

Corrélations vectorielles dans la photoionisation dissociative de H₂ par une harmonique XUV femtoseconde sélectionnée spectralement par des miroirs multicouches

P. Billaud¹, M. Géléoc², F. Delmotte³, M. Roulliay¹, Y.J. Picard¹, K. Veyrinas¹, J.F. Hergott², S. Marggi Poullain¹, P. Breger², M. Billon², T. Ruchon², F. Lepetit², A. Huetz¹, B. Carré² et D. Dowek¹

¹ Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay (UMR 8214 Univ. Paris-Sud et CNRS), Bât. 350, Univ. Paris-Sud, 91405 Orsay Cedex, France

² Service des Photons Atomes et Molécules, Bât. 522, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

³ Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ. Paris-Sud, 2 avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France

Résumé. Nous avons démontré la faisabilité de mesures de corrélations vectorielles dans la photoionisation dissociative de H₂ auprès d'une source XUV femtoseconde d'harmonique d'ordre élevé cadencée à 1 kHz [1]. Dans ce contexte, nous présentons les miroirs multicouches conçus, réalisés et caractérisés par la Centrale d'Elaboration et de Métrologie d'Optiques X pour sélectionner cette harmonique 21 à ~32 eV (~40 nm). Nous avons mesuré une série d'observables, de la distribution en coïncidence des énergies cinétiques de l'ion fragment et de l'électron aux distributions angulaires du photoélectron émis dans le référentiel moléculaire (MFPADs), ainsi que leur évolution avec l'énergie cinétique de l'ion fragment. Ces résultats ouvrent la voie à des études résolues en temps, basées sur la mesure des MFPADs, de la dynamique femtoseconde des états doublements excités Q₁ et Q₂ de H₂.

1. INTRODUCTION

La photoionisation dissociative (DPI) de H₂ vers sa première limite de dissociation (L₁), H₂ + hν → H⁺ + H(1s) + e⁻, pour des photons d'énergie hν = 28–35 eV, en résonance avec les états doublement excités (EDE) Q₁ et Q₂, est l'objet de beaucoup d'intérêt. En effet, la relaxation de ces états met en compétition autoionisation et dissociation sur une échelle de temps de quelques femtosecondes (fs) et donne lieu à des interférences quantiques [1–6]. Des calculs basés sur l'équation de Schrödinger dépendant du temps (TDSE) prédisent une évolution significative des observables caractérisant la DPI en fonction de la largeur spectrale de l'impulsion de quelques fs qui induit la réaction [7–9]. Les expériences de corrélations vectorielles (CV), mesurant en coïncidence les vecteurs vitesses d'émission de l'ion et de l'électron [10,11], fournissent les informations les plus complètes sur la dynamique moléculaire. Leur couplage avec l'utilisation de sources d'harmoniques d'ordre élevé (HHG) ouvre la voie à des études résolues en temps à l'échelle fs [12]. Dans cette direction, nous avons rapporté les premiers résultats caractérisant l'évolution de la distribution angulaire du photoélectron émis dans le référentiel moléculaire (MFPAD) pour la DPI de H₂ induite par l'harmonique 21 (H21) d'un laser Infra-Rouge (IR), d'une durée de quelques dizaines de femtosecondes. La sélection spectrale de cette harmonique est obtenue au moyen de miroirs interférentiels multicouches, conçus et fabriqués par la Centrale d'Elaboration et de Métrologie d'Optiques X (CEMOX) [13]. Ces résultats ont été validés par

This is an Open Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License 2.0, which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

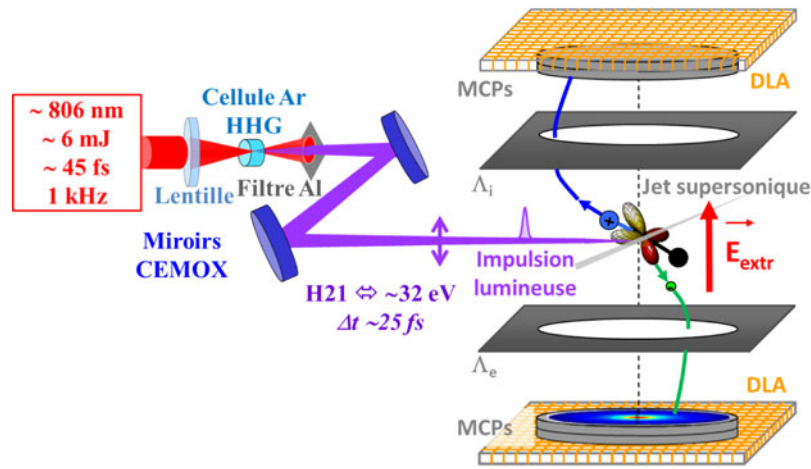


Figure 1. Schéma de la source HHG couplée au spectromètre CV. Les impulsions du laser PLFA sont focalisées dans une cellule d'argon (Ar). Le rayonnement IR et les harmoniques basses sont éliminés par une lame de silice et un filtre en aluminium (Al) (voir texte). La composante H21 (~ 32 eV) est sélectionnée spectralement par deux miroirs CEMOX plan et sphérique (distance focale de 50 cm). La durée des impulsions est estimée à ~ 25 fs [1]. Dans le spectromètre, les électrons et les ions sont extraits de la zone d'interaction par un champ électrostatique uniforme et guidés vers leur détecteur sensible en temps et position (TPSD, constitué de galettes de micro-canaux (MCPs) et d'une anode à ligne à retards (DLA)) en utilisant des lentilles électrostatiques Λ_i et Λ_e .

des mesures auprès du rayonnement synchrotron (RS) [1, 15]. Les chemins de DPI de H_2 induite par absorption d'un photon $h\nu$ (cf. figure 1 de [3]) mènent à la limite de dissociation L_1 . La différence d'énergie entre $h\nu$ et l'énergie de dissociation $E_D^{L1} \sim 18.076$ eV se répartit entre l'énergie cinétique de l'électron E_e et celles des fragments atomique E_H et ionique E_{H^+} : $h\nu - E_D^{L1} \approx E_e + 2E_{H^+}$, car $E_H \approx E_{H^+}$. La présence d'états répulsifs de H_2 , dont l'autoionisation peut avoir lieu à toute distance internucléaire, implique que se produise des événements de DPI pour une distribution continue d'énergie E_{H^+} . Atteindre ces dynamiques électronique et nucléaire couplées requiert de suivre les MFPADs en fonction de E_{H^+} . Pour l'analyse, les événements de DPI acquis sont regroupés par bandes d'énergie centrées sur E_{H^+} . La faisabilité des mesures CV nécessite une statistique suffisante pour chaque bande. La HHG rayonne un « peigne » d'harmoniques, ce qui limite la statistique d'acquisition, pour la DPI à une harmonique donnée, quand il faut respecter la condition de coïncidence sur le signal total. Aux faibles taux de comptage en coïncidence obtenus avec une source à 1 kHz, la sélection d'une seule harmonique permet d'optimiser la durée des mesures de DPI.

Dans cet article, nous décrivons le montage expérimental des expériences femtosecondes en mettant l'accent sur les miroirs interférentiels multicouches réalisant la sélection spectrale. Puis nous relierons la qualité de la sélection de H21 obtenue aux observables des mesures CV.

2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL AVEC SÉLECTION SPECTRALE

Le faisceau de photons d'énergie $h\nu \sim 32$ eV, correspondant à H21 sélectionnée spectralement, croise un jet supersonique de molécules orientées aléatoirement au centre du spectromètre CV [14], comme représenté figure 1.

2.1. Source XUV femtoseconde à 1 kHz sélectionnée spectralement

La source XUV femtoseconde est basée sur le laser PLFA qui délivre à 1 kHz des impulsions IR centrées à $\lambda_{IR} \approx 806$ nm avec une largeur totale à mi-hauteur (LTMH) de ~ 25 nm, une durée d'impulsion de ~ 45 fs et un facteur de qualité du faisceau $M_{PLFA}^2 \sim 1,5$. Des impulsions d'énergie ~ 6 mJ (le laser

pouvant délivrer jusqu'à 13 mJ par impulsion) sont focalisées par une lentille de 3 m de distance focale (rapport d'ouverture ~ 100) dans une cellule de génération de 4 cm, contenant du gaz Ar à une pression de quelques mbar. Au foyer IR de diamètre $\sim 250 \mu\text{m}$, l'intensité est évaluée à $\sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Après la génération, le faisceau IR est éliminé par une lame de silice (non incluse figure 1), travaillant à $\sim 11^\circ$ d'incidence rasante et réfléchissant $\sim 50\%$ des harmoniques XUV et moins de 10 % du faisceau IR, puis un filtre Al de 200 nm d'épaisseur qui absorbe l'IR résiduel ainsi que les harmoniques d'ordre ≤ 11 et transmet de $\sim 10\%$ à 50 % des ordres 13 à 31. La sélection de H21, correspondant à une énergie de photon $h\nu_{\text{H21}} = 31,9 \pm 0,3 \text{ eV}$ avec une largeur de $0,35 \pm 0,05 \text{ eV}$ LTMH, est assurée par un jeu de miroirs multicouches plan et sphérique (distance focale de 50 cm), travaillant près de l'incidence normale à 4° avec une haute réflectivité $R_{\text{H21}} \sim 23\%$ (cf. partie 2.2). Le nombre de photons XUV est estimé à $\sim 10^{+8}$ par impulsion, soit $\sim 10^{+11}$ par seconde, pour une durée d'impulsion de l'ordre de $\sim 25 \text{ fs}$ LTMH. Le foyer XUV a un diamètre de $\sim 250 \mu\text{m}$ correspondant à un paramètre confocal dans la gamme du mm.

2.2. Conception, fabrication et caractérisation des miroirs multicouches

Les miroirs multicouches XUV (MC) sélectionnent l'harmonique H21 dans le spectre discret des harmoniques 13–31 et la focalisent dans l'enceinte CIEL 2 au centre du spectromètre CV. Les MC ont fait l'objet d'un développement spécifique que nous présentons succinctement dans cette section. Les miroirs multicouches ont généralement un pouvoir réflecteur non négligeable dans la bande VUV (50–200 nm). Ceci est dû à la forte variation des indices optiques dans cette gamme spectrale pour la plupart des matériaux, qui conduit à une réflexion importante à la première interface (la surface) de l'empilement. À titre d'exemple, la figure 2a montre les réflectivités mesurées pour 2 types d'empilements périodiques, carbure de bore/silicium ($\text{B}_4\text{C}/\text{Si}$) et scandium/silicium (Sc/Si), optimisés pour sélectionner deux harmoniques différentes, respectivement H23 et H17. La réflectivité de ces MC dans le VUV est du même ordre ($\sim 35\%$ en incidence normale) que celle dans la bande spectrale XUV de sélection d'une harmonique. Pour les études de DPI sur H_2 , il est donc indispensable d'éliminer du spectre de réflectivité la partie VUV où se situent les harmoniques basses qui photoioniseraient H_2 et dégraderaient la qualité statistique des mesures. Nous avons cherché à concevoir des miroirs réfléchissants efficacement une longueur d'onde XUV donnée (typiquement entre 30 et 50 nm) avec un taux de réjection élevé dans la bande VUV. La longueur de pénétration du rayonnement VUV étant typiquement de l'ordre de 10 nm, seules les couches à la surface de l'empilement vont déterminer la réponse spectrale du miroir dans cette gamme. En choisissant bien la nature et l'épaisseur de cette couche en surface, il est possible d'optimiser la réjection du VUV sans pénaliser la réflectivité dans l'XUV. La plupart des matériaux utilisés dans les empilements multicouches XUV présentent un pouvoir réflecteur en incidence normale supérieur à 10 % dans la gamme VUV (figure 2b). Par contre, si l'on ajoute une couche mince d'oxyde de silicium (SiO_2) d'épaisseur optimisée sur un substrat de Si, la réflectivité reste inférieure à quelques pourcents sur toute la gamme 60 à 100 nm (figure 2b). On obtient ainsi un effet antireflet (AR) du fait des interférences entre les ondes réfléchies aux deux interfaces (vide/ SiO_2 et SiO_2/Si).

Nous avons optimisé des empilements multicouches pour les harmoniques H17 à H25, composés d'une structure périodique $\text{B}_4\text{C}/\text{Si}$ ou Sc/Si recouverte d'une couche AR de SiO_2 . Ces empilements ont été déposés dans la machine de pulvérisation cathodique magnétron 4 cibles de CEMOX (PLASSYS MP800S) dont le mode opératoire a été décrit ailleurs [18, 19]. La figure 2c présente une mesure de la réflectivité d'une multicouche $\text{B}_4\text{C}/\text{Si}$ traitée AR pour l'harmonique H25, effectuée sur la ligne BEAR du synchrotron ELETTRA. La réflectivité reste inférieure à 2 % sur la gamme spectrale 40–80 nm alors que nous avons 15 % de réflectivité à 70 nm pour une multicouche $\text{B}_4\text{C}/\text{Si}$ sans le traitement AR. Dans le cas de l'harmonique H21, la structure sous la couche AR a été réoptimisée pour obtenir une réflectivité maximale à la longueur d'onde de H21 ($\sim 40 \text{ nm}$). Du fait de la faible bande passante requise pour sélectionner une seule harmonique, le centrage du pic de Bragg est très sensible. Son contrôle a

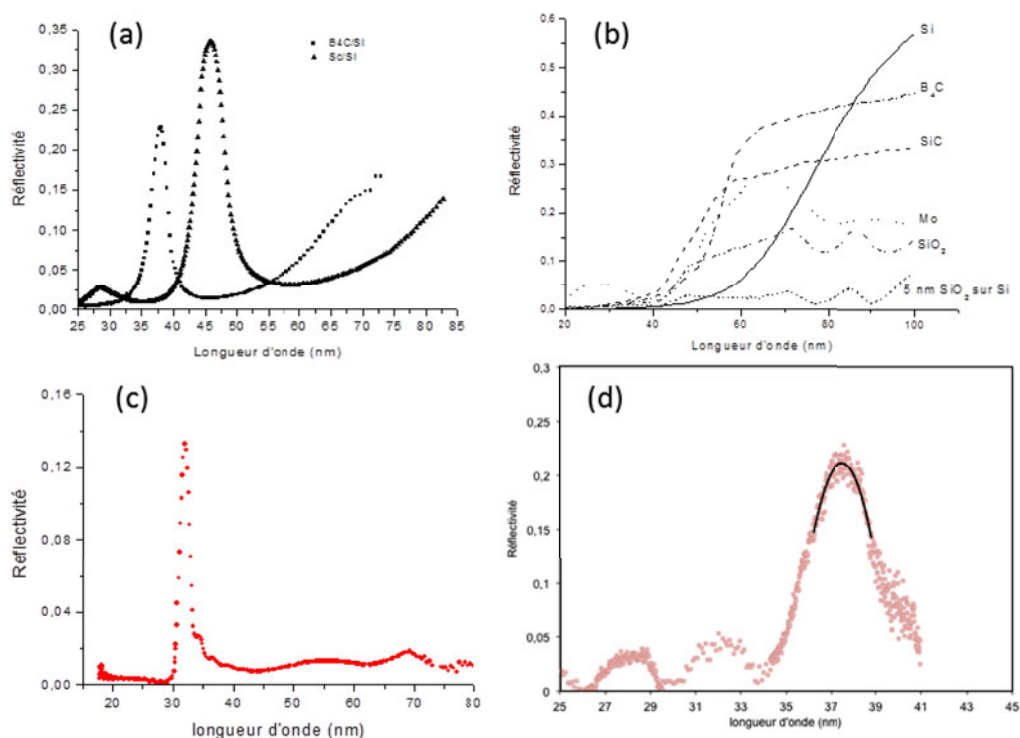


Figure 2. (a) Réflectivité mesurée sur rayonnement synchrotron à 10° de l'incidence normale pour des miroirs multicouches B_4C/Si et Sc/Si ; (b) Réflectivité calculée en incidence normale pour différents matériaux massifs dans la gamme VUV ; (c) Réflectivité, mesurée auprès du rayonnement synchrotron (ligne BEAR, Elettra), d'un miroir multicouche B_4C/Si optimisé pour une longueur d'onde de 32 nm et traité AR (une couche SiO_2 d'épaisseur 4,4 nm est déposée en surface de l'empilement pour réaliser l'AR) ; (d) Réflectivité mesurée sur le réflectomètre EUV de CEMOX pour vérifier le centrage du pic de Bragg du miroir plan utilisé pour sélectionner H21 (la réflectivité a été normalisée par rapport à un échantillon de référence mesuré sur synchrotron et sur CEMOX).

été réalisé sur le réflectomètre EUV à source plasma laser de la plateforme CEMOX [20], d'abord sur un échantillon test puis sur les miroirs plan et sphérique (distance focale de 50 cm) utilisés dans l'étude de la DPI de H_2 (figure 1). La position du pic est déterminée par une interpolation polynomiale du sommet de la courbe (trait plein sur la figure 2d) afin de s'affranchir du bruit de mesure. La précision de la mesure est de $\pm 0,2$ nm. Cette procédure d'ajustement de la position des pics de Bragg a permis de sélectionner efficacement H21 avec une bonne réjection spectrale des autres harmoniques, comme le montre la figure 3a. La réflectivité de $\sim 23\%$ pour H21 a été obtenue par normalisation de la mesure CEMOX par rapport à un échantillon de référence. Cette valeur a été confirmée par une mesure directe sur la source HHG.

2.3. Corrélations vectorielles électron-ion

Les ions et les électrons sont extraits de la zone d'interaction par un champ électrostatique uniforme et guidés jusqu'à deux détecteurs sensibles en temps et position (TPSD) par deux lentilles électrostatiques de focalisation. Chaque TPSD est constitué de galettes de micro-canaux (MCPs) et d'une anode à ligne à retard (DLA). Le champ d'extraction, $E_{\text{extr}} = 100$ V/cm ou 150 V/cm, assure une collection sur 4π sr des ions et électrons pour E_e et $E_{H^+} \leq 9$ eV ou ≤ 14 eV, respectivement. On déduit les temps de vol et les positions d'impact de l'électron et de l'ion des signaux temps des MCPs et des DLA pour chaque événement coïncident (H^+, e) : ils déterminent les vecteurs vitesses dont on déduit la corrélation

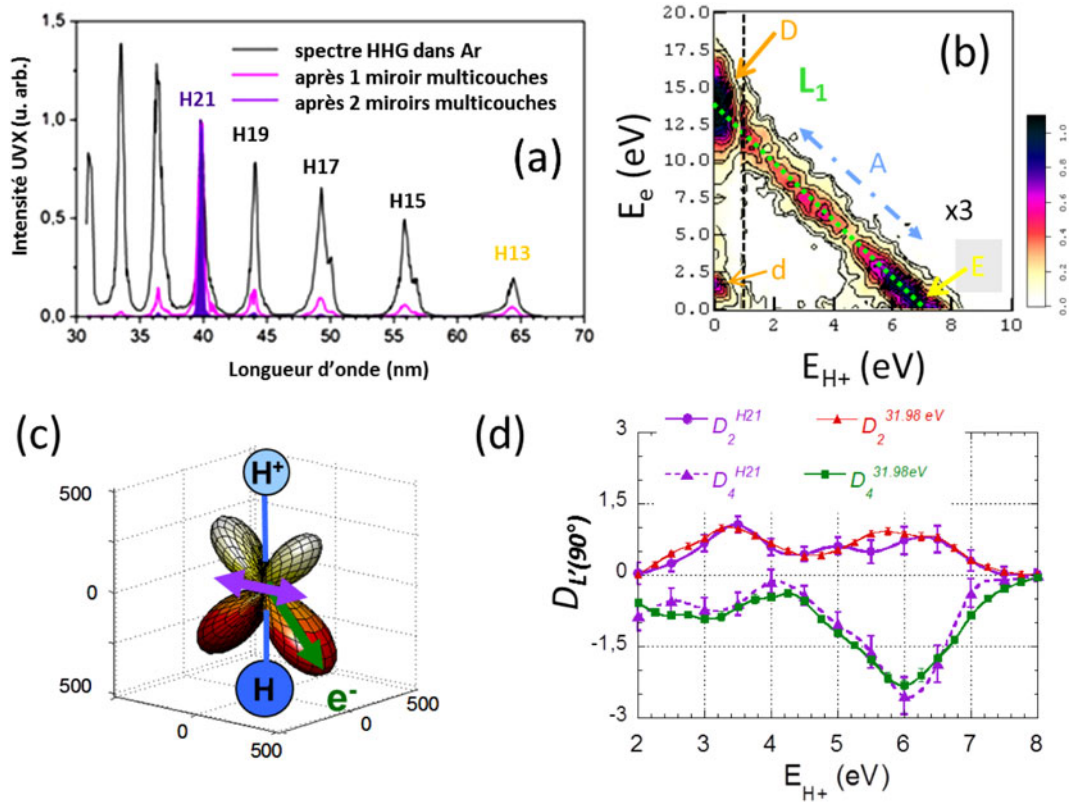


Figure 3. (a) Sélectivité spectrale des miroirs CEMOX : spectres HHG normalisés mesurés sans miroir (noir), avec un miroir (rose) et déduit avec deux miroirs (violet). Les pics de H21 ont été normalisés à 1. (b) KECD des événements (H^+ , e) produits par la source HHG. La diagonale pointillée verte correspond à la limite de dissociation L_1 - voir texte pour l'interprétation des structures D, E, A et d (échelle de couleur en unités arbitraires) -. (c) Tracé 3D de la MFPAD pour la DPI de H_2 pour $E_{H^+} = 5,5$ eV. La polarisation \mathbf{P} (flèche violette) est perpendiculaire à l'axe moléculaire. (d) Coefficients $D_{2(90^\circ)}$ et $D_{4(90^\circ)}$ de la DPI de H_2 par H21 (en violet) et par RS à $h\nu = 31,98$ eV (en rouge et vert).

(\mathbf{V}_{H^+} , \mathbf{V}_e). Dans l'approximation du recul axial [21], on peut accéder à la MFPAD, comme cela est illustré en figure 1 pour une transition perpendiculaire. Pour les expériences avec H21 [1], l'enceinte ultra-vide CIEL 2 [12] accueillait le spectromètre CV. La polarisation linéaire (\mathbf{P}) du faisceau lumineux est parallèle à l'axe du spectromètre. Pour la source à 1 kHz, un taux d'acquisition <100 coups par seconde (c/s), ou $<0,1$ événement par impulsion, assure d'acquérir de vraies coïncidences [16]. Une expérience de DPI de H_2 induite par H21 maintenue en conditions stables durant plusieurs heures correspond à $\sim 150\,000$ événements coïncidents enregistrés, parmi lesquels $\sim 5\,000$ appartiennent au canaux de DPI (H^+ , e). Pour l'analyse des données, les événements de DPI sont regroupés par bande d'énergie centrée à différentes valeurs de E_{H^+} , de largeurs $\delta E_{H^+}^{RS} = 0,5$ eV et $\delta E_{H^+}^{H21} = 1$ eV adaptées à la fois à la statistique et la résolution des mesures et à l'évolution des observables avec E_{H^+} .

3. DE LA SÉLECTION SPECTRALE AUX OBSERVABLES DE CORRÉLATIONS VECTORIELLES

La sélection spectrale de H21, permettant d'optimiser le taux de comptage des processus visés, est illustrée figure 3a : elle a été rendue possible par les miroirs CEMOX. Le taux global de 20 coïncidence

par seconde (coinc/s) correspond à un taux d'acquisition de 50 c/s (<100 c/s). Le spectre en temps de vol des ions détectés (non présenté), montre une contribution de $\sim 96\%$ pour la photoionisation non-dissociative de H_2 , de $\sim 3\%$ pour la DPI, soit 0,6 coinc/s, la contribution du gaz résiduel restant inférieure à $\sim 1\%$. Grâce à la sélection spectrale, la grande majorité des événements coïncidents (H^+, e) mesurés s'alignent sur une seule diagonale, associée à L_1 , dans le diagramme de corrélation en énergie cinétique (KECD) présenté figure 2b, au lieu d'une diagonale ou d'un pic pour chaque harmonique. Le KECD est l'histogramme bidimensionnel (2D) des événements coïncidents (H^+, e) en fonction de E_{H^+} et E_e . La distribution diagonale (avec un élargissement instrumental) des événements dus à H21 comporte une contribution majoritaire de l'ionisation directe (pics D et E), ainsi que celle de l'autoionisation via les EDE (bande A). Les pics de faible intensité observés pour $E_{H^+} \approx 0$ eV sur le KECD sont détectables parce que localisés en énergie, malgré le fort filtrage de la figure 3a : ils correspondent à l'ionisation directe par les harmoniques résiduelles H13 à H19, la section efficace de DPI étant plus élevée à l'énergie de H13 ($h\nu \approx 20$ eV, pic d en figure 2b). Une sélection le long de L_1 filtre les événements provenant de la DPI de H_2 . Le rendement d'ion en fonction de E_{H^+} permet de valider quantitativement la distribution d'énergie cinétique obtenue avec ~ 2500 événements de $E_{H^+} = 2$ à 8 eV pour les données H21 par comparaison avec ~ 150000 événements pour les données RS [1]. L'évolution du paramètre d'asymétrie β_{H^+} avec E_{H^+} étend cette validation à la distribution angulaire de l'ion fragment H^+ par rapport à la polarisation \mathbf{P} [1].

L'analyse angulaire de la corrélation vectorielle ($\mathbf{V}_{H^+}, \mathbf{V}_e$), fonction de l'angle polaire χ entre l'axe moléculaire et la polarisation \mathbf{P} ainsi que des angles polaire θ_e et azimuthal ϕ_e d'émission du photoélectron dans le référentiel moléculaire, donne accès aux MFPADs. Pour une polarisation linéaire, l'expression générale [17] permet d'extraire les paramètres caractérisant la dynamique de photoionisation et son couplage avec le mouvement nucléaire en termes de quatre fonctions F_{LN} , cf. éq.(1) et (2) de [1]. Dans cette étude, les fonctions F_{LN} dépendent de θ_e et E_{H^+} . Elles sont déduites d'un ajustement de la distribution angulaire mesurée à l'expression générale [17] en utilisant toute la statistique de la bande E_{H^+} concernée. Les MFPADs $I(\chi, \theta_e, \phi_e, E_{H^+})$ sont ensuite obtenues, avec la même qualité statistique, pour tout angle χ , cf. éq.(2) de [1]. Cette méthode est particulièrement appropriée quand la DPI est induite par la source harmonique à 1 kHz. La MFPAD pour $\chi = 90^\circ$, $I_{\chi=90^\circ}(\theta_e, \phi_e, E_{H^+})$, cf. éq. (4) de [1], présentée figure 2c pour une énergie de l'ion fragment $E_{H^+} \approx 5,5$ eV, représente la composante perpendiculaire de la transition. Elle montre la contribution dominante d'une onde partielle d et une forte asymétrie d'émission [2-4]. Une manière efficace de synthétiser l'évolution des MFPAD en fonction de E_{H^+} est de tracer l'évolution des coefficients du développement en ondes partielles des fonctions $F_{LN}(\theta_e)$. Pour ce faire, nous construisons tout d'abord la MFPAD $I_{\chi=90^\circ}(\theta_e, E_+)$, moyenne de $I_{\chi=90^\circ}(\theta_e, \phi_e, E_+)$ sur ϕ_e . La MFPAD $I_{\chi=90^\circ}(\theta_e, E_+)$ se développe ensuite en polynômes de Legendre $P_{L'}(\cos \theta_e)$ avec des paramètres $D_{L'}$, cf. éq. (6) de [1], incluant des ondes partielles jusqu'à f ($L' = 6$). La figure 2d montre les coefficients dominants $D_2(90^\circ)$ et $D_4(90^\circ)$. Ils présentent deux maximums, l'un à $E_{H^+} \approx 3,5$ eV et le plus important à $E_{H^+} \approx 6$ eV, avec une large contribution d'une onde partielle d reflétée par le paramètre négatif $D_4(90^\circ)$. Ces caractéristiques sont très bien identifiées pour les mesures H21 et RS [1].

4. CONCLUSION

Nous avons présenté une étude de la photoionisation dissociative de H_2 , après excitation à un photon dans la région des EDE répulsifs Q_1 et Q_2 par des impulsions XUV à ~ 32 eV, utilisant la méthode des corrélations vectorielles. Le rayonnement XUV est produit par une source harmonique femtoseconde à 1 kHz de taux de répétition L'harmonique H21 (~ 32 eV, ~ 40 nm) est filtrée spectralement au moyen de deux miroirs multicouches conçus, réalisés et caractérisés par CEMOX pour la sélection spectrale de l'harmonique H21. Les miroirs B_4C/Si travaillant près de l'incidence normale à 4° ont une haute réflectivité $R_{H21} \sim 23\%$. L'utilisation d'une couche anti-reflet en SiO_2 permet d'atténuer efficacement les harmoniques basses (H11 à H17). Dans l'étude de DPI de H_2 , nous avons mesuré une série

d'observables, de la distribution en énergies cinétiques aux distributions angulaires du photoélectron émis dans le référentiel moléculaire, ainsi que leur évolution avec l'énergie cinétique de l'ion fragment E_{H^+} . Malgré une statistique significativement plus faible, le bon accord des mesures H21 avec les mesures de référence auprès du RS [1] démontre la faisabilité des mesures de MFPADs en DPI utilisant une source XUV femtoseconde. Ces résultats ouvrent la voie aux études de photoionisation d'une molécule par le train d'impulsions attosecondes produit par la source harmonique (ensemble du spectre harmonique). Au-delà, cette étude de faisabilité a clairement comme objectif d'établir le potentiel des MFPAD en tant que sonde très sensible et fiable de la dynamique électronique/nucléaire, excitée par une combinaison d'impulsions XUV attosecondes/femtosecondes et d'impulsions laser [1].

Remerciements

Nous remercions P. Salières, H. Bachau, F. Martin et leurs collaborateurs pour les fructueuses discussions autour de ce travail, C. Elkharrat pour son soutien pendant les expériences sur PLFA. Nous remercions l'équipe laser du SPAM qui a mis en œuvre PLFA. Nous sommes reconnaissants envers L. Nahon, G. Garcia ainsi que leurs collègues de la ligne DESIRS et de SOLEIL, pour leur coopération. Nous sommes reconnaissants envers E. Bouisset, S. Damoy, C. Lacan de l'ISMO pour leur support technique. Nous remercions M. Morand pour sa contribution lors de deux stages. Ce travail a été soutenu financièrement par le Réseau Thématique de Recherche Avancée « Triangle de la Physique » (projet « Dynelec » 2008-046T), par l'Agence Nationale pour la Recherche (projet « AttoWave » ANR-09-BLAN-0031-01), ainsi que par le réseau d'accès transnational LASERLAB-EUROPE II/ JRA-ALADIN (RII3-CT-2003-506350). PB remercie le Centre National de la Recherche Scientifique pour son accueil en délégation.

Références

- [1] P. Billaud *et al.* J. Phys. B. **45**, 194013 (2012)
- [2] A. Lafosse *et al.* J. Phys. B **36**, 4683 (2003)
- [3] F. Martin *et al.* Science **315**, 629 (2007)
- [4] J. Fernandez and F. Martin New J. Phys. **11**, 043020 (2009)
- [5] D. Doweck *et al.* Phys. Rev. Lett. **104**, 233003 (2010)
- [6] T. J. Reddish *et al.* Phys. Rev. Lett. **108**, 023004 (2012)
- [7] J. L. Sanz-Vicario *et al.* Phys. Rev. A **73**, 033410 (2006)
- [8] J. F. Pérez-Torres *et al.* Phys. Rev. A **80**, 011402(R) (2009)
- [9] Gonzales-Castrillo *et al.* J. Phys. Chem. A **116**, 2704 (2011)
- [10] A. Lafosse *et al.* Phys. Rev. Lett. **84** (26), 5987 (2000)
- [11] J. Ullrich *et al.* Rep. Prog. Phys. (2003)
- [12] O. Guyétand *et al.* J. Phys. B **41**, 051002 (2008) et J. Phys. B **41**, 065601 (2008)
- [13] CEMOX est une plateforme de la fédération LUMAT, voir <http://www.cemox.u-psud.fr>
- [14] M. Lebech, J. C. Houver et D. Doweck Rev. Sci. Instrum. **73** (4), 1866 (2002)
- [15] L. Nahon *et al.* J. Synchrotron. Rad. **19**, 508 (2012)
- [16] C. Elkharrat, Y. J. Picard, P. Billaud, J. C. Houver et D. Doweck, **UVX 2008**, 35 (EDP Sciences, Les Ulis, 2009) (DOI: 10.1051/uvx/2009007)
- [17] R. R. Lucchese *et al.* Phys. Rev. A **65**, 020702 (2002)
- [18] J. Gautier *et al.*, Appl. Opt. **44**, 384 (2005)
- [19] J. Gautier *et al.*, Appl. Phys. A **88**, 719 (2007)
- [20] C. Hecquet *et al.*, J. Phys. IV France **138**, 259 (2006)
- [21] R. N. Zare J. Chem. Phys. **47**, 204 (1967)