



HAL
open science

Détermination des sections efficaces différentielles absolues pour les transitions $11\text{ S} \rightarrow 41\text{ S}$, 41 D , 5 1S et 51 D de l'atome d'hélium

A. Pochat, D. Rozuel, J. Peresse

► **To cite this version:**

A. Pochat, D. Rozuel, J. Peresse. Détermination des sections efficaces différentielles absolues pour les transitions $11\text{ S} \rightarrow 41\text{ S}$, 41 D , 5 1S et 51 D de l'atome d'hélium. *Journal de Physique*, 1973, 34 (8-9), pp.701-709. 10.1051/jphys:01973003408-9070100 . jpa-00207432

HAL Id: jpa-00207432

<https://hal.science/jpa-00207432>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
 13.23

DÉTERMINATION DES SECTIONS EFFICACES DIFFÉRENTIELLES ABSOLUES POUR LES TRANSITIONS $1^1S \rightarrow 4^1S$, 4^1D , 5^1S ET 5^1D DE L'ATOME D'HÉLIUM

A. POCHAT, D. ROZUEL et J. PERESSE

Laboratoire de Collisions Electroniques et Atomiques,
 Equipe de Recherche associée au CNRS, Université de Bretagne Occidentale, 29200 Brest, France

(Reçu le 17 janvier 1973, révisé le 19 mars 1973)

Résumé. — Nous utilisons la méthode des coïncidences électron diffusé-photon émis pour la détermination des sections efficaces différentielles de collisions électrons-atomes d'hélium. Nous étudions quelques transitions qui ne sont pas résolues par analyse électronique : $1^1S \rightarrow 4^1S$, 4^1D , 5^1S et 5^1D . Les expériences sont effectuées dans un domaine d'énergie compris entre 50 et 200 eV et pour des angles de diffusion compris entre 5° et 20° . A partir des mesures de sections efficaces différentielles obtenues, nous avons déduit les valeurs de forces d'oscillateurs généralisées pour les transitions étudiées.

Abstract. — The electron-photon coincidence method is used for determining absolute differential cross sections for electron impact scattering in helium. Studies have been made for excitation of the 4^1S , 4^1D , 5^1S and 5^1D states which are not resolved by an electron spectrometer ; the experiments were performed for incident energies from 50 to 200 eV and for angles of 5 - 20° . For excitation of these states, generalised oscillator strengths are obtained from values of differential cross sections.

1. Introduction. — La diffusion inélastique des électrons par les atomes a fait l'objet de nombreuses études expérimentales. Des mesures de sections efficaces différentielles de collisions électrons-atomes d'hélium ont été par exemple effectuées par Lassetre *et al.* [1], Heideman [2], Vriens [3], Le Nadan [4], Chamberlain [5] et Rice [6]. Leurs mesures, effectuées en utilisant la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés, portent sur les transitions $1^1S \rightarrow 2^1S$ et $1^1S \rightarrow n^1P$ ($n \leq 5$).

Du fait de son pouvoir de résolution limité, la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés ne peut s'appliquer qu'à un nombre réduit de transitions. Même avec les plus faibles dispersions en énergie obtenues actuellement, il est impossible de séparer les transitions $1^1S \rightarrow n^1S$ et $1^1S \rightarrow n^1D$ des transitions $1^1S \rightarrow n^1P$ ($n \geq 3$). Pour obtenir des informations sur les niveaux non résolus par analyse électronique, nous utilisons un dispositif basé sur la technique de détection en coïncidence de l'électron diffusé et du photon émis par l'atome au cours de sa désexcitation. Cette technique présente l'avantage d'isoler parfaitement chacune des transitions radiatives grâce à la résolution élevée de l'analyse optique. Elle permet en outre d'effectuer

des mesures absolues de durées de vie d'états excités d'atomes et de molécules [7], [8].

Nous avons appliqué la technique de coïncidences électron-photon à la mesure de sections efficaces différentielles absolues pour quelques transitions de l'hélium qui ne sont pas résolues par analyse électronique : $1^1S \rightarrow 4^1S$, 4^1D , 5^1S et 5^1D . Des mesures préliminaires ont été données récemment pour la transition $1^1S \rightarrow 4^1D$ [9]. A partir de nos mesures, nous avons déduit les forces d'oscillateurs généralisées pour les différents niveaux étudiés et nous les avons comparées aux valeurs obtenues dans le cadre de l'approximation de Born.

2. Montage expérimental. — Une description détaillée du montage a fait l'objet d'une publication antérieure [10]. Les électrons incidents (Fig. 1) sont sélectionnés en énergie par un sélecteur électrostatique cylindrique, et ensuite accélérés et focalisés sur le jet atomique. L'analyse en énergie des électrons diffusés dans un petit angle solide est effectuée par un deuxième sélecteur, identique au premier, associé à un multiplicateur d'électrons ; cet analyseur peut tourner autour du centre de collisions d'un angle θ compris entre -10 et $+20^\circ$. L'intensité du faisceau incident

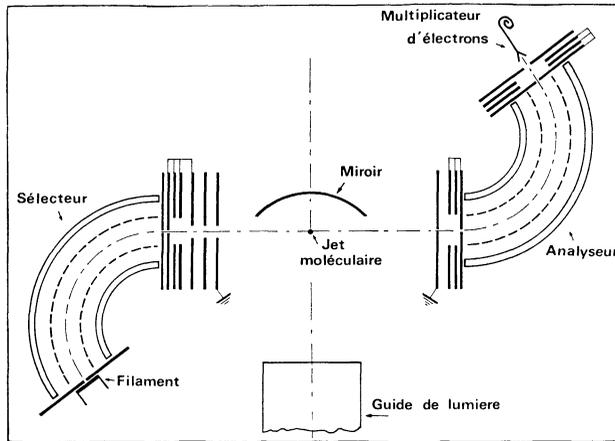


FIG. 1. — Schéma du dispositif expérimental.

peut varier de 3 à 10 nA, la dispersion en énergie est alors respectivement de 30 et 60 meV. La détection des photons s'effectue dans une direction perpendiculaire au faisceau incident ; le centre de collisions est placé au foyer d'un miroir concave dont le but est de recueillir sous un grand angle solide les photons émis. Les photons traversent ensuite un filtre interférentiel et sont comptés individuellement par un photomultiplicateur à faible bruit. Les impulsions à la sortie des détecteurs sont amplifiées puis discriminées en amplitude (Fig. 2). Un retard introduit sur la « voie » des photons compense la différence de temps de transit entre les deux « voies ». Les coïncidences sont obtenues à l'aide d'un dispositif de conversion temps-amplitude avant d'être analysées et stockées dans un analyseur d'amplitude multicanal. Chaque impulsion provenant d'un électron déclenche une tension en dents de scie qui est arrêtée par une impulsion provenant d'un photon. A la sortie du convertisseur apparaît donc une série d'impulsions dont l'amplitude est proportionnelle au temps de retard des photons par rapport aux électrons. L'analyseur multicanal sélectionne ces impulsions en

amplitude ; le résultat final est un *spectre de coïncidences* sur lequel apparaît un nombre de coups maximum pour les coïncidences réelles (électron et photon issus de la même collision), tandis que les coïncidences accidentelles forment un fond continu ; la position du pic de coïncidences réelles est déterminée en retranchant au retard introduit sur la « voie » des photons la différence de temps de transit entre les deux « voies ».

Dans la présente expérience, chaque détecteur « voit » une certaine longueur l du faisceau d'électrons incidents ; seuls les événements qui ont lieu dans la région commune aux deux détecteurs peuvent donner lieu à des coïncidences réelles. Lorsque l'émission des photons est isotrope, le nombre de coïncidences réelles N obtenu pendant le temps T est :

$$N = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) n \varepsilon_e \varepsilon_p \frac{1}{4\pi} (l d\Omega_e d\Omega_p) \int_0^T \frac{i dt}{e}$$

où $(d\sigma/d\Omega)$ est la section efficace différentielle relative au processus considéré, n est le nombre d'atomes par unité de volume, ε_e et ε_p sont les efficacités de détection des « voies » électrons et photons, $d\Omega_e$ et $d\Omega_p$ sont les angles solides sous lesquels les détecteurs voient la région de collisions, i est le courant électronique incident.

Lorsque la raie émise est polarisée, la distribution angulaire des photons n'est pas uniforme ; le maximum d'intensité se produit à 90° par rapport au faisceau d'électrons incidents [11]. Par suite, le nombre de coïncidences réelles peut être perturbé et ceci d'autant plus que l'énergie incidente est faible. Nous avons, compte tenu de notre géométrie et en assimilant la source lumineuse à un point, calculé la variation relative du nombre de photons détectés en fonction du taux de polarisation P ; on constate que pour la valeur maximale de P , l'augmentation relative du nombre de photons détectés reste très faible et nous n'avons pas apporté de correction tenant compte de la polarisation.

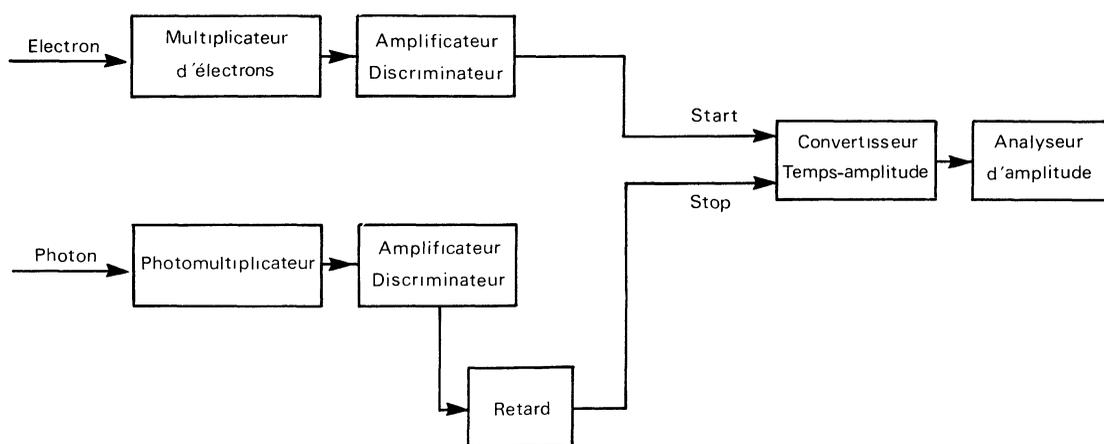


FIG. 2. — Circuit de coïncidences.

3. Résultats. — 3.1 « VOIE » ÉLECTRONS. — L'analyseur est réglé de telle sorte que l'on puisse tracer, à énergie incidente fixe, le spectre d'énergie des électrons diffusés inélastiquement à un angle donné. Nous avons reproduit, figure 3, un spectre de pertes d'énergies relatif aux niveaux $n \geq 3$ de l'atome d'hélium. Ce spectre a été obtenu pour une énergie des électrons incidents de 30 eV, à un angle de diffusion de 5° . Pour une dispersion en énergie de 60 meV, seuls les niveaux $n = 3$ sont partiellement résolus.

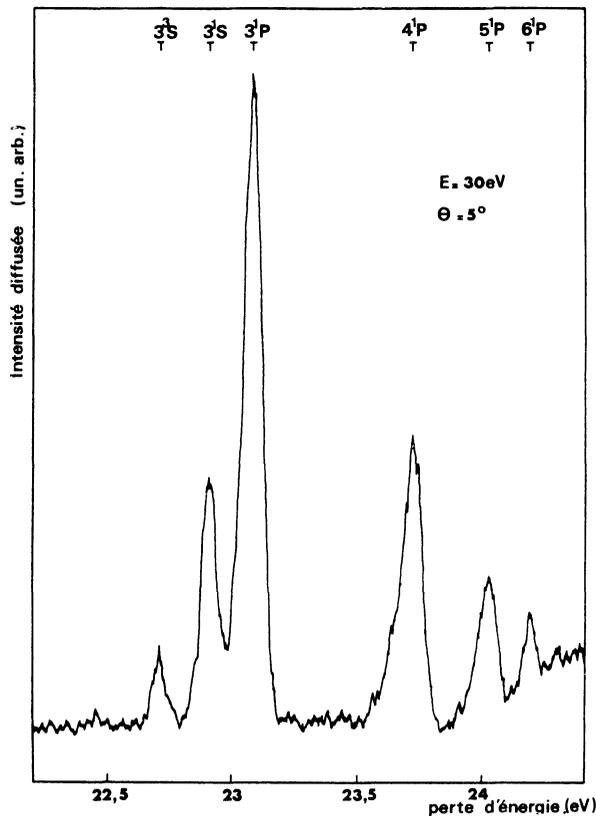


FIG. 3. — Spectre de pertes d'énergies.

L'énergie des électrons incidents est obtenue en prenant comme référence l'énergie de seuil d'un processus inélastique mis en évidence par l'apparition des photons correspondants.

Le courant diffusé n'est proportionnel à la section efficace différentielle que s'il ne se produit dans le volume de collisions que des collisions simples. Pour effectuer cette étude nous avons noté, pour une énergie incidente de 100 eV, la variation d'intensité du pic correspondant à la transition $1^1S \rightarrow 3^1P$ en fonction de la pression dans la cible. Le résultat obtenu est reproduit figure 4 ; le nombre d'électrons croît d'abord linéairement en fonction de la pression, c'est la zone où il ne se produit que des collisions simples. Ensuite la courbe atteint une saturation qui peut être attribuée à des processus de doubles collisions. Les expériences relatives aux sections efficaces sont effectuées à une pression de 2 mtorr dans la cible.

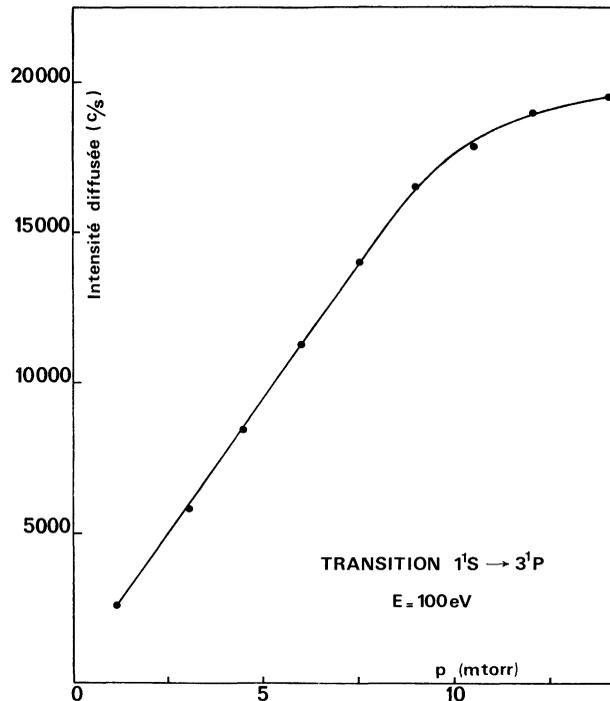


FIG. 4. — Variation du nombre d'électrons en fonction de la pression.

L'appareil est étalonné pour permettre d'obtenir les mesures de sections efficaces différentielles en unités absolues. Pour cela nous avons déterminé, à un angle de diffusion de 5° , la variation d'intensité du pic correspondant à la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$ en fonction de l'énergie incidente (50-200 eV). La courbe obtenue est directement comparée à celle déterminée expérimentalement par Chamberlain [5] dans les mêmes conditions d'expériences. On obtient ainsi une fonction d'appareillage qui, d'une part, tient compte de la variation du courant incident en fonction de l'énergie des électrons (la transmission du dispositif d'analyse et de détection est constante) et, d'autre part, permet le passage en unités absolues. La connaissance de cette fonction d'appareillage est suffisante pour effectuer des mesures de sections efficaces différentielles absolues par la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés.

3.2 « VOIE » PHOTONS. — Sur cette « voie » sont sélectionnés les photons correspondant à la désexcitation du niveau étudié vers un niveau d'énergie plus faible. Les processus de cascades et éventuellement les processus secondaires (désexcitation collisionnelle, auto-absorption de raies de résonance) contribuent à modifier le nombre de photons recueillis par unité de temps ; ceci fait que ce nombre n'est pas, à énergie incidente donnée, directement proportionnel à la section efficace totale d'excitation sur le niveau considéré.

Les processus secondaires peuvent être mis en évidence par l'étude, à énergie incidente donnée, de la variation du nombre de photons détectés par seconde

en fonction de la pression. Cette étude nous a montré que jusqu'à des pressions de cible atteignant 6 mtorr les variations obtenues sont linéaires ; il n'y a pas lieu de tenir compte des processus d'auto-absorption et de désexcitation collisionnelle.

Nous avons testé la « voie » des photons en traçant, à une pression de 2 mtorr, les courbes de variations du nombre de photons recueillis par unité de temps en fonction de l'énergie incidente (25-200 eV) pour les transitions $4\ ^1S \rightarrow 2\ ^1P$ (5 048 Å), $5\ ^1S \rightarrow 2\ ^1P$ (4 437 Å), $4\ ^1D \rightarrow 2\ ^1P$ (4 922 Å) et $5\ ^1D \rightarrow 2\ ^1P$ (4 388 Å). L'énergie étant supérieure à celle des seuils, les désexcitations en cascades à partir de niveaux supérieurs contribuent à augmenter le nombre de photons détectés ; pour pouvoir comparer nos résultats à ceux d'autres auteurs, nous avons apporté une correction tenant compte de ces processus à partir des valeurs de probabilités de transitions tabulées par Wiese [12] et à partir des valeurs absolues de sections efficaces totales calculées par Bell [13] pour les niveaux $n \geq 5$.

Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 5 et 6 où ils sont comparés à ceux de St John [14], de Heer [15] et Heideman [16]. L'accord quant à la forme des courbes est satisfaisant, ce qui traduit le bon comportement de la « voie » des photons.

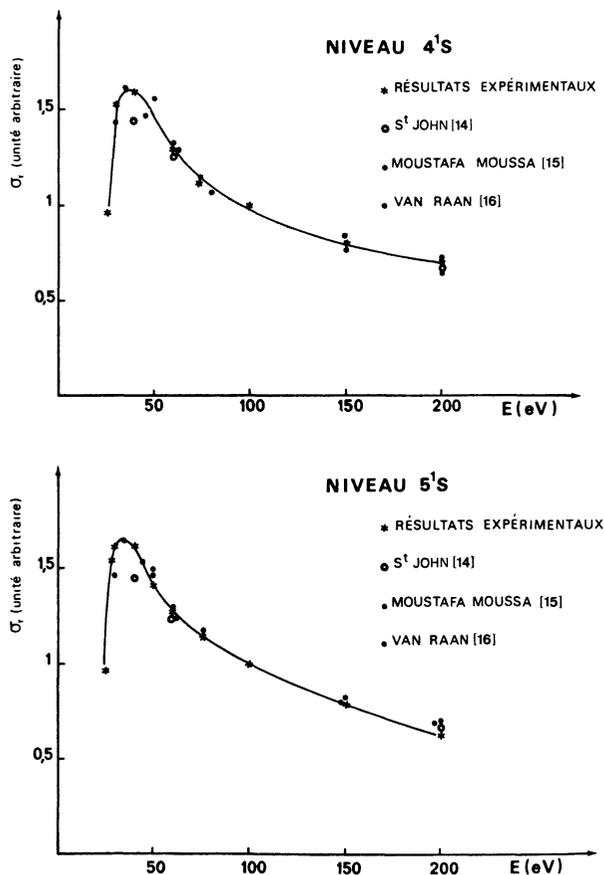


FIG. 5. — Variations de sections efficaces totales relatives en fonction de l'énergie.

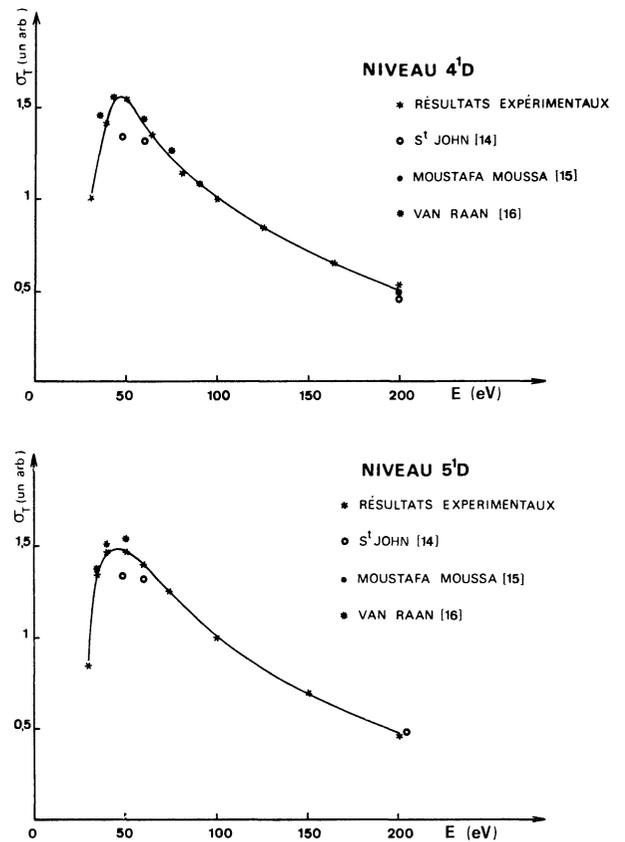


Fig 6

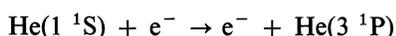
FIG. 6. — Variations de sections efficaces totales relatives en fonction de l'énergie.

3.3 « VOIE » COÏNCIDENCES. — Lorsque l'on opère par la méthode des coïncidences, l'effet parasite dû aux processus de cascades peut être complètement éliminé ; en effet, le niveau étudié est maintenant défini par la longueur d'onde associée au photon de désexcitation et par l'énergie de l'électron diffusé. Dans la présente expérience, l'analyseur d'électrons ne transmet, en plus des électrons correspondant à la transition étudiée, que les électrons correspondant aux autres transitions de la même série. Par suite, les photons qui se désexcitent en cascades à partir de niveaux de séries supérieures et qui sont transmis au détecteur contribuent uniquement à accroître le nombre de coïncidences accidentelles. Ce n'est que lorsque l'analyseur transmet des électrons d'un niveau qui peut se désexciter sur le niveau étudié que le nombre de coïncidences réelles peut être perturbé. Ainsi lorsque l'analyseur est réglé sur un niveau $n\ ^1S$, une partie des électrons qui correspondent au niveau $n\ ^1P$ est également transmise ; cependant, compte tenu des valeurs de probabilités de transition [12], la perturbation qui en résulte est négligeable. Lorsque l'analyseur est réglé sur un niveau $n\ ^1D$, les mesures ne sont pas perturbées par des processus de cascades.

Pour obtenir la section efficace relative pour un processus d'excitation il faut déterminer le nombre

de coïncidences réelles compté pendant un temps T pour une énergie donnée des électrons et pour un angle de diffusion donné. Une analyse systématique en amplitude des impulsions est alors inutile ; on choisit une largeur en temps par canal telle que le « pic » de coïncidences apparaît sur trois canaux de l'analyseur d'amplitude. Le nombre de coïncidences réelles est obtenu en retranchant au nombre total de coïncidences compté dans ces canaux celui des coïncidences accidentelles, calculé à partir de la moyenne des coïncidences apparaissant dans 40 canaux situés en dehors du « pic » de coïncidences.

3.3.1 *Transition* $1^1S \rightarrow 3^1P$. — Des mesures en coïncidences sur un niveau bien résolu de l'atome d'hélium ont tout d'abord été effectuées. Les expériences ont porté sur le processus d'excitation :



suivi de la désexcitation radiative $3^1P \rightarrow 2^1S$ (5 016 Å). Le niveau 3^1P se désexcite également par la transition radiative $3^1P \rightarrow 1^1S$ (537 Å) ; c'est une des raies ultra-violettes de l'hélium qui est sujette à une forte auto-absorption. Les expériences sont effectuées à une pression de 2 mtorr dans la cible ; l'étude de la variation du nombre de photons en fonction de la pression nous a montré qu'à cette pression le processus d'auto-absorption est négligeable.

Un *spectre de coïncidences* obtenu pour une énergie des électrons de 100 eV, à un angle de diffusion de 5° est présenté figure 7. Le temps d'accumulation est de 30 mn, le rapport signal sur bruit est d'environ 35. Les mesures de coïncidences effectuées dans un

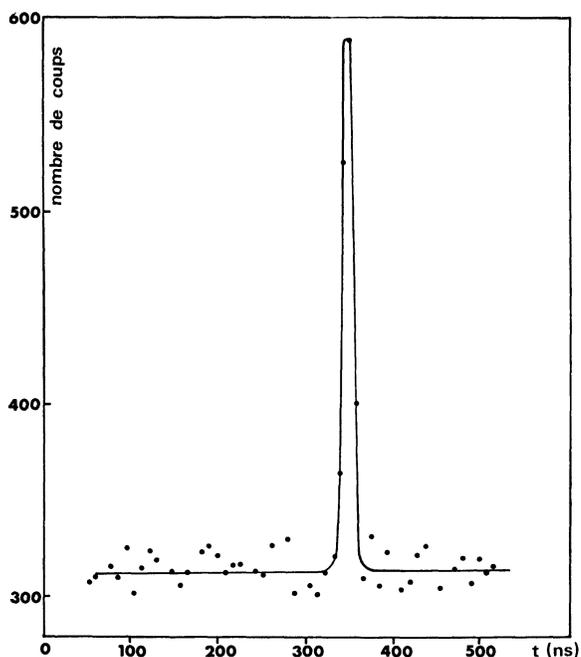


FIG. 7. — Transition $1^1S \rightarrow 3^1P$. Spectre de coïncidences. Données de l'expérience : retard introduit sur la « voie » photons : 400 ns ; temps d'accumulation : 30 mn ; énergie incidente : 100 eV ; angle de diffusion : 5° .

domaine d'énergie compris entre 50 et 200 eV, à un angle de diffusion de 5° , nous donnons la courbe de variation de la section efficace relative. Cette courbe est reproduite figure 8 ; les points expérimentaux que nous avons indiqués correspondent à différentes séries de mesures. Sur la figure sont également indiquées les valeurs déduites des résultats expérimentaux de Chamberlain [5] pour la transition $1^1S \rightarrow 2^1P$; dans le domaine d'énergie que nous considérons, Chamberlain [17], Lassetre *et al.* [18] ont montré que la section efficace différentielle d'excitation sur le niveau 3^1P est reliée à la section efficace différentielle d'excitation sur le niveau 2^1P par la relation : $\sigma_{3^1P}/\sigma_{2^1P} = 0,203$.

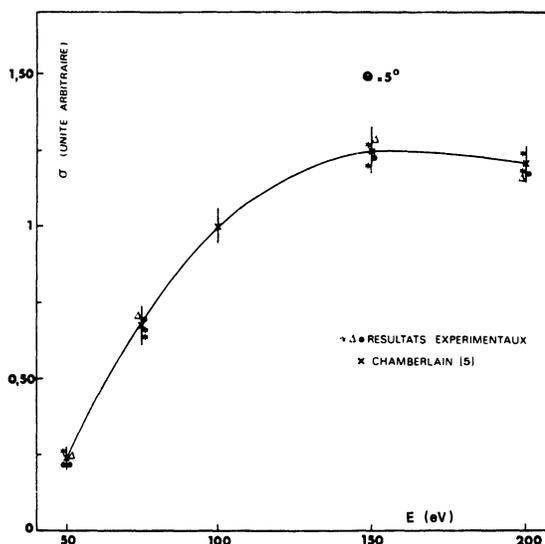


FIG. 8. — Transition $1^1S \rightarrow 3^1P$. Variation de la section efficace relative en fonction de l'énergie.

Les points expérimentaux concordent bien avec ceux obtenus à partir de la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés. Des mesures effectuées pour un niveau de l'atome bien résolu électroniquement permettent de vérifier que le nombre de coïncidences réelles est proportionnel à la section efficace d'excitation de l'atome sur ce niveau. Par ailleurs, de telles mesures permettent d'étalonner la « voie » des coïncidences en unités absolues ; pour une énergie des électrons incidents de 200 eV, nous avons relié le nombre de coïncidences réelles à la section efficace d'excitation de l'atome sur le niveau 3^1P ; cet étalonnage est effectué pour une efficacité donnée de la « voie » des photons.

3.3.2 *Transitions* $1^1S \rightarrow 4^1S, 5^1S$. — Nous avons étudié les processus d'excitation :



suivi des désexcitations radiatives $4^1S \rightarrow 2^1P$ et $5^1S \rightarrow 2^1P$.

Des mesures de coïncidences nous ont permis d'obtenir, pour une énergie et un angle de diffusion

donnés, un nombre de coïncidences réelles proportionnel à la section efficace d'excitation de l'atome sur les niveaux 4^1S et 5^1S . Lors de cette étude, l'efficacité de détection sur la « voie » des photons varie du fait de l'utilisation de filtres interférentiels à transmissions différentes. Cette variation est déterminée en comparant, à une énergie de 200 eV, les rapports du nombre de photons détectés par seconde pour le niveau 3^1P et pour les niveaux 4^1S et 5^1S , aux rapports de sections efficaces totales absolues déterminées expérimentalement par d'autres auteurs [14], [15], [16]. A un angle de diffusion de 5° , la courbe de variation de la section efficace en fonction de l'énergie des électrons incidents est, pour la transition $1^1S \rightarrow 4^1S$, représentée figure 9.

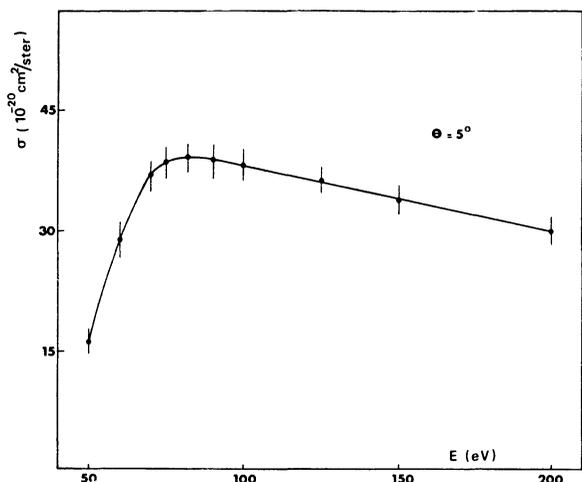


FIG. 9. — Transition $1^1S \rightarrow 4^1S$. Variation de la section efficace en fonction de l'énergie.

Pour cette transition, il est possible d'effectuer une comparaison avec un résultat obtenu par Lassetre [18] à partir de la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés. Cet auteur donne pour une énergie des électrons de 48 eV et à un angle de diffusion de 5° , un rapport $\sigma_{4^1S}/\sigma_{2^1P}$ de $0,018 \pm 0,002$. De nos mesures effectuées dans les mêmes conditions d'expériences, nous obtenons :

$$\sigma_{4^1S}/\sigma_{2^1P} = 0,0172 \pm 0,0008,$$

valeur qui est en bon accord avec celle annoncée par Lassetre.

Nous avons reproduit aux tableaux I et II les valeurs de sections efficaces mesurées pour une énergie donnée en fonction de l'angle de diffusion. Nous avons déduit de nos mesures les rapports de sections efficaces $\sigma_{n^1S}/\sigma_{2^1S}$; à énergie donnée ces rapports varient peu en fonction de l'angle de diffusion. Les valeurs obtenues à 50 eV sont

$$\sigma_{4^1S}/\sigma_{2^1S} = 0,089 \pm 0,004$$

et

$$\sigma_{5^1S}/\sigma_{2^1S} = 0,041 \pm 0,005;$$

TABLEAU I

Transition $1^1S \rightarrow 4^1S$.
Sections efficaces différentielles absolues ($10^{-20} \text{ cm}^2/\text{sr}$)

$\frac{E \text{ (eV)}}{\theta^\circ}$	50	60	100	200
5	28,70	33,62	41,00	36,90
7,50	19,47	26,65	31,57	28,29
10	13,53	19,68	22,55	20,09
12,50	11,07	14,35	16,40	14,76
15	9,02	10,66	12,30	9,84
17,50	6,97	8,20	9,84	5,33
20	5,74	6,56	7,79	2,09

TABLEAU II

Transition $1^1S \rightarrow 5^1S$.
Sections efficaces différentielles absolues ($10^{-20} \text{ cm}^2/\text{sr}$)

$\frac{E \text{ (eV)}}{\theta^\circ}$	50	60	100	200
5	12,22	14,66	18,80	17,30
7,50	9,04	12,03	14,30	13,18
10	6,20	8,65	9,77	8,65
12,50	5,17	6,52	7,56	6,54
15	4,51	4,70	6,01	3,57
17,50	3,14	3,59	4,32	2,29
20	2,40	2,63	3,19	0,88

on peut remarquer que ces rapports sont très comparables à ceux obtenus, à cette énergie, pour les transitions $1^1S \rightarrow n^1P$. Par ailleurs, les rapports de sections efficaces différentielles $\sigma_{n^1S}/\sigma_{n^1P}$ varient très peu en fonction de n .

A partir des valeurs absolues de sections efficaces, nous avons déduit les valeurs de forces d'oscillateurs généralisées $f(K)$ définies par la relation suivante [19], écrite en unités atomiques :

$$\frac{1}{a_0^2} \left(\frac{d\sigma_n}{d\Omega} \right) = 2 \left(\frac{E_a}{E_n} \right) \left(\frac{E - E_n}{E} \right)^{1/2} \frac{1}{K^2} f(K)$$

où a_0 est le rayon de Bohr, $(d\sigma_n/d\Omega)$ est la section efficace différentielle pour l'excitation du niveau n , E_n est l'énergie d'excitation, E_a est l'unité atomique d'énergie, E est l'énergie cinétique de l'électron incident avant la collision, K représente le transfert d'impulsion de l'électron incident.

Selon l'approximation de Born, les forces d'oscillateurs généralisées $f(K)$ ne doivent dépendre que du transfert d'impulsion K et non de l'énergie initiale des électrons. Les valeurs de forces d'oscillateurs généralisées déterminées à différentes énergies doivent donc se répartir sur la même courbe. Nous avons représenté, figure 10, les courbes de variation de $f(K)$ en fonction de K^2 pour les transitions $1^1S \rightarrow 4^1S$ et 5^1S ; les points expérimentaux correspondent à différentes énergies incidentes. La courbe en trait continu est tracée à partir de résultats théoriques [13] obtenus dans le cadre de la première approximation de Born. On remarque que, dans le domaine d'énergie

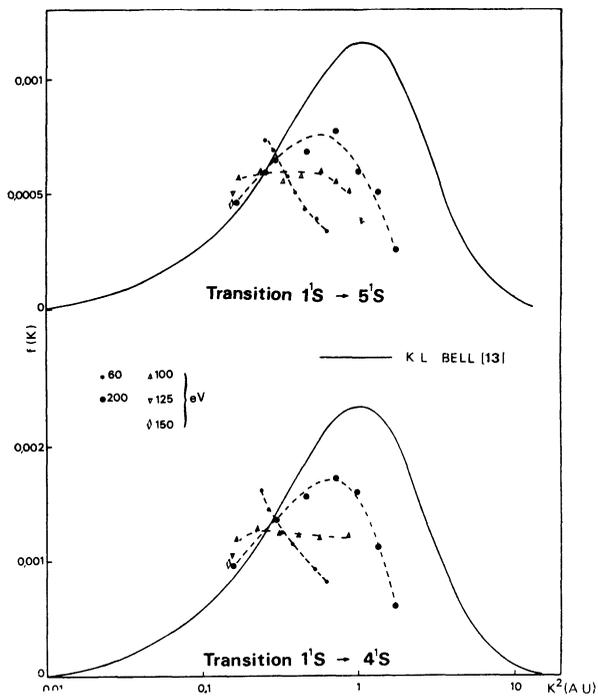


FIG. 10. — Variation $f(K)$ en fonction de K^2 .

considéré, la divergence entre la théorie et l'expérience est importante en particulier pour les faibles énergies des électrons. Les valeurs de forces d'oscillateurs généralisées obtenues à une énergie de 200 eV sont assez éloignées de la courbe théorique; on peut penser que l'approximation de Born ne rend bien compte de l'expérience que pour des énergies supérieures à environ 20 fois l'énergie de seuil des processus considérés. Ceci est en accord avec les résultats obtenus par de Heer [15] et Heidemann [16]. Pour ces transitions, l'accord entre les valeurs de $f(K)$ expérimentales et théoriques est meilleur aux faibles valeurs du transfert d'impulsion K .

3.3.3 Transitions $1^1S \rightarrow 4^1D, 5^1D$. — Nous avons étudié les processus d'excitation :



suivi des désexcitations radiatives $4^1D \rightarrow 2^1P$ et $5^1D \rightarrow 2^1P$. A partir des spectres d'amplitude obtenus à énergie donnée, en fonction de l'angle de diffusion, nous avons déduit les valeurs de sections efficaces différentielles d'excitation de l'atome sur ces niveaux.

Pour la transition $1^1S \rightarrow 4^1D$, à un angle de diffusion de 5° , la courbe de variation de la section efficace en fonction de l'énergie des électrons incidents est reproduite figure 11. Pour ces transitions, à notre connaissance, il n'existe aucune autre détermination expérimentale de sections efficaces différentielles.

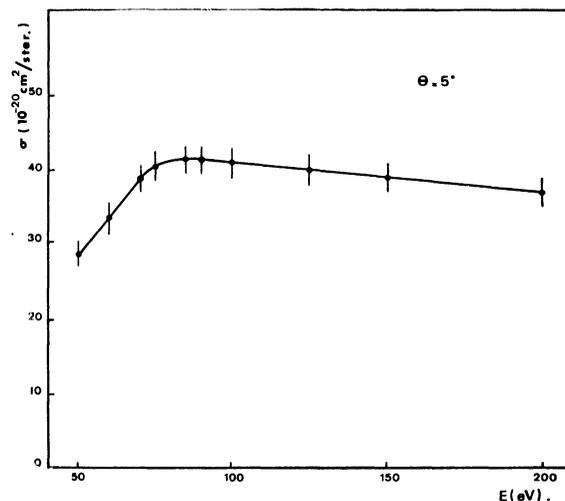


FIG. 11. — Transition $1^1S \rightarrow 4^1D$. Variation de la section efficace en fonction de l'énergie.

Nous avons reproduit aux tableaux III et IV les valeurs de sections efficaces mesurées à énergie donnée en fonction de l'angle de diffusion. La variation dans l'efficacité de détection sur la « voie » des photons est déterminée comme précédemment en comparant, à une énergie de 200 eV, les rapports des taux de comptage en photons à des rapports de sections totales absolues. Comme pour les transitions $1^1S \rightarrow n^1S$, les rapports de sections efficaces différentielles $\sigma n^1D/\sigma n^1P$ varient peu en fonction de n . A partir des valeurs absolues de sections efficaces, nous avons déduit les valeurs de forces d'oscillateurs généralisées $f(K)$. Pour quelques énergies des électrons incidents, les courbes de variation de $f(K)$ en fonction de K^2 sont reproduites figure 12; la courbe en trait continu est tracée à partir des résultats théoriques de Bell [13]. On remarque que, dans le domaine d'énergie considéré, la divergence entre la théorie et l'expérience est également importante pour ces transitions. L'accord entre les valeurs expérimentales et théoriques de $f(K)$ semble meilleur aux grandes valeurs du transfert d'impulsion K . A l'opposé

TABLEAU III

Transition $1^1S \rightarrow 4^1D$.Sections efficaces différentielles absolues ($10^{-20} \text{ cm}^2/\text{sr}$)

$E(\text{eV})$ θ°	50	60	100	200
5	16,2	27,75	37,50	28,87
7,50	12,45	19,05	28,80	19,12
10	9,00	12,00	19,12	9,00
12,50	6,94	8,55	13,88	5,06
15	5,25	6,37	9,75	2,92
17,50	4,12	4,27	6,94	-
20	3,07	3,26	5,25	-

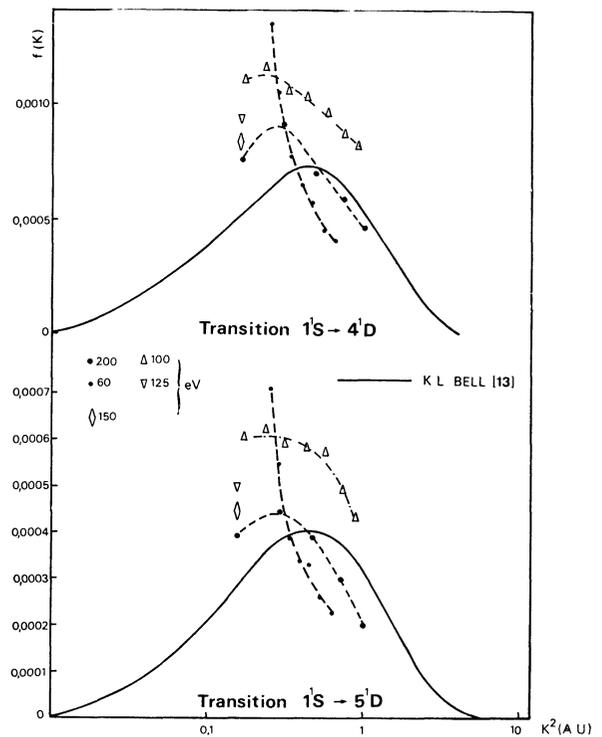
TABLEAU IV

Transition $1^1S \rightarrow 5^1D$.Sections efficaces différentielles absolues ($10^{-20} \text{ cm}^2/\text{sr}$)

$E(\text{eV})$ θ°	50	60	100	200
5	8,01	14,40	20,00	14,40
7,50	6,26	9,62	15,40	10,04
10	4,60	5,81	10,38	4,80
12,50	3,64	4,34	7,62	2,56
15	2,88	3,60	5,76	1,20
17,50	2,30	2,40	3,79	-
20	1,76	1,94	2,90	-

des résultats obtenus pour les transitions $1^1S \rightarrow n^1S$, on peut noter que, pour les transitions $1^1S \rightarrow n^1D$, les valeurs expérimentales se situent plutôt au-dessus de la courbe théorique : ceci est en accord avec les

résultats expérimentaux obtenus pour les sections efficaces totales [15], [16].

FIG. 12. — Variations de $f(K)$ en fonction de K^2 .

4. Conclusion. — La méthode de détection en coïncidence de l'électron diffusé et du photon émis nous a permis d'étendre les mesures de sections efficaces différentielles de collisions électrons-atomes d'hélium à des transitions qui ne sont pas résolues par analyse électronique tout en conservant les avantages de la méthode d'analyse en énergie des électrons diffusés. Le nombre de coïncidences réelles est directement proportionnel à la section efficace différentielle d'excitation de l'atome sur le niveau étudié ; il n'y a pas de perturbations dues aux processus de cascades ni, dans la mesure où la pression de cible est faible, aux processus de collisions et d'auto-absorption de raies de résonance.

Les mesures effectuées sur les transitions $1^1S \rightarrow 4^1S$, 5^1S et $1^1S \rightarrow 4^1D$, 5^1D de l'atome d'hélium montrent que, pour des énergies des électrons incidents inférieures à 200 eV, la divergence entre les valeurs de sections efficaces différentielles expérimentales et celles obtenues dans le cadre de la première approximation de Born est grande.

Bibliographie

- [1] Voir par exemple LASSETTRE, E. N. et SILVERMAN, S., *J. Chem. Phys.* **40** (1964) 1265.
 [2] HEIDEMAN, H. G. M. et VRIENS, L., *J. Chem. Phys.* **46** (1967) 2911.
 [3] VRIENS, L., SIMPSON, J. A. et MIELCZAREK, S. R., *Phys. Rev.* **165** (1968) 7.
 [4] LE NADAN, A., Thèse, Brest, 1970.
 [5] CHAMBERLAIN, G. E., MIELCZAREK, S. R. et KUYATT, C. E., *Phys. Rev. A* **2** (1970) 1905.
 [6] RICE, J. K., et al., *Phys. Rev., A* **5** (1972) 762.
Phys. Rev. A **1** (1970) 778.
 [7] IMHOF, R. E. et READ, F. H., *Chem. Phys. Lett.* **3** (1969) 652.

- [8] PERESSE, J., POCHAT, A. et LE NADAN, A., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci. B* **274** (1972) 791.
- [9] PERESSE, J., POCHAT, A. et GELEBART, F., *Phys. Lett.* **41A** (1972) 135.
- [10] POCHAT, A., GELEBART, F., DORITCH, M. et PERESSE, J., *Analysis* **1** (1972) 368.
- [11] PERCIVAL, I. et SEATON, M., *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* **251** (1958) 113.
- [12] WIESE, W. L., SMITH, M. W. et GLENNON, B. M., *Nat. Bur. Stand. NSRDS-NSB* **4**, **1** (1966) 9.
- [13] BELL, K. L., KENNEDY, D. J. et KINGSTON, A. E., *J. Phys. B* **2** (1969) 26.
- [14] ST JOHN, R. M., MILLER, F. L. et LIN, C. C., *Phys. Rev.* **134** (1964) A 888.
- [15] MOUSTAFA MOUSSA, H. R., DE HEER, F. J. et SCHUTTEN, J., *Physica* **40** (1969) 517.
- [16] VAN RAAN, A. F. J., DE JONGH, J. P., VAN ECK, J. et HEIDEMAN, H. G. M., *Physica* **53** (1971) 45.
- [17] CHAMBERLAIN, G. E. *et al.*, *4th Proc. Intern. Conf. Phys. Electron. At. Collisions* (1965) 378.
- [18] LASSETTRE, E. N., SKERBELE, A., DILLON, M. A. et ROSS, K. J., *J. Chem. Phys.* **48** (1968) 5066.
- [19] BETHE, H. A., *Annln der Phys.* **5** (1930) 325.
-