart type et le nombre d'acquisitions nécessaires pour que la précision relative sur la moyenne, soit celle entrée sur l'écran de saisie. La précision relative sur la moyenne, au sens des moindres carrés, est donnée par la formule:

$$\varepsilon = \frac{\text{écart type}}{\text{moyenne} \cdot \sqrt{\text{nombre d'acquisitions}}}$$

En bas à gauche un histogramme des mesures d'énergie est mis à jour en temps réel avec dessous l'affichage de la mesure courante, de la moyenne et de l'écart type.

En bas à droite, le logarithme du signal, $\text{Log}(S)$, est représenté en fonction de celui de l'énergie, $\text{Log}(E)$. Le calcul est fait avec S en Volts et E en μJ . Pour permettre un bon repérage de l'ordre 2, deux droites de pente 2 barrent le graphe.

Tout en bas de l'écran est affiché, à chaque acquisition, le signal prélevé en face arrière du boîtier de la sonde Pirani, ainsi que la pression de monoxyde d'azote correspondante.

6.2.3. L'acquisition en série

Le bouton "Mesure" amène la platine à la position de départ et démarre la série d'acquisitions.

A chaque position les acquisitions sont faites par centaines, chaque centaine étant elle-même décomposée en deux cinquantaines. Pour chaque centaine un décalage compris entre 5 et 50 μm est déterminé. La première cinquantaine est faite à la position augmentée de ce décalage et la seconde à la position diminuée du même décalage. Après chaque centaine, on ne passe à la position suivante que si la précision relative de la moyenne est inférieure à la valeur fixée ou si l'on a atteint le nombre maximum d'acquisitions pour une position.

En haut à gauche de l'écran le nombre d'acquisitions effectuées à la position en cours est indiqué sous la forme d'une somme de deux nombres. Le premier est un multiple de cinquante et le second est un compteur sur la cinquantaine en cours.

Les positions de la platine lue par les encodeurs optiques et, entre parenthèses, celle demandée par le programme sont affichées en haut à droite.

Le résultat des acquisitions est présenté à l'aide de quatre graphes.

En haut à gauche est représenté le signal, S , en fonction de l'énergie mesurée, E . Les deux échelles vont de zéro aux valeurs maximales entrées sur l'écran de saisie des paramètres. Les valeurs instantanées sont affichées immédiatement dessous.

En haut à droite c'est S_r en fonction de E avec dessous sa valeur instantanée, sa moyenne, son écart type. Ces deux dernières valeurs sont calculées sur la fraction de cinquantaine d'acquisitions en cours.

En bas à gauche deux histogrammes des mesures d'énergie sont mis à jour après chaque centaine d'acquisitions. L'histogramme représenté par des lignes verticales correspond aux acquisitions à la position courante, alors que celui représenté par des colonnes est établi sur l'ensemble des acquisitions faites depuis le début de la mesure. Sous ce graphe sont affichés la moyenne et l'écart type de l'énergie pour la position en cours, ainsi que le rapport des deux en pour-cent.

En bas à droite, la courbe d'autocorrélation est mise à jour toutes les cent acquisitions. Pour chaque position un trait rouge vertical est tracé. Il est centré sur la moyenne des S_r et a pour longueur deux fois l'écart type. La position du centre est indiquée par un petit trait noir. Sous ce graphe on trouve les valeurs de la moyenne des S_r pour la position courante, l'écart type correspondant et la précision relative de la moyenne compte tenu du nombre d'acquisitions prises en compte.

Tout en bas de l'écran est aussi affichée le signal prélevé en face arrière du boîtier de la sonde Pirani, ainsi que la pression de monoxyde d'azote correspondante.

6.2.4. Les fichiers créés

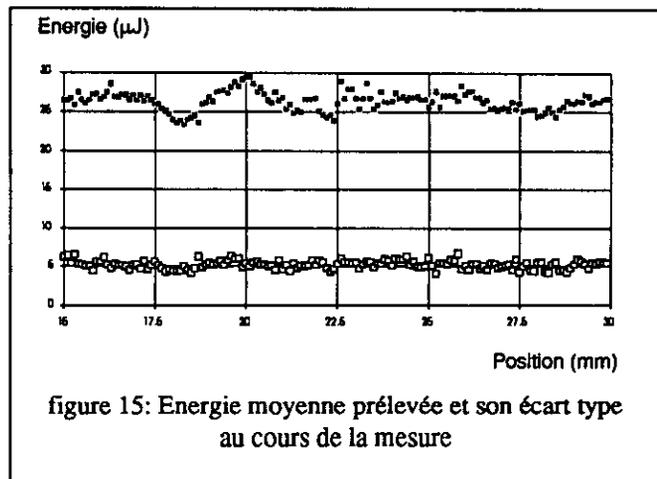
A la fin d'une série d'acquisitions le programme crée deux fichiers dans le sous répertoire DATA. Leurs noms sont $NOM.XLS$ et $NOM.HIS$, où NOM est le nom de la mesure donné par l'utilisateur. Ces fichiers textes contiennent des tableaux de nombres dont les colonnes sont séparés par des marques de tabulation et les lignes par des retour chariot. Ceci permet de les récupérer directement sous Excel.

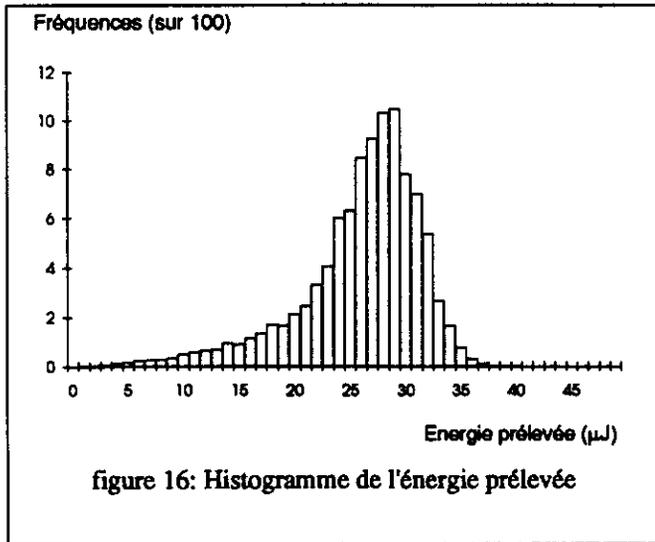
Le premier tableau comprend 6 colonnes et autant de lignes que de positions de dans la série. Les colonnes donnent: la position en mm, le nombre de centaines d'acquisitions, la moyenne et l'écart type des S_r (en Volts), la moyenne et l'écart type de l'énergie (en μJ).

Le second tableau comprend autant de colonnes que de cases pour le calcul des histogrammes plus deux et autant de lignes que de positions de dans la série plus une. La première colonne contient la position, la seconde le nombre de centaines d'acquisitions et les suivantes les valeurs des histogrammes. La dernière ligne contient l'histogramme pour l'ensemble de la mesure avec le nombre total de centaines d'acquisitions. Toutes les fréquences des histogrammes sont ramenées à cent acquisitions.

6.3. Exemple de mesure

La mesure présentée ici a été faite pour un déplacement de la platine motorisée de 15 à 30 mm avec un pas de 0,1 mm, soit 151 points. La précision relative demandée était de 1.3 %. La pression de monoxyde d'azote était d'environ 0.9 Torr. La figure 15 donne la valeur moyenne de l'énergie prélevée et l'histogramme pour l'ensemble de la mesure est figure 16. Celui-ci est bien différent de celui présenté figure 1, ce qui montre que le comportement du laser varie d'un jour à l'autre.



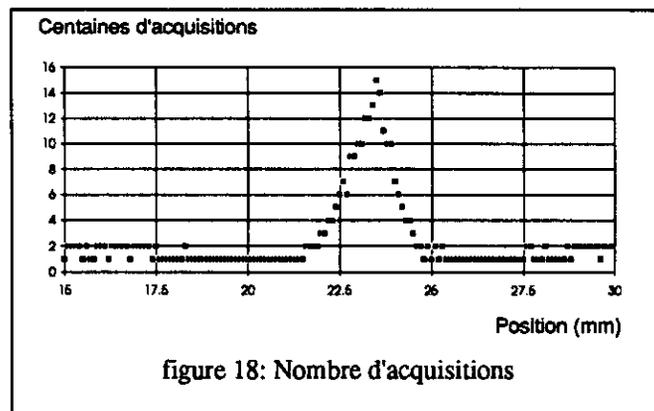
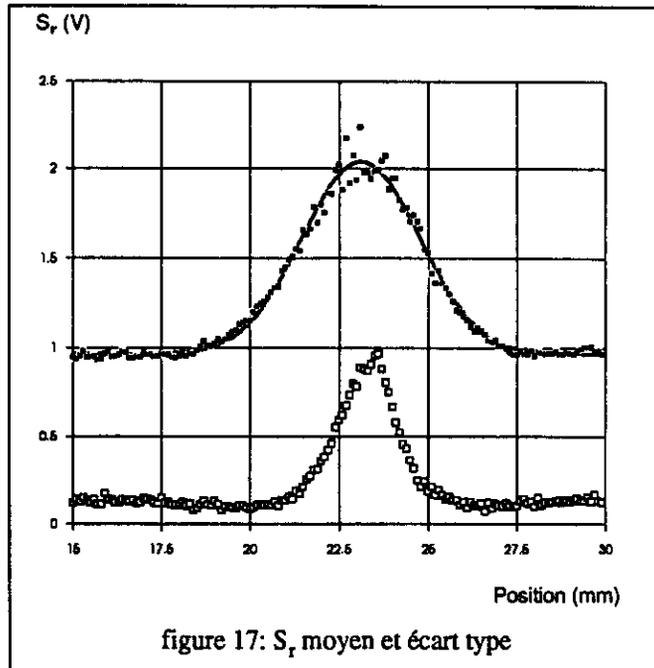


L'énergie qui entre effectivement dans la cellule est égale à environ un quart de celle prélevée pour la mesure. Ce sont donc environ $7 \mu\text{J}$ qui ont été utilisés pour l'ionisation.

La courbe d'autocorrélation, avec un ajustement par une gaussienne, est donnée figure 17. La largeur à mi-hauteur de la gaussienne est de $5,13 \text{ mm}$, ce qui correspond à 17 ps . Le rapport entre la largeur de la courbe d'autocorrélation et la durée de l'impulsion, toutes deux prises à mi-hauteur dépend de la forme de l'impulsion. Etant donné le bon ajustement par la gaussienne on peut supposer que l'impulsion est aussi gaussienne et alors appliquer le rapport de $\sqrt{2}$. L'impulsion ferait donc 12 ps . Une série de calculs de ce rapport pour une variété de formes d'impulsions [5] a conclu qu'un rapport de $1,45$ donne une mesure de la durée d'impulsion à environ 10% près. Si on applique ce résultat on trouve une durée d'impulsion comprise entre $10,5$ et 13 ps .

La figure 17 donne aussi l'écart type de S_r . Ces grandes valeurs pour les positions correspondant au sommet de la courbe d'autocorrélation sont dues à l'apparition des phénomènes d'interférences. On remarque que ceux-ci n'ont lieu que sur environ 2 mm , ce qui correspond à une durée de cohérence de l'ordre de 7 ps , ce qui n'est que la moitié de la durée d'impulsion.

La mesure a demandé un nombre total de $36\,900$ acquisitions, ce qui correspond à un peu plus d'une heure. La figure 18, donne le nombre de centaines d'acquisitions en fonction des positions. Ce nombre varie de 1 à 2 pour les zones où les impulsions sont totalement séparées et atteint 16 au point où les interférences sont les plus importantes. L'ajustement automatique d'un nombre d'acquisitions permet de réduire considérablement le temps de mesure, car si on avait fait $16\,000$ acquisitions à chaque position, la mesure aurait duré presque 7 heures.



7. Références

1. Photocathodes tested in the DC gun of the CERN Photoemission Laboratory, E. Chevally, J. Durand, S. Hutchins, G. Suberluq, M. Wurgel, CERN/PS/LP /Note 93-22 (Tech) (1993)
2. Etude exploratoire pour la réalisation d'un autocorrélateur pour le laser U.V. picosecondes du laboratoire de photoémission, P. Joly, CERN/PS/LP /Note 93-30 (Tech.) (1993)
3. Encyclopédie des Gaz - L'Air Liquide
4. J. Durand - PS, communication privée
5. Pulse Duration Measurement (FWHM) by Auto-correlation, P. Joly, CERN/PS/LP/Note 93-28 (Tech.) (1993)