

Effet de la polarisation du champ laser sur l'excitation de l'hydrogène atomique par impact d'électrons rapides

M. Bouzidi¹, A. Makhoute^{1,a}, et M.N. Hounkonnou²

¹ UFR de Physique Atomique, Moléculaire et Optique Appliquée, Université My Ismaïl, Faculté des Sciences, Meknès, Maroc

² Institut de Mathématiques et Sciences Physiques, Université Nationale du Bénin, B.P. 613, Porto-Novo, Bénin

Reçu : 17 février 1998 / Révisé : 20 juillet 1998 / Accepté : 2 septembre 1998

Abstract. We study the influence of the laser polarization on the electron impact excitation of atomic hydrogen. Our method takes into account the “dressing” of the target states by including the laser-atom interaction to first order time-dependent perturbation theory, while the interaction of the laser field with the incident electron is treated to all orders by using the non relativist Volkov function. The interaction of the fast projectile with the target atom is treated in the first Born approximation. The calculations are performed *via* two distinct computations. The first one is based on a direct calculation, the second based on a Sturmian approach. Important differences appear between the angular distributions depending on the polarization chosen.

Résumé. Nous étudions l'effet de la polarisation du champ laser sur l'excitation de l'hydrogène atomique par impact d'électrons rapides. Notre méthode tient compte de “l'habillage” de la cible en introduisant l'interaction laser-atome au premier ordre de la théorie de perturbation dépendante du temps, tandis que l'interaction laser-projectile est traitée à tous les ordres en utilisant la fonction d'onde non relativiste de Volkov. L'interaction projectile-cible est traitée en première approximation de Born. Nous avons utilisé deux méthodes différentes de calcul, la première repose sur un calcul direct, la deuxième est basée sur l'approche Sturmienne. Des différences importantes apparaissent entre les distributions angulaires dépendant du choix de la polarisation.

PACS. 32.80.-t Photon interactions with atoms – 34.50.Rk Laser-modified scattering and reactions – 34.80.Dp Atomic excitation and ionization by electron impact

1 Introduction

L'étude des interactions électron-atome en présence d'un champ laser est actuellement l'un des sujets de recherche les plus actifs. Cela est dû en fait, non seulement à l'importance de ces processus dans le domaine expérimental tels que la physique des plasmas, l'électronique quantique, l'optique non linéaire et l'astrophysique, mais aussi à leur intérêt dans la théorie de collisions atomiques. En effet, l'observation des processus multiphotoniques dans les collisions assistées par un champ laser à des intensités relativement modérées, donne naissance à de nombreux nouveaux effets inobservables en l'absence du champ [1–7]. Ainsi, la réalisation de processus de collisions permet de mesurer des paramètres de la diffusion électron-atome qui n'étaient pas accessibles aux expérimentateurs [8].

Pour décrire de tels processus collisionnels, il faut tenir compte de trois types d'interactions. Premièrement, l'interaction entre l'électron incident et le système ato-

mique a lieu comme en l'absence du champ extérieur. Deuxièmement, le champ de radiation électromagnétique interagit fortement avec l'électron libre. Troisièmement, l'onde électromagnétique est susceptible de modifier les états atomiques impliqués dans le processus de collision.

Le problème des collisions électron-atome est évidemment plus complexe, puisque les trois interactions mentionnées doivent être prises en compte. Une théorie semi-perturbative a été proposée par Byron et Joachain [3] pour des collisions d'électrons rapides avec des atomes en présence d'un champ laser modérément intense. Étant donné que les électrons incidents sont rapides, l'interaction électron-atome est traitée de manière perturbative à l'aide de la série de Born. L'interaction entre le champ et le projectile est traitée par une méthode non perturbative en utilisant la fonction de Volkov [9]. Enfin, l'interaction laser-atome est traitée au premier ordre de la théorie des perturbations dépendantes du temps, pourvu que l'intensité du champ électrique associé au champ laser soit faible par rapport à l'unité atomique du champ électrique ($e/a_0^2 \approx 5 \times 10^9 \text{ Vcm}^{-1}$), et que la fréquence angulaire ω

^a e-mail: makhoute@france-mail.com

du laser ne soit pas très proche d'une fréquence de transition atomique. Nous nous intéressons dans ce travail au domaine des hautes énergies de l'électron projectile, cela nous permet d'effectuer les calculs à la première approximation de Born et de négliger les effets d'échanges [10].

L'importance de ces interactions dépend des caractéristiques énergétiques et géométriques de la collision. Aux grandes intensités, l'interaction laser atome modifie l'état atomique en induisant un déplacement ou un élargissement de ses niveaux d'énergie, c'est ce qu'on appelle "l'habillage" de l'atome par le champ laser. Notons que, de nombreux travaux théoriques ont été consacrés à l'étude des effets "d'habillage" des états atomiques sur les processus de collision assistés par laser (Faisal [11], Byron *et al.* [3], Cavalière *et al.* [12], Pundir [13], Dubois *et al.* [4], Byron *et al.* [5], Francken *et al.* [6], Dörr *et al.* [14], Vučić [15]). Expérimentalement, des collisions assistées par laser ont été effectuées en particulier sur l'atome d'hélium (Mason *et al.* [16,17], Wallbank *et al.* [18–20]). Mason *et al.* [21] ont mis en évidence l'effet de la polarisation du champ laser. Fainstein *et al.* [22] et Khalil *et al.* [23] ont étudié l'effet de la polarisation du laser sur les collisions élastiques électron-atome. Nous avons étendu l'étude de Fainstein et Maquet [22] sur l'effet de la polarisation du champ laser au processus d'excitation de l'hydrogène atomique. Le choix de l'atome d'hydrogène présente un intérêt particulier du fait que les fonctions d'onde sont connues à tous les ordres ce qui permet un calcul plus exact de l'amplitude de collision et de donner des interprétations physiques plus réelles au processus de collision.

Nous présentons dans la section 2 la partie théorique, dans la section 3 nous discutons les résultats numériques, enfin la section 4 présente une conclusion générale. Nous travaillons tout au long de ce travail en unités atomiques (u.a.).

2 Formalisme théorique

Considérons un champ laser classique, décrit comme une onde plane monochromatique, spatialement homogène et polarisé elliptiquement. Dans la jauge de Coulomb, le potentiel vecteur prend la forme

$$\mathbf{A}(t) = A_0 \left[\hat{\mathbf{x}} \cos(\omega t) + \hat{\mathbf{y}} \sin(\omega t) \tan\left(\frac{\eta}{2}\right) \right] \quad (1)$$

où A_0 et ω sont, respectivement, l'amplitude d'oscillation et la fréquence associées au champ laser. Le champ électrique correspondant a pour expression

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 [\hat{\mathbf{x}} \sin(\omega t) - \hat{\mathbf{y}} \cos(\omega t) \tan\left(\frac{\eta}{2}\right)] \quad (2)$$

avec

$$\mathcal{E}_0 = \frac{\omega}{c} A_0 \quad (3)$$

où η est un paramètre qui caractérise la polarisation du champ laser, ainsi la polarisation linéaire est obtenue pour $\eta = 0$ et la polarisation circulaire est obtenue pour

$\eta = \pi/2$ et $\hat{\mathbf{x}}$ et $\hat{\mathbf{y}}$ sont les vecteurs unitaires du plan de polarisation du champ laser. On peut représenter le champ électrique associé au champ laser en terme de ses composantes sphériques, à savoir

$$\mathcal{E}(t) = \frac{\mathcal{E}_0}{2} \sum_{\lambda=\pm 1} i\lambda \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_{\lambda} e^{-i\lambda\omega t} \quad (4)$$

avec $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_{\lambda} = \hat{\mathbf{x}} + i\lambda\hat{\mathbf{y}} \tan(\eta/2)$ est le vecteur unitaire de polarisation.

Venons-en à présent à établir l'élément de matrice S correspondant au processus de collision inélastique, dans le canal direct et en présence du champ laser. Nous nous sommes intéressés au domaine des hautes énergies de l'électron incident ; ceci nous permettra de recourir à l'approximation de Born et de négliger les effets d'échange. En tenant compte de l'interaction entre l'onde électromagnétique et les états atomiques impliqués dans le processus de collision, nous avons

$$S_{f,0}^{(1)} = -i \int_{-\infty}^{+\infty} dt \langle \chi_{k_f}(\mathbf{r}_0, t) \phi_f(\mathbf{r}_1, t) | V_d | \chi_{k_i}(\mathbf{r}_0, t) \phi_0(\mathbf{r}_1, t) \rangle \quad (5)$$

où nous dénotons par V_d le potentiel d'interaction électron-atome, par \mathbf{r}_0 la coordonnée de l'électron projectile, par \mathbf{r}_1 la coordonnée de l'électron lié et par $\chi_k(\mathbf{r}_0, t)$ la fonction d'onde de Volkov décrivant le mouvement non relativiste de l'électron projectile et diffusé en présence du champ laser

$$\chi_k(\mathbf{r}_0, t) = (2\pi)^{-3/2} \exp \left[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_0 - iE_k t - i \int^t \mathbf{k} \cdot \mathbf{A}(\tau) d\tau \right] \quad (6)$$

où $E_k = k^2/2$, \mathbf{k} est le vecteur d'onde de l'électron libre et nous avons normalisé χ_k à une distribution delta (δ) en impulsion.

Dans l'expression (5), les fonctions $\phi_0(\mathbf{r}_1, t)$ et $\phi_f(\mathbf{r}_1, t)$ sont les fonctions d'onde habillées respectivement dans l'état initial et final de l'hydrogène atomique. L'interaction entre le champ laser et la cible atomique est traitée au premier ordre de la théorie des perturbations dépendantes du temps, à savoir

$$\begin{aligned} \phi_n(\mathbf{r}_1, t) = & \exp(-iE_n t) \exp(-i\mathbf{A} \cdot \mathbf{r}_1) \\ & \times \left[\Psi_n(\mathbf{r}_1) - \frac{i}{2} \sum_{n'} \left[\frac{M_{n'n}^+ \exp(-i\omega t)}{\omega_{n'n} - \omega} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{M_{n'n}^- \exp(i\omega t)}{\omega_{n'n} + \omega} \right] \Psi_{n'}(\mathbf{r}_1) \right] \quad (7) \end{aligned}$$

avec $M_{n'n}^{\pm} = \langle \Psi_{n'} | \mathcal{E}_0 \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}_{\pm} \cdot \mathbf{r} | \Psi_n \rangle$ un élément de matrice dipolaire, Ψ_n est l'état de la cible d'énergie E_n en absence du champ laser et $\omega_{n'n} = E_{n'} - E_n$ est la fréquence de transition atomique (fréquence de Bohr).

La sommation dans l'équation (7) inclut une intégration sur la partie continue du spectre de l'atome. Le facteur $\exp(-i\mathbf{A} \cdot \mathbf{r})$ assure la consistance de jauge entre la

fonction d'onde de Volkov (6) calculée dans la jauge AP et la fonction d'onde habillée (7) de l'atome cible calculée dans la jauge ER.

En substituant les expressions (6, 7) dans l'équation (5), en ne gardant que les termes du premier ordre en le champ électrique et en effectuant l'intégration sur la variable temporelle, nous obtenons le résultat

$$S_{f,0}^{(1)} = (2\pi)^{-1} \sum_{L=-\infty}^{\infty} \delta(E_{\mathbf{k}_f} - E_{\mathbf{k}_i} + \omega_{f,0} - L\omega) \times e^{iL\gamma_{\Delta}} f_{f,0}^{B1,L}(\Delta) \quad (8)$$

avec

$$\tan \gamma_{\Delta} = \frac{\Delta \cdot \hat{\mathbf{y}}}{\Delta \cdot \hat{\mathbf{x}}} \tan\left(\frac{\eta}{2}\right) \quad (9)$$

où $\Delta = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ est le transfert d'impulsion et γ_{Δ} est la phase provenant du choix de la polarisation. $E_{\mathbf{k}_f}$ et $E_{\mathbf{k}_i}$ sont respectivement les énergies cinétiques de l'électron diffusé et de l'électron incident et $\omega_{f,0}$ est la fréquence de Bohr entre l'état final et l'état initial de l'atome cible.

Dans l'expression (8) $f_{f,0}^{B1,L}(\Delta)$ représente la première approximation de Born de l'amplitude de diffusion correspondant au processus d'excitation $0 \rightarrow f$ accompagné du transfert de L photons et prend la forme suivante

$$f_{f,0}^{B1,L}(\Delta) = f_{f,0}^{B1}(\Delta) J_L(R_{\Delta}) + \frac{i}{2} J_{L+1}(R_{\Delta}) e^{i\gamma_{\Delta}} \sum_n \left(\frac{M_{fn}^- f_{n,0}^{B1}(\Delta)}{\omega_{nf} - \omega} + \frac{M_{n0}^- f_{f,n}^{B1}(\Delta)}{\omega_{n0} + \omega} \right) - \frac{i}{2} J_{L-1}(R_{\Delta}) e^{-i\gamma_{\Delta}} \sum_n \left(\frac{M_{fn}^+ f_{n,0}^{B1}(\Delta)}{\omega_{nf} + \omega} + \frac{M_{n0}^+ f_{f,n}^{B1}(\Delta)}{\omega_{n0} - \omega} \right) \quad (10)$$

avec

$$R_{\Delta} = \alpha_0 \left[(\Delta \cdot \hat{\mathbf{x}})^2 + (\Delta \cdot \hat{\mathbf{y}})^2 \tan^2\left(\frac{\eta}{2}\right) \right]^{1/2} \quad (11)$$

où $\alpha_0 = \mathcal{E}_0/\omega^2$ représente l'amplitude d'oscillation d'un électron dans le champ laser et J_L est la fonction de Bessel ordinaire d'ordre L .

Les termes $f_{f,0}^{B1}(\Delta)$, $f_{f,n}^{B1}(\Delta)$ et $f_{n,0}^{B1}(\Delta)$ représentent respectivement les amplitudes de diffusion correspondant aux transitions $0 \rightarrow f$, $n \rightarrow f$ et $0 \rightarrow n$ à la première approximation de Born et en l'absence du champ laser.

Le premier terme apparaissant dans le membre de droite de l'équation (10) est appelé "électronique" et correspond à l'interaction du champ laser avec l'électron libre, tandis que les deux autres termes dits "atomiques" tiennent compte des effets du champ sur la cible (l'habillage de la cible).

Afin de bien vérifier nos résultats numériques, nous avons utilisé deux méthodes de calcul différentes. La première consiste à faire un calcul direct à partir de l'équation (10), en utilisant la forme explicite des fonctions d'onde hydrogénoïdes (discrets [24] et continus [25]). La seconde méthode repose sur la discrétisation du spectre

atomique en utilisant l'approche Sturmienne. Cette dernière consiste à développer l'opérateur libre de Green Coulombien $G_c(E) = \sum_j |j\rangle\langle j|/(E - E_j)$ sur une base Sturmienne (Maquet, Joachain *et al.*), où E_j représente l'énergie associée à l'état $|j\rangle$.

Dès lors, à partir de l'expression (10), la section efficace différentielle correspondant au processus d'excitation accompagné du transfert de L photons, à la première approximation de Born, s'obtient à l'aide de la relation

$$\frac{d\sigma_{exc}^{B1,L}}{d\omega} = \frac{\mathbf{k}_f}{\mathbf{k}_i} |f_{f,0}^{B1,L}|^2. \quad (12)$$

Si nous ne retenons que la contribution du terme électronique de l'équation (10) dans l'amplitude de diffusion, nous obtenons l'expression de la section efficace différentielle purement "électronique", accompagné du transfert de L photons [1]

$$\left(\frac{d\sigma_{exc}^{B1,L}}{d\omega} \right)_{elec} = \frac{\mathbf{k}_f}{\mathbf{k}_i} J_L^2(R_{\Delta}) |f_{f,0}^{B1}|^2. \quad (13)$$

3 Résultats et discussion

Les phénomènes de collision inélastiques en présence d'un champ laser ont été étudiés par divers auteurs [3–7, 26, 27], qui montrent que le comportement de la section efficace différentielle (SED) dépend des grandeurs relatives aux termes électronique et atomique. Nous discuterons la dépendance de la SED, dans le cas des polarisations linéaire et circulaire, en fonction de l'angle de diffusion.

Pour la polarisation linéaire, la SED dépend seulement de l'orientation du vecteur unitaire de polarisation $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}$. Nous avons considéré ici deux géométries particulières représentées par les figures 1a et 1b. Dans la figure 1a, le vecteur de polarisation associé au champ laser est parallèle au transfert d'impulsion Δ ($\hat{\boldsymbol{\epsilon}} \parallel \Delta$). Dans la figure 1b, le champ électrique est orienté parallèlement à l'impulsion de l'électron incident \mathbf{k}_i ($\hat{\boldsymbol{\epsilon}} \parallel \mathbf{k}_i$). Pour la polarisation circulaire, nous avons choisi deux géométries distincts, représentées dans les figures 1c et 1d, correspondent aux cas où la direction du laser est respectivement perpendiculaire au plan de diffusion (PCP : polarisation circulaire perpendiculaire) et incluse dans le plan de diffusion (PCC : polarisation circulaire coplanaire). Dans ce dernier cas, la phase γ_{Δ} est particulièrement importante du fait que $\tan(\gamma_{\Delta})$ s'annule lorsque $\gamma_{\Delta} = 0 \pmod{\pi}$. Ces valeurs correspondent au cas où les deux composantes du champ électrique dans le plan $(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}})$ sont en phase $\gamma_{\Delta} = 0$, ou en opposition de phase $\gamma_{\Delta} = \pi$.

Avant de présenter les résultats de nos calculs, nous voulons commencer notre discussion par une remarque importante concernant le choix de comparaison de nos résultats pour illustrer les effets de polarisation sur les SED. Pour cela, nous avons choisi de comparer les résultats obtenus pour ($\hat{\boldsymbol{\epsilon}} \parallel \mathbf{k}_i$) avec ceux correspondant à PCC. La raison de ce choix particulier est le fait que le terme électronique est identique pour les deux géométries, car l'argument de la fonction de Bessel se réduit à la

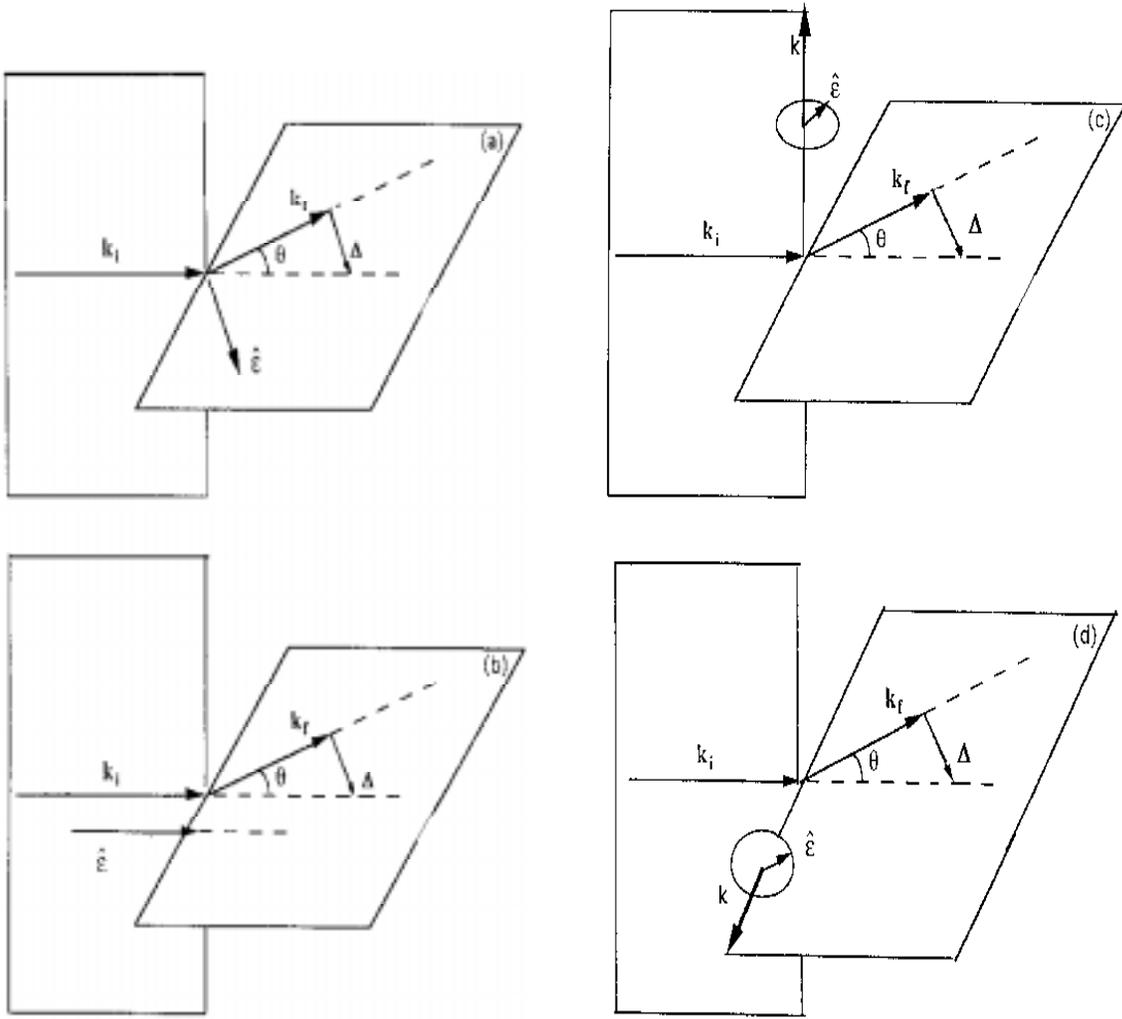


Fig. 1. Géométrie de collision électron-atome en présence d'un champ laser polarisé linéairement (a, b) et circulairement (c, d). (a) $\varepsilon \parallel \mathbf{K}$, (b) $\varepsilon \parallel \mathbf{K}_i$, (c) PCP et (d) PCC voir texte.

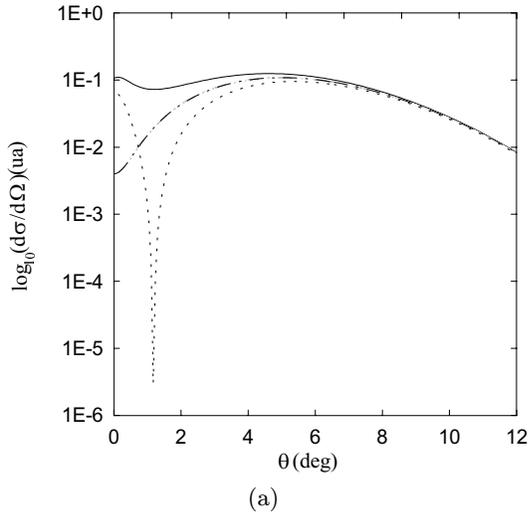
[Selected scattering geometries for electron-atom collisions in the presence of linearly (a, b) and circularly (c, d) polarized laser fields. (a) $\varepsilon \parallel \mathbf{K}$, (b) $\varepsilon \parallel \mathbf{K}_i$, (c) PCP and (d) PCC see text.]

même valeur $R_\Delta = \alpha_0(k_i - k_f \cos \theta)$ dans les deux cas. La même situation se produit quand on compare les SED que nous avons obtenu pour PCP avec ceux obtenus par Francken *et al.* [27] correspondant au cas ($\hat{\varepsilon} \parallel \Delta$), l'argument de la fonction de Bessel devient $R_\Delta = \alpha_0 \Delta$. Les différences observées entre les SED résultent des différences entre les contributions des termes atomiques, c'est-à-dire l'habillage de la cible.

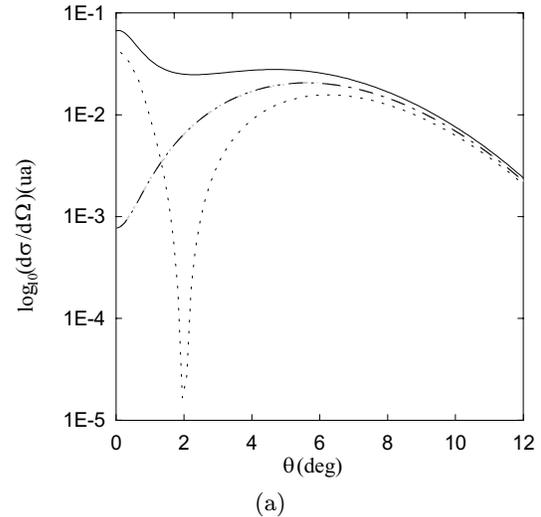
Venons-en à présent à la discussion des résultats que nous avons obtenu à la première approximation de Born, dans le cadre de l'excitation d'une cible d'hydrogène par impact d'électrons en présence d'un champ laser. Dans les figures 2, 3 et 4, nous donnons les sections efficaces différentielles correspondant à l'excitation des états $2s$, $3s$ et $3d$ avec l'absorption d'un photon ($L = 1$), en fonction de l'angle de diffusion θ et pour une énergie incidente $E_{k_i} = 500$ eV. Nous choisissons pour l'énergie du photon laser et l'amplitude du champ électrique les valeurs

0.117 eV et 10^6 Vcm $^{-1}$ respectivement. Le résultat complet, obtenu à l'aide de l'amplitude de diffusion donnée par l'équation (10) pour la polarisation circulaire est comparé aux sections efficaces différentielles obtenues respectivement dans le cas de la polarisation linéaire et lorsque on néglige l'effet d'habillage de la cible.

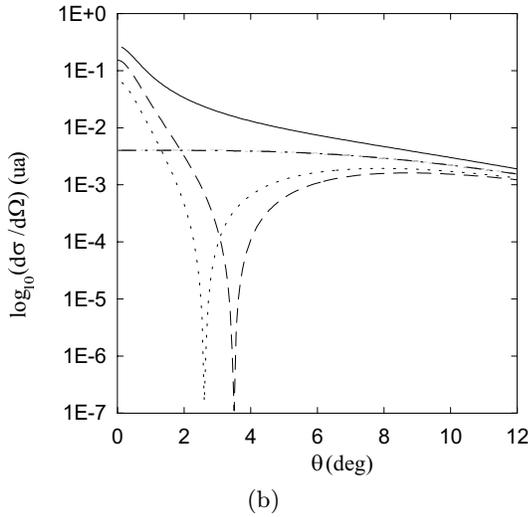
Nos résultats montrent que les effets d'habillage s'avèrent dominants aux petits angles de diffusion pour les deux géométries de la polarisation linéaire et pour le cas de la polarisation circulaire PCC avec $\gamma_\Delta = \pi$. Toutefois, l'effet d'habillage se manifeste sur une large bande de l'angle de diffusion pour le cas PCP et PCC avec $\gamma_\Delta = 0$. Pour le cas des processus d'excitation $1s \rightarrow 2s$ et $1s \rightarrow 3s$, et dans le cas des polarisations linéaires et la polarisation circulaire PCC avec $\gamma_\Delta = \pi$, nous remarquons l'existence d'une interférence destructive entre les amplitudes électronique et atomique. Cette interférence, qui est une caractéristique générale des transitions $1s \rightarrow ns$ dans le cas de



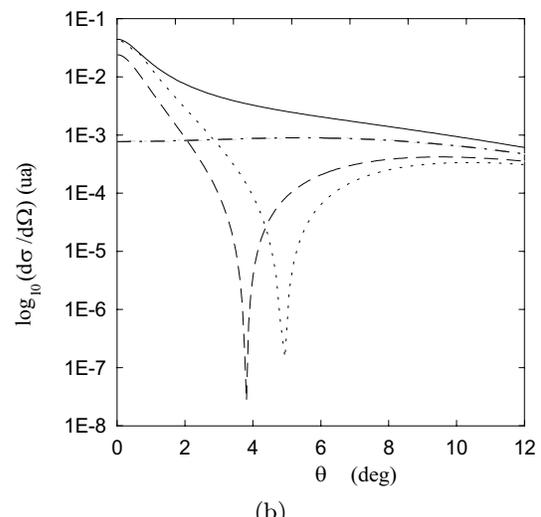
(a)



(a)



(b)



(b)

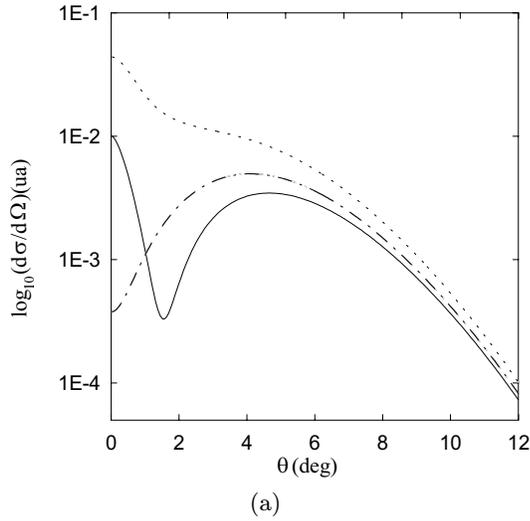
Fig. 2. Variation de la section efficace différentielle correspondant au processus d'excitation de l'état $2s$ de l'hydrogène atomique par impact d'électrons rapides en présence d'un champ laser dans le cas de l'absorption d'un photon ($L = 1$), en fonction de l'angle de diffusion. L'énergie de l'électron incident $E_{k_i} = 500$ eV, l'énergie des photons laser vaut 0.117 eV et l'amplitude du champ électrique vaut 10^6 Vcm $^{-1}$. (a) Courbe en trait plein : polarisation circulaire (PCP). Courbe en pointillés : polarisation linéaire ($\epsilon \parallel \mathbf{K}$). Courbe en trait mixte : résultat obtenu en négligeant l'habillage de la cible. (b) Courbe en trait plein : polarisation circulaire (PCC avec $\gamma_\Delta = 0$). Tirets : polarisation circulaire (PCC avec $\gamma_\Delta = \pi$). Pointillés : polarisation linéaire ($\epsilon \parallel \mathbf{k}_i$).

[Differential cross-section corresponding to the electron-impact excitation of the $2s$ state of atomic hydrogen with absorption of one photon ($L = 1$), as a function of the scattering angle. The incident electron energy is $E_{k_i} = 500$ eV, the laser photon energy is 0.117 eV and the electric field strength is 10^6 Vcm $^{-1}$. (a) Solid line: circular polarization (PCP). Dotted line: linear polarization ($\epsilon \parallel \mathbf{K}$). Dashed-dotted line: electronic result obtained by neglecting the dressing of the target. (b) Solid line: circular polarization (PCC with $\gamma_\Delta = 0$). Dashed line: circular polarization (PCC with $\gamma_\Delta = \pi$). Dotted line: linear polarization ($\epsilon \parallel \mathbf{k}_i$).

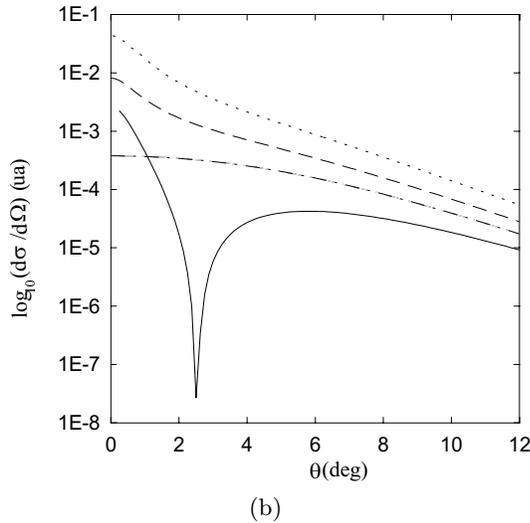
Fig. 3. Semblable à la figure 2 mais pour le cas de l'excitation de l'état $3s$.

[Same as Figure 2 but for the excitation of the $3s$ state of atomic hydrogen.]

bremsstrahlung inverse ($L > 0$), est absente dans le cas des polarisations circulaires PCP et PCC avec $\gamma_\Delta = 0$. Cela est dû au fait que le facteur dépendant de la phase, qui existe dans le terme atomique, change le signe de sa partie réelle provoquant ainsi le changement d'une interférence destructive à une interférence constructive. Pour le cas du processus d'excitation $1s \rightarrow 3d$, nous observons un comportement qualitativement inverse en ce qui concerne l'interférence entre les amplitudes électronique et atomique. Ce comportement est utile du point de vue expérimentale, du fait qu'on peut mesurer la section efficace différentielle où l'effet d'habillage se manifeste sur une large bande d'angles de diffusion. Toutefois, nous n'avons pas présenté les SED pour l'excitation des états de type np , du fait que les effets d'habillage sont sensiblement réduits.



(a)



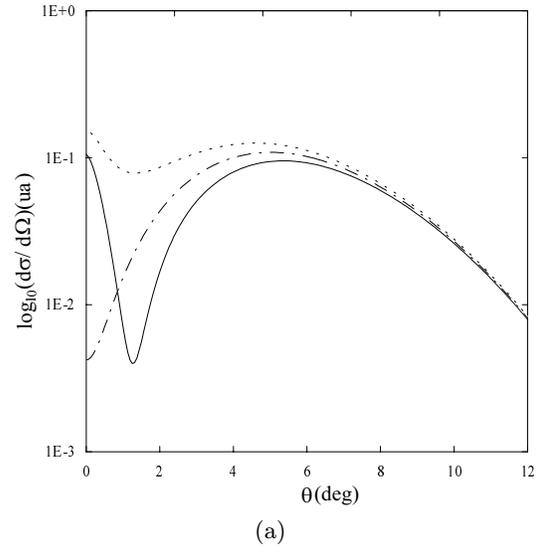
(b)

Fig. 4. Semblable à la figure 2 mais pour le cas de l'excitation de l'état $3d$.

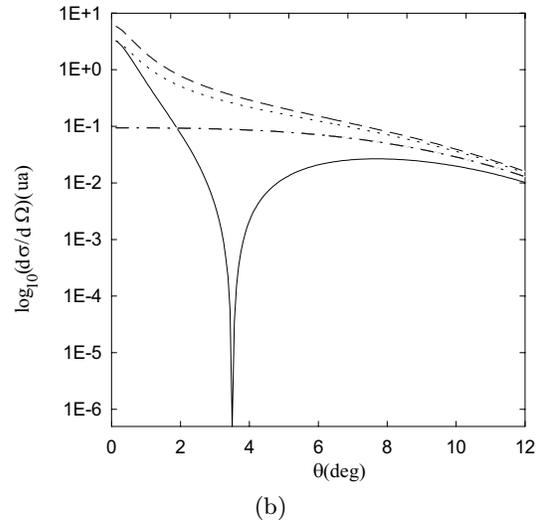
[Same as Figure 2 but for the excitation of the $3d$ state of atomic hydrogen.]

Nous présentons dans les figures 5 et 6 la dépendance en angle de diffusion des sections efficaces correspondant aux processus d'excitation $1s \rightarrow 2s$ et $1s \rightarrow 3d$ avec l'émission d'un photon ($L = -1$) en champ électrique de fréquence $\hbar\omega = 0.117$ eV et d'amplitude 10^6 Vcm $^{-1}$ et en énergie de l'électron incident 500 eV.

La différence de comportement des sections efficaces entre le cas de l'émission et l'absorption de photons par le système, peut être comprise en termes physiques simples. En effet, dans la mesure où le système électron-atome n'interagit qu'une seule fois avec le champ extérieur à la limite des champs faibles considérée ici, une transition résonante entre un état intermédiaire et l'état final ne peut avoir lieu que par l'absorption d'un photon dans le cas où l'état intermédiaire possède une énergie plus basse que l'état final (l'atome gagne de l'énergie). Au contraire cette



(a)



(b)

Fig. 5. Semblable à la figure 2 mais pour le cas de l'émission d'un photon ($L = -1$).

[Same as Figure 2 but for emission of one photon ($L = -1$).]

transition peut uniquement être résonante, dans le cas de l'émission, pour un état intermédiaire d'énergie plus élevée que l'état final. Notons aussi que même à des intensités supérieures du champ, l'équation (10) permet de prédire des asymétries importantes entre l'émission et l'absorption de photons. Ceci est bien claire dans le cas de la polarisation linéaire, où $\gamma_\Delta = 0$ et $M^+ = M^-$ [10], et dû au fait que lorsque la substitution $L \rightarrow -L$ est effectuée, le terme proportionnel à $(J'_L(R_\Delta) = (1/2)(J_{L-1} - J_{L+1}))$ est multiplié par un facteur $(-1)^L$ et se comporte donc comme le terme électronique, en revanche le terme proportionnel à $LR_\Delta^{-1}J_L(R_\Delta)$ est multiplié par un facteur $(-1)^{L+1}$.

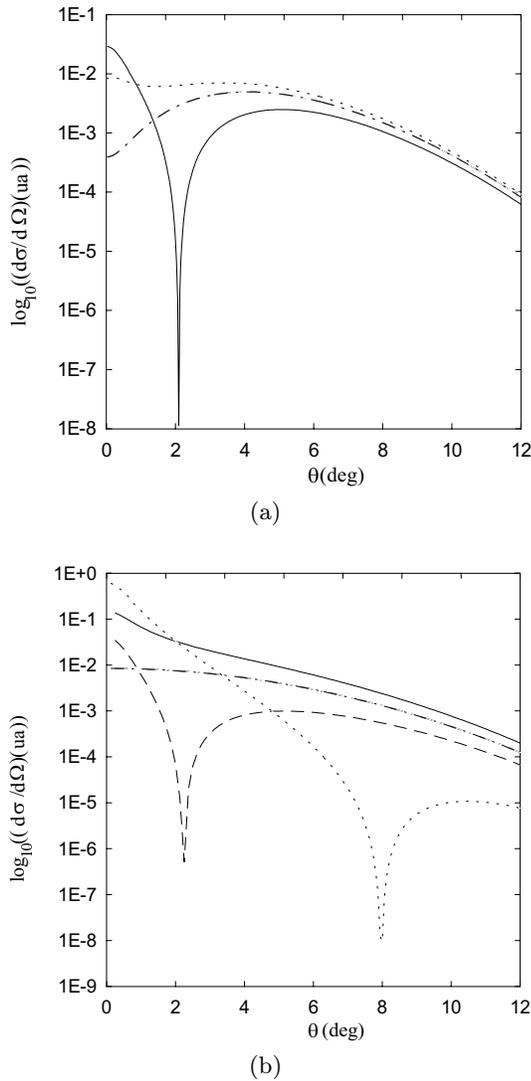


Fig. 6. Semblable à la figure 5 mais pour le cas de l'excitation de l'état $3d$.

[Same as Figure 5 but for the excitation of the $3d$ state.]

4 Conclusion

Dans ce travail, nous avons présenté des résultats illustratifs d'une analyse théorique de l'excitation de l'hydrogène atomique par impact d'électron en présence d'un champ laser en fonction de l'angle de diffusion. Les calculs ont été effectués en utilisant deux méthodes distinctes, la première est basée sur un calcul direct, l'autre sur l'approche Sturmienne. Nous avons montré l'importance des effets de polarisation de la lumière dans le cas d'échange d'un photon laser.

Nos résultats ont montré l'existence d'un minimum profond autour des valeurs précises de l'angle de diffusion [10,22,23]. Ces minima ont pour origine l'interférence destructive entre les amplitudes "électronique" et "atomique" (la section efficace différentielle s'annule).

Toutefois, leur apparition dépend de la polarisation du champ laser et du fait qu'il y ait absorption ou émission du photon. En général, la section efficace différentielle est plus importante dans le cas où l'interférence est constructive (voir Figs. 2, 3, 4, 5 et 6).

L'effet de l'habillage de l'atome induit des modifications très importantes de la section efficace différentielle, dans les deux cas de polarisation linéaire et circulaire aux petits angles de diffusion. Ceci devient moins important ou négligeable pour des angles de diffusion plus grand. Nous souhaitons que le présent travail va servir comme un stimulant aux expérimentateurs pour effectuer de telles expériences de diffusion sur des atomes habillés en polarisation linéaire et circulaire.

Bibliographie

1. F.V. Bunkin, M.V. Fedorov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **49**, 1215 (1965).
2. N.M. Kroll, K.M. Watson, Phys. Rev. A **8**, 804 (1973).
3. F.W. Byron Jr., C.J. Joachain, J. Phys. B **17**, L295 (1984).
4. A. Dubois, A. Maquet, S. Jetzke, Phys. Rev. A **34**, 1888 (1986).
5. F.W. Byron Jr, P. Francken, C.J. Joachain, J. Phys. B **20**, 5487 (1987).
6. P. Francken, C.J. Joachain, J. Opt. Soc. Am. B **7**, 554 (1990).
7. S. Geltman, Phys. Rev. A **51**, R34 (1995); *ibid.* **53**, 3473 (1996); *ibid.* **55**, 3755 (1997).
8. N. Andersen, J.W. Gallagher, I.V. Hertel, Phys. Rep. **180**, 1 (1988).
9. D.M. Volkov, Z. Phys. **94**, 250 (1935).
10. P. Francken, Y. Attaourti, C.J. Joachain, Phys. Rev. A **38**, 1785 (1988).
11. F.H.M. Faisal, Comm. At. Mol. Phys. **15**, 119 (1984).
12. P. Cavaliere, C. Leone, G. Ferrante, Nuovo Cimento D **4**, 79 (1984).
13. R.S. Pundir, K.C. Mathur, J. Phys. B **18**, 523 (1985).
14. M. Dörr, C.J. Joachain, R.M. Potvliege, S. Vučić, Phys. Rev. A **49**, 4852 (1994).
15. S. Vučić, Phys. Rev. A **51**, 4754 (1995).
16. N.J. Mason, W.R. Newell, J. Phys. B **20**, L323 (1987).
17. N.J. Mason, W.R. Newell, J. Phys. B **22**, 777 (1989).
18. B. Wallbank, J.K. Holmes, L. Le Blanc, Z. Weingartshofer, Phys. D **10**, 467 (1988).
19. B. Wallbank, J.K. Holmes, Z. Weingartshofer, Phys. Rev. A **40**, 5461 (1989).
20. B. Wallbank, J.K. Holmes, Z. Weingartshofer, J. Phys. B **23**, 2997 (1990).
21. N.J. Mason, W.R. Newell, J. Phys. B **23**, L179 (1990).
22. P.D. Fainstein, A. Maquet, J. Phys. B **27**, 5563 (1994).
23. D. Khalil, O. El Akramine, A. Makhoute, A. Maquet, R. Taïeb, J. Phys. B **31**, 1115 (1998).
24. B.H. Bransden, C.J. Joachain, *Introduction to Quantum Mechanics* (Longman, 1988), Chap. 7.
25. L. Landau, E. Lifchitz, *Mécanique Quantique* (Mir, 1967).
26. P. Martin, V. Véniard, A. Maquet, P. Francken, C.J. Joachain, Phys. Rev. A **39**, 6178 (1989).
27. C.J. Joachain, A. Makhoute, A. Maquet, R. Taïeb, Z. Phys. D **23**, 397 (1992).