Sections efficaces d'émission des raies de Balmer $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ produites par impact de protons 10-100 keV sur N_2 et O_2

J. Lenormand, R. Le Doucen

► To cite this version:

J. Lenormand, R. Le Doucen. Sections efficaces d'émission des raies de Balmer $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ produites par impact de protons 10-100 keV sur N_2 et O_2 . Revue de Physique Appliquée, 1975, 10 (5), pp.257-261. 10.1051/rphysap:01975001005025700 . jpa-00243911

HAL Id: jpa-00243911

<https://hal.science/jpa-00243911>

Submitted on 1 Jan 1975

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.

REVUE DE PHYSIQUE APPLIQUÉE

Supplément au « Journal de Physique »

Classification
Physics Abstracts
5.280

SECTIONS EFFICACES D'ÉMISSION DES RAIES DE BALMER H_α , H_β , H_γ
PRODUITES PAR IMPACT DE PROTONS 10-100 keV SUR N_2 ET O_2

J. LENORMAND et R. LE DOUCEN

Laboratoire de Physique des Collisions Electroniques et Atomiques
Université de Rennes, France

(Reçu le 4 février 1975, accepté le 11 avril 1975)

Résumé. — Nous avons mesuré des valeurs absolues des sections efficaces d'émission des raies de Balmer H_α , H_β , H_γ produites par collisions de protons d'énergie $10 \text{ keV} \leq E \leq 100 \text{ keV}$ sur les cibles N_2 et O_2 . La polarisation des raies H_α et H_β a été déterminée pour $10 \text{ keV} \leq E \leq 60 \text{ keV}$. Les sections efficaces montrent une même dépendance en fonction de l'énergie pour les différentes raies, excepté à basse énergie pour les raies H_β et H_γ dans N_2 .

Abstract. — Absolute cross sections have been measured for the emission of the Balmer H_α , H_β , H_γ lines produced by 10-100 keV proton impact on N_2 and O_2 . The polarization of the H_α and H_β lines has been determined for these gases from 10 to 60 keV. The cross sections show a similar dependence on impact energy for different lines, except at low energy for H_β and H_γ in N_2 .

1. **Introduction.** — Des faisceaux d'atomes d'hydrogène excités peuvent être produits par impact de protons sur des cibles gazeuses selon le processus :

La population relative des atomes excités peut être mesurée par la méthode d'ionisation par champ. Cette méthode est surtout applicable aux niveaux $n \geq 9$ [1], [2].

Pour l'étude des niveaux : $3 \leq n \leq 9$, le nombre d'atomes excités peut être déterminé en mesurant les intensités des raies de Balmer émises par désexcitation radiative des différents niveaux. Dans le présent travail, nous avons utilisé cette méthode optique pour analyser le processus (1) quand les atomes formés occupent les niveaux 3, 4 et 5.

2. **Appareillage.** — Le schéma de principe est représenté à la figure 1. Un faisceau de protons monochromatiques, de diamètre 1 mm, traverse une chambre de

collisions placée dans une enceinte où la pression est de quelques 10^{-7} torr en présence de gaz dans la chambre. La distance du diaphragme de précollimation à l'entrée de la chambre est 6 cm.

À la sortie, l'intensité du faisceau : 4 μA maximum est mesurée au moyen d'une cage de Faraday qui assure une suppression complète des électrons et des ions secondaires.

La pression du gaz dans la chambre est comprise entre $0,8 \times 10^{-4}$ torr et 2×10^{-4} torr ; ceci permet de considérer que les collisions entre protons et molécules cibles sont uniques pour le processus de capture. La pression est mesurée par une jauge à ionisation à cathode chaude étalonnée, pour les différents gaz, à l'aide d'une jauge MacLeod.

Deux systèmes optiques de détection ont été utilisés. L'un, constitué de l'ensemble : lentille plan convexe, filtre interférentiel, lentille plan convexe, P. M. 9558 MA, a été utilisé pour l'étude de la raie H_α . L'autre, constitué de l'ensemble : lentille bi-convexe, monochromateur HRS 1, P. M. 9558 MA ou P. M.

FIG. 1. — Schéma général du montage.

6256 SAM, a été employé pour l'étude des raies H_α , H_β , H_γ . Dans les deux cas, les lentilles assurent un grandissement unité. L'observation du rayonnement est faite à un angle de 90° par rapport au faisceau de protons et la longueur de faisceau observée est de 1 mm.

Afin d'améliorer le rapport signal/bruit, les P. M. ont été refroidis à -25°C et nous avons utilisé la technique de modulation par choppage (188 Hz) de la lumière émise, avec comptage synchrone des impulsions vraies.

Les degrés de polarisation de la radiation et du système optique ont été mesurés, pour les raies H_α et H_β , au moyen d'un analyseur placé devant la fente d'entrée du monochromateur ou devant la photocathode du P. M. 9558 MA.

Les deux systèmes optiques ont été calibrés avec une lampe à ruban de tungstène horizontal étalonée par le laboratoire national d'essais du C. N. A. M. Durant la calibration, nous avons interposé des atténuateurs calibrés sur la trajectoire de la lumière émise par la lampe afin que le taux de comptage soit du même ordre de grandeur que celui obtenu avec le faisceau.

L'électroaimant d'analyse définit un faisceau de protons dont la dispersion en énergie mesurée à 50 keV est inférieure à 430 eV. Les autres incertitudes peuvent être évaluées comme suit : mesure de la pression du gaz : 5 % ; mesure du courant de protons : 3 % ; mesure de l'efficacité de détection du système optique : 10 % ; calibration de la jauge : 3 %. La limitation statistique de la détection de photons entraîne une erreur fortuite qui peut être minimisée par la répétition des mesures sur une longue période. Cette erreur sur le nombre de photons comptés est inférieure à 2 %.

3. Méthode expérimentale. — Nous enregistrons le rayonnement produit par la désexcitation d'atomes d'hydrogène excités occupant un volume $\Delta V = \Delta x \times$ section du faisceau, localisé à une distance x de l'ouverture d'entrée de la chambre de collisions. Ici, nous avons : $\Delta x = 1 \text{ mm}$ et $0,8 \text{ cm} \leq x \leq 7 \text{ cm}$, donc : $\Delta x \ll x$.

Il est évident que des valeurs correctes des sections efficaces d'émission des raies sont obtenues sans correction de temps de vie si le temps de vol t des particules dans le faisceau, depuis l'ouverture d'entrée de la chambre jusqu'à la région d'observation, est considérablement plus grand que le temps de vie τ_j des niveaux excités, c'est-à-dire s'il y a équilibre entre les processus de production et de désexcitation des particules excitées.

Comme, dans notre appareillage, ces temps sont comparables, un tel équilibre n'existe pas et l'intensité du rayonnement mesuré est fonction de x . Il est donné par :

$$S_{ji}(x) = \sigma_{ji} \cdot \frac{\omega}{4\pi} \cdot N \cdot \frac{I}{e} \cdot \Delta x \cdot \frac{k(\lambda)}{P} F_c(x, \tau_j) \quad (2)$$

σ_{ji} : section efficace d'émission de la raie, de longueur d'onde λ , correspondant à la transition $j \rightarrow i$. Ici : $j = 3, 4, 5$ et $i = 2$,

ω : angle solide accepté par le système optique,

N : densité cible,

I : courant du faisceau de protons,

e : charge de l'électron,

$k(\lambda)$: efficacité de détection du système optique obtenue avec la lampe de calibration,

P : facteur de correction tenant compte de l'anisotropie de la radiation émise et de l'effet polarisant du monochromateur,

F_c : facteur de correction fonction de x et de τ_j .

Pour connaître F_c et déterminer les vraies valeurs de σ_{ji} à toute énergie, nous avons mesuré τ_j pour $j = 3, 4, 5$.

4. Mesures. — 4.1 TEMPS DE VIE MOYENS τ_j .

Étant données les dimensions de la chambre, nous nous sommes limités aux énergies de 15 keV et 20 keV. L'azote a été choisi comme cible parce que ses raies sont bien séparées des raies H_α , H_β , H_γ . La raie 3 914 Å de N_2^+ , dont l'intensité est indépendante de x , nous sert à contrôler l'homogénéité de la détection et de la pression le long de la cible. L'argon a aussi été utilisé pour les raies H_α et H_β .

Nous avons compté le nombre de photons $S_{ji}(x)$ émis le long du faisceau en différents points de la chambre de collisions, pour différentes pressions de cible et différentes intensités du faisceau. Le signal varie linéairement avec la pression et l'intensité du faisceau de protons.

En utilisant une méthode des moindres carrés, nous avons constaté que $S_{ji}(x)$ peut être représenté par la relation :

$$S_{ji}(x) = a \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{v\tau_j}\right) \right] \quad (3)$$

quelle que soit la raie étudiée ; a est un coefficient de normalisation.

La figure 2 représente les variations de $S_{ji}(x)$ pour les 3 raies H_α , H_β , H_γ à 15 keV dans l'azote.

Les valeurs de τ_j obtenues sont reportées dans le

FIG. 2. — Sections efficaces apparentes le long de la cible pour les raies H_α , H_β , H_γ à 15 keV dans N_2 .

tableau I avec celles d'Ankudinov [3] et les valeurs théoriques [4] :

TABLEAU I

Raie	Nos valeurs	$\tau_j, 10^{-8}$ s Ankudinov	Théorie
H_α	$1,75 \pm 0,15$	$1,25 \pm 0,10$	1,02
H_β	$2,70 \pm 0,15$	$3,4 \pm 0,15$	3,35
H_γ	$3,50 \pm 0,50$	$7,8 \pm 1,5$	8,80

Une estimation de la contribution de l'effet de cascade à l'intensité des raies a été calculée en faisant les deux hypothèses suivantes : distribution statistique de population des états nl des niveaux et variation en n^{-3} des sections efficaces pour $n > 3$. La valeur obtenue est de 7 % pour la raie H_α et de 3 % pour la raie H_β . Elles sont à l'intérieur des incertitudes expérimentales.

Dans l'expérience d'Ankudinov, la formation et la désexcitation des atomes avaient lieu dans une région à fort champ magnétique : 1 000 à 2 000 Oe. Le champ électrique équivalent : 1,4 à 4 kV/cm rendait probable, par effet Stark, une distribution statistique de population des états de nombres quantiques orbitaux l différents.

L'hypothèse d'une telle distribution est faite dans les calculs des valeurs théoriques indiquées ci-dessus. Les résultats expérimentaux obtenus en présence d'un fort champ ou avec des cibles épaisses sont directement comparables à ceux de la théorie.

Dans notre montage, seuls existent le champ magnétique terrestre et le champ de charge d'espace du faisceau.

4.2 TAUX DE POLARISATION DES RAIES H_α et H_β . — Le centre de notre région d'observation étant fixé à 7 cm de l'ouverture d'entrée de la chambre, nous avons mesuré, avec un analyseur, $S_{\parallel}(\lambda)$ et $S_{\perp}(\lambda)$ les composantes de S_{ji} avec le vecteur électrique respectivement parallèle et perpendiculaire à la direction du faisceau de protons.

Les intensités $I_{\parallel}$ et $I_{\perp}$ des composantes de la radiation de longueur d'onde λ avec le vecteur électrique respectivement parallèle et perpendiculaire à la direction du faisceau satisfont la relation [5] :

$$\frac{S_{\parallel}}{S_{\perp}} = \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \quad (4)$$

où $k_{\parallel}$ et $k_{\perp}$ sont les efficacités de détection du système optique pour une lumière polarisée respectivement parallèlement et perpendiculairement à la direction du faisceau.

$$B = \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}}$$

est obtenu avec la lampe de calibration.

TABLEAU II

E keV...	Azote							Oxygène						
	10	15	20	30	40	50	60	10	15	20	30	40	50	60
$\pi(H_\alpha) \dots$	11 ± 2	11 ± 2	7 ± 2	7 ± 2	6 ± 3	5 ± 3	4 ± 3	17 ± 2	12 ± 2	12 ± 2	9 ± 2	7 ± 3	0 ± 3	4 ± 3
$\pi(H_\beta) \dots$	5 ± 2	17 ± 2	3 ± 2	6 ± 2	10 ± 3	13 ± 3	4 ± 3	16 ± 2	11 ± 2	7 ± 2	7 ± 2	5 ± 3	6 ± 3	7 ± 3

Ainsi, pour le système optique avec monochromateur, nous avons :

$$\text{raie } H_\alpha : B = 0,80$$

et

$$\text{raie } H_\beta : B = 0,30.$$

De la relation (4), nous pouvons extraire $I_{\parallel}/I_{\perp}$ et en déduire le taux de polarisation π :

$$\pi = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}.$$

Le tableau II indique les valeurs de π en % pour la gamme d'énergie : $10 \text{ keV} \leq E \leq 60 \text{ keV}$.

Nous avons limité l'énergie à 60 keV parce que, au-dessus de cette valeur, les incertitudes deviennent très importantes.

Le facteur de correction P dans la relation (2) est :

$$P = P_1 \times P_2 = \frac{3 - \pi}{3} \cdot \frac{(1 + B)(1 + C)}{2(BC + 1)}$$

où $C = I_{\parallel}/I_{\perp}$.

4.3 SECTIONS EFFICACES D'ÉMISSION DES RAIES. — A une distance de 7 cm de l'ouverture d'entrée de la chambre et avec E variant de 10 à 100 keV, nous avons mesuré le nombre de photons émis pour les raies H_α , H_β , H_γ dans l'azote et les raies H_α et H_β dans l'oxygène.

FIG. 3. — Sections efficaces d'émission des raies H_α , H_β , H_γ dans N_2 . Nos valeurs : —○— : σ_{H_α} ; —×— : σ_{H_β} ; —△— : σ_{H_γ} . Réf. [8] — — — : σ_{H_α} ; réf. [6] — · — · : σ_{H_α} ; réf. [6] — — — : σ_{H_β} .

En utilisant la formule (2), nous avons obtenu les valeurs absolues des sections efficaces d'émission des différentes raies en fonction de l'énergie. Les résultats sont indiqués sur les figures 3 et 4. L'incertitude est inférieure à 15 %.

FIG. 4. — Sections efficaces d'émission des raies H_α , H_β dans O_2 . Nos valeurs : —○— : σ_{H_α} ; —×— : σ_{H_β} . Réf. [8] — — — : σ_{H_α} ; réf. [7] — · — · : σ_{H_β} .

Sur ces figures, nous avons aussi porté les résultats de Philpot [6], Dufay [7] et Hughes [8]. Les deux premiers auteurs ne mentionnent pas de correction de temps de vie. Compte tenu de cette remarque et des facteurs correctifs que nous avons appliqués, l'accord entre leurs résultats et les nôtres est convenable. Les résultats de Hughes ont été obtenus à partir de mesures faites après la chambre de collision et en considérant une évolution séparée des états 3s, 3p, 3d avec leurs temps de vie propres depuis l'entrée de la chambre. L'étude du signal en fonction de la position d'observation dans la chambre de collisions ne semble pas justifier une telle hypothèse.

Les rapports des intensités des raies, quel que soit le gaz, varient peu dans la gamme d'énergie étudiée. Nous avons les valeurs moyennes suivantes :

$$\sigma_{H_\alpha}/\sigma_{H_\beta} = 3 \quad \text{et} \quad \sigma_{H_\beta}/\sigma_{H_\gamma} = 2,5,$$

en accord avec les résultats théoriques de Bates et Dalgarno [9] pour $\sigma_{H_\alpha}/\sigma_{H_\beta}$.

Bibliographie

- [1] RIVIÈRE, A. C. et SWEETMAN, D. R., *Proc. 3rd Int. Conf. Phys. Elec. and At. Coll.*, London (1963) 734.
 - [2] LE DOUCEN, R., LENORMAND, J. M., GUIDINI, J., *J. Physique* **31** (1970) 965.
 - [3] ANKUDINOV, V. A., BOBASHEV, S. V. et ANDREEV, E. P., *J. E. T. P.* **48** (1965) 40.
 - [4] BETHE, H. A. et SALPETER, E. E., *Quantum Mechanics of one - and two - electron Atoms* (New York, Academic Press) 1957.
 - [5] VAN DEN BOS, J., WINTER, G. F. et DE HEER, F. J., *Physica* **40** (1968) 357.
 - [6] PHILPOT, J. L. et HUGHES, R. H., *Phys. Rev.* **133** (1964) A 107.
 - [7] DUFAY, M., DRUETTA, M. et EIDELBERG, M., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **261B** (1969).
 - [8] HUGHES, R. H., STIGERS, C. A., DOUGHTY, B. M. et STOKES, E. D., *Phys. Rev.* **1** (1970) 1424.
 - [9] BATES, D. R., DALGARN, A., *Proc. Phys. Soc. A* **66** (1953) 972.
-