**Zeitschrift:** Archives des sciences physiques et naturelles
**Herausgeber:** Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
**Band:** 10 (1928)

**Artikel:** Sur la variation de l'ionisation dans une céphéide à courte période [suite et fin]
**Autor:** Tiercy, Georges
**DOI:** https://doi.org/10.5169/seals-742768

**Nutzungsbedingungen**
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

**Conditions d'utilisation**
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

**Terms of use**
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

**Download PDF:** 13.07.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch**

SUR

# LA VARIATION DE L'IONISATION
## DANS UNE CÉPHÉIDE A COURTE PÉRIODE

PAR

**Georges TIERCY**

(Avec 2 fig.)

*(suite et fin)*

---

### II. De l'ionisation du second ordre.

#### 6. — *Equation.*

Une question se pose tout naturellement, en ce qui concerne les éléments dont la courbe d'ionisation du premier ordre est presque une droite parallèle à l'axe du temps et d'ordonnée égale à l'unité. L'ionisation du premier ordre étant achevée, ou presque achevée, celle du deuxième ordre a-t-elle commencé ?

Pour pouvoir répondre à cette question, il est nécessaire d'établir tout d'abord l'équation fondamentale relative à l'ionisation du deuxième ordre.

Le calcul est semblable à celui qui a conduit à l'équation de l'ionisation du premier ordre [1]; mais les coefficients ne sont plus les mêmes, et la constante d'entropie est différente.

Considérons $n$ atomes primitifs de gaz neutre; et supposons l'ionisation première achevée; on a $n$ atomes ionisés et $n$

[1] *Archives*, (5), 9, p. 87 (1927).

électrons. Supposons qu'ensuite l'ionisation du second ordre commence; désignons par $n_i$ le nombre des atomes simplement ionisés restants, par $n_{ii}$ le nombre des atomes doublement ionisés, et par $n_{ee}$ le nombre des électrons libérés par l'ionisation du deuxième ordre. N désignant comme précédemment [1] le nombre total des éléments des divers types, on aura:

$$N = n_i + n_{ii} + (n_{ee} + n) ,$$

où $n$ est constant.

A une certaine température T le nombre des atomes perdant un second électron est, par seconde, proportionnel à $n_i$; désignons-le par $\alpha n_i$; les « recombinaisons » d'atomes doublement ionisés avec des électrons, et donnant des atomes simplement ionisés, sont, par seconde, en nombre proportionnel à la probabilité d'une rencontre; désignons ce nombre par $\alpha' n_{ii}(n_{ee} + n)$, les coefficients $\alpha$ et $\alpha'$ sont fonctions de la température seule.

Lorsque l'équilibre dynamique est établi, on a:

$$\alpha n_i = \alpha' n_{ii}(n_{ee} + n) ;$$

$$\frac{n_{ii}(n_{ee} + n)}{n_i} = K \text{ (fonction de T)} . \qquad (2)$$

D'autre part, on a, comme précédemment:

$$\left\{\begin{array}{l} p_i v_i = RT \\ p_{ii} v_{ii} = RT \\ p_{ee} v_{ee} = RT \\ pv = RT \end{array}\right. \left\{\begin{array}{l} p_i = c_i P \\ p_{ii} = c_{ii} P \\ p_{ee} = c_{ee} P \\ p = c P \end{array}\right. \left\{\begin{array}{l} c_i = \dfrac{n_i}{N} \\ c_{ii} = \dfrac{n_{ii}}{N} \\ c_{ee} + c = \dfrac{n_{ee} + n}{N} \end{array}\right. \left\{\begin{array}{l} p_i = \dfrac{n_i P}{N} \\ p_{ii} = \dfrac{n_{ii} P}{N} \\ p_{ee} + p = \dfrac{n_{ee} + n}{N} . P \end{array}\right. ;$$

puis:

$$\left\{\begin{array}{l} hp_i = n_i RT \\ hp_{ii} = n_{ii} RT \\ hp_{ee} = n_{ee} RT \\ hp = n RT \end{array}\right. \quad \text{où} \quad h = v_i n_i = v_{ii} n_{ii} = v_{ee} n_{ee} = vn = VN = \text{const.} \qquad (3)$$

[1] *Archives*, (5), 9, p. 88 (1927)

D'où:

$$(p_i + p_{ii} + p_{ee} + p)\,\mathrm{NV} = \mathrm{RT}\,(n_i + n_{ii} + n_{ee} + n)\ ,$$

et en posant $\mathrm{NV} = \mathcal{V}$:

$$= \frac{\mathrm{RT}}{\mathrm{P}}\,(n_i + n_{ii} + n_{ee} + n)\ . \qquad (4)$$

Des relations (3) on tire alors:

$$h\,.\,\frac{p_{ii}\,(p_{ee} + p)}{p_i} = \frac{n_{ii}\,(n_{ee} + n)}{n_i}\,.\,\mathrm{RT}\ ;$$

et si l'on pose:

$$\mathrm{K}_p = h\,.\,\frac{p_{ii}\,(p_{ee} + p)}{p_i}\ ,$$

on peut écrire:

$$\mathrm{K}_p = \mathrm{KRT}\ ; \qquad (5)$$

$\mathrm{K}_p$ est donc aussi fonction de la température seule. Soit alors $x$ le degré d'ionisation du deuxième ordre; on a les égalités suivantes, la pression totale relative aux indices $i$, $ii$ et $ee$ étant $\mathrm{P} - p$:

$$\left\{\begin{array}{l} p_{ii} = \dfrac{x}{1+x}\,(\mathrm{P} - p)\ ;\quad p_{ee} = \dfrac{x}{1+x}\,(\mathrm{P} - p)\ ;\quad p_i = \dfrac{1-x}{1+x}\,(\mathrm{P} - p)\ ; \\ p_{ee} + p = \dfrac{x}{1+x}\,(\mathrm{P} - p) + p = \dfrac{x\,\mathrm{P} + p}{1+x}\ ; \end{array}\right. \qquad (6)$$

d'où:

$$\mathrm{K}_p = h\,.\,\frac{x\,(x\,\mathrm{P} + p)}{1 - x^2} = h\,.\,\frac{x^2\,\mathrm{P} + \dfrac{xn\,\mathrm{P}}{\mathrm{N}}}{1 - x^3}\ ,\quad \text{puisque}\quad p = \frac{n\,\mathrm{P}}{\mathrm{N}}\ ;$$

$$\mathrm{K}_p = h\,\mathrm{P}\,.\,\frac{x^2 + \dfrac{nx}{\mathrm{N}}}{1 - x^2}\ .$$

Nous pouvons dès maintenant négliger l'écriture de la constante $h$; $\mathrm{K}_p$ interviendra en effet dans l'équation finale (16) par son logarithme; et comme cette équation se termine par une constante d'intégration $\mathrm{A}_0$, cette dernière contiendra $\log h$.

D'autre part, on a:

$$\frac{n}{N} = \frac{n}{n_i + n_{ii} + n_{ee} + n}, \quad \text{où} \quad n = \text{const.} ;$$

puis $x = \frac{n_{ii}}{n}$, puisque le nombre maximum d'atomes simplement ionisés est $n$; par conséquent:

$$n_{ii} = nx = n_{ee} ; \quad n_i = n - nx = n(1 - x) ;$$

$$\frac{n}{N} = \frac{n}{nx + 2n} = \frac{1}{x + 2} ;$$

et finalement:

$$K_p = P \cdot \frac{x^2 + \frac{x}{x+2}}{1 - x^2} = P \cdot \frac{x^3 + 2x^2 + x}{(1 - x^2)(x + 2)} = P \cdot \frac{x(x+1)^2}{(1 - x^2)(x + 2)} ;$$

$$K_p = P \cdot \frac{x^2 + x}{2 - x - x^2} . \tag{7}$$

Et, comme pour l'ionisation première, tout revient dès lors à trouver le nombre $K_p$; son expression en fonction de $x$ est différente, voilà tout.

Si $\mathcal{U}$ désigne l'énergie du système, $\mathcal{V}$ son volume, T sa température absolue (constante) et S son entropie, on doit encore avoir, lorsque l'équilibre dynamique est réalisé et que seuls les nombres $n_\lambda$ peuvent changer:

$$\delta(S - S_0) = 0 ;$$

$$\begin{cases} \delta S - \dfrac{\delta \mathcal{U} + P \cdot \delta \mathcal{V}}{T} = 0 ; \\ \delta F = 0 , \quad \text{où} \quad F = S - \dfrac{\mathcal{U} + P\mathcal{V}}{T} . \end{cases} \tag{8}$$

En faisant intervenir les petits éléments (atomes simplement et doublement ionisés, et électrons), on a:

$$\begin{cases} \mathcal{U} = n_i u_i + n_{ii} u_{ii} + (n_{ee} + n) u_e , \\ S = n_i s_i + n_{ii} s_{ii} + (n_{ee} + n) s_e + C ; \end{cases}$$

ou bien, en convenant que $n_e$ désigne $(n_{ee} + n)$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{U} = \Sigma n_\lambda u_\lambda \ , \\ S = \Sigma n_\lambda s_\lambda + C \ , \end{array} \right. \quad \lambda = i, ii, e \ ; \qquad (9)$$

la formule de Gibbs donne la valeur de la constante C (au facteur 2 près, comme nous le verrons plus loin):

$$C = - R [n_i \operatorname{Log} c_i + n_{ii} \operatorname{Log} c_{ii} + (n_{ee} + n) \operatorname{Log} (c_{ee} + c)] \ ; \qquad (10)$$

et l'on sait que les coefficients $n_\lambda$ de cette formule de Gibbs doivent, dans le problème de la décomposition chimique d'un gaz en deux gaz, être réduits à leurs valeurs relatives minima.

Et puisque:

$$\Sigma n_\lambda RT = P\mathcal{V} \ , \qquad \text{(form. 4)} \ ,$$

on écrira:

$$F = \Sigma n_\lambda \left(s_\lambda - \frac{u_\lambda + RT}{T} - R \operatorname{Log} c_\lambda\right) \ , \qquad (\lambda = i, ii, e) \ ,$$

$c_e$ désignant $(c_{ee} + c)$;
ou bien:

$$F = \Sigma n_\lambda (f_\lambda - R \operatorname{Log} c_\lambda) \ , \quad \text{où} \quad f_\lambda = s_\lambda - \frac{u_\lambda + RT}{T} \ . \qquad (11$$

Lorsque les $n_\lambda$ varient seuls, on a pour $\delta F$:

$$\Sigma (f_\lambda - R \operatorname{Log} c_\lambda) \delta n_\lambda = 0 \ , \qquad (12)$$

puisque $\Sigma n_\lambda R \, . \, \delta \operatorname{Log} c_\lambda = 0$ ;
et l'on sait que les $\delta n_\lambda$ sont proportionnels aux nombres $\nu_\lambda$:

$$\nu_i = - 1 \ , \quad \nu_{ii} = \nu_{ee} = 1 \ , \qquad (\nu = 0 \text{ puisque } n \text{ est const.}) \ .$$

L'équation (12) devient alors:

$$\frac{\Sigma f_\lambda \nu_\lambda}{R} = \nu_i \operatorname{Log} c_i + \nu_{ii} \operatorname{Log} c_{ii} + \nu_{ee} \operatorname{Log} (c_{ee} + c) \ ; \qquad (13)$$

Or, le second membre vaut:

$$- \operatorname{Log} c + \operatorname{Log} c_{ii} + \operatorname{Log} (c_{ee} + c) = \operatorname{Log} \frac{c_{ii}(c_{ee} + c)}{c_i} = \operatorname{Log} \frac{K}{N} \ .$$

On a donc la relation:

$$\left\{\begin{array}{l} \qquad K = N \cdot \dfrac{c_{ii}(c_{ee} + c)}{c_i} \\ \text{Log } K = \text{Log } N + \nu_{ii} \text{ Log } c_{ii} + \nu_{ee} \text{ Log } (c_{ee} + c) + \nu_i \text{ Log } c_i \end{array}\right. . \tag{14}$$

Ensuite, pour savoir comment varie la valeur de K si la température T change, il faut étudier la dérivée $\dfrac{d \text{ Log}\left(\dfrac{K}{N}\right)}{dT}$.

Le calcul est ici identique à celui qui a été fait pour le cas de l'ionisation du premier ordre [1]; il aboutit à l'équation (15):

$$\frac{d \text{ Log } K_p}{dT} = \frac{\Delta U_p}{RT^2} , \tag{15}$$

où $\Delta U_p$ est l'énergie à fournir pour dissocier un atome déjà ionisé au premier degré, et en séparer un second électron.

Que peut-on maintenant tirer de l'égalité (15) comme formule pratique ?

En appelant $U_0$ l'énergie nécessaire pour arracher le deuxième électron de l'atome, $\gamma_{ii}$, $\gamma_{ee}$ et $\gamma_i$ les chaleurs spécifiques respectives des éléments de décomposition, on aura:

$$\Delta U_p = U_0 + (\gamma_{ii} + \gamma_{ee} - \gamma_i) T ;$$

et, en intégrant l'équation (15):

$$\text{Log } K_p = - \frac{U_0}{RT} + \frac{\gamma_{ii} + \gamma_{ee} - \gamma_i}{R} \text{ Log } T + \text{const.} ; \tag{16}$$

on a encore:

$$\gamma_{ii} = \gamma_{ee} = \gamma_i = \frac{5R}{2} ;$$

de sorte que l'égalité (16) s'écrit:

$$\text{Log}\left(\frac{x^2 + x}{2 - x - x^2} \cdot P\right) = - \frac{U_0}{RT} + \frac{5}{2} \text{ Log } T + A_0 ;$$

[1] *Archives*, (5), 9, p. 92 (1927).

et comme:

$$\begin{cases} U_0 = \frac{1}{2} QV_0 \ ; \\ Q = \text{charge de 1 électron} = (1{,}591) \cdot 10^{-20} \text{ u.e.m.} \ ; \\ 1 \text{ volt} = 10^8 \text{ u.e.m.} \ ; \\ \text{nombre d'Avogadro} = (60{,}7) \cdot 10^{22} \ ; \\ R = 1{,}99 \text{ calorie} \ ; \\ 1 \text{ calorie} = (4{,}18) \cdot 10^7 \text{ ergs} \ ; \end{cases}$$

on obtient finalement:

$$\text{Log} \cdot \left( \frac{x^2 + x}{2 - x - x^2} \cdot P \right) = - \frac{11609{,}6\, V_0}{T} + \frac{5}{2} \text{Log } T + A_0 \ ;$$

ou bien, avec les logarithmes vulgaires:

$$\log \left( \frac{x^2 + x}{2 - x - x^2} \cdot P \right) = - \frac{5041{,}9\, V_0}{T} + \frac{5}{2} \log T + A \ . \quad (16)$$

L'essentiel est maintenant de déterminer la constante A.

## 7. — *Constante* A.

La relation entre les entropies des divers éléments est:

$$S_{ii} + (S_{ee} + S_e) + S_i - S = \frac{Q}{T} = \text{somme des constantes d'entropie des constituants} \ ;$$

elle est équivalente, au fond, à l'équation (16); la formule (9) donne, d'autre part, pour la constante C de Gibbs:

$$C = S - \Sigma n_\lambda s_\lambda = S - (S_{ii} + S_{ee} + S_e + S_i) \ :$$

on a donc:

$$A = - C$$

$$A = + R \Sigma n_\lambda \text{ Log } c_\lambda \ ;$$

$$A = R \left[ n_i \text{ Log } c_i + n_{ii} \text{ Log } c_{ii} + (n_{ee} + n) \text{ Log } (c_{ee} + c) \right] . \quad (17)$$

Toute la question revient à choisir les coefficients $n_i$, $n_{ii}$ et $(n_{ee} + n)$; seront-ils exactement ceux de la formule de Gibbs, ou faudra-t-il, comme pour l'ionisation du premier ordre, faire intervenir un facteur de proportionnalité ?

Le raisonnement est le même que dans le cas de l'ionisation du premier degré.

Considérons N atomes de gaz primitif, N étant ici le nombre d'Avogadro; autrement dit, nous considérons un atome-gramme de ce gaz. Après l'ionisation du premier ordre, on a:

N atomes simplement ionisés + N électrons .

Supposons ensuite que l'énergie reçue de l'extérieur soit suffisante pour provoquer l'ionisation complète du deuxième ordre; on obtient à la fin:

N atomes doublement ionisés + 2N électrons .

Les concentrations sont donc:

$$c_{ii} = \frac{1}{3} ; \qquad c_{ee} + c = \frac{2}{3} ; \qquad c_i = 0 ;$$

et les nombres respectifs d'atomes $(ii)$ et d'électrons sont entre eux comme 1 est à 2.

Considérons maintenant la dissociation chimique complète d'une molécule-gramme d'un certain gaz, dissociation donnant N atomes d'un gaz A et 2N atomes d'un gaz B. Les concentrations sont:

$$c_A = \frac{1}{3} ; \qquad c_B = \frac{2}{3} ;$$

et les nombres respectifs d'atomes A et d'atomes B sont entre eux comme 1 est à 2. La constante d'entropie valable dans ce cas de décomposition chimique est donnée par la formule de Gibbs et vaut:

$$- C = R\left[\text{Log}\frac{1}{3} + 2\,\text{Log}\frac{2}{3}\right] . \qquad (18)$$

Or, les conditions numériques (concentrations et rapport des nombres respectifs d'éléments de décomposition) sont les mêmes que dans le problème de l'ionisation seconde; cette valeur (18)

LABORATOIRE DE PHYSIQUE UNIVERSITÉ NEUCHATEL

couvient-elle donc aussi dans le cas de l'ionisation ? Nous allons montrer qu'il faut la doubler.

Dans la dissociation chimique, les 3N éléments finaux sont des atomes; dans le cas de l'ionisation, sur les 3N éléments finaux, N seulement sont des atomes (d'ailleurs incomplets), les 2N autres n'étant que des électrons; les deux problèmes sont donc quantitativement différents.

Dans le cas de dissociation chimique, le nombre (18) correspond à une molécule-gramme de gaz primitif; et c'est pour ce cas que la formule de Gibbs a été établie.

S'il s'agit au contraire de l'ionisation seconde, la valeur numérique (18) obtenue au moyen des mêmes coefficients correspond à N atomes de gaz primitif, c'est-à-dire à un atome-gramme de ce gaz.

Si donc on veut que la constante d'entropie du problème d'ionisation soit rapportée à une molécule-gramme de gaz primitif, il faudra doubler le nombre (18); car, d'après le théorème fondamental sur lequel s'appuie Gibbs, la constante d'entropie d'un mélange est égale à la somme des constantes d'entropie des constituants; et puisqu'on double la quantité de gaz, il faut doubler aussi la constante. On a par conséquent pour A:

$$A = 2R\left[\mathrm{Log}\,\frac{1}{3} + 2\,\mathrm{Log}\,\frac{2}{3}\right] ; \qquad (19)$$

$$A = \frac{2R}{0{,}43429}\left[\log\frac{1}{3} + 2\log\frac{2}{2}\right] = -\frac{2\,(1{,}99)\,(0.82930)}{0{,}43429} ;$$

$$A = -\,7{,}6000 .$$

Il faut ajouter que l'introduction de ce facteur de duplication dans la formule de Gibbs (sur laquelle est basé tout le calcul du n° 6) ne trouble nullement les égalités qui ont conduit à l'équation (16); car, si les coefficients de la formule (10) sont doublés, il en est de même des coefficients des relations (9), puisqu'on a doublé la quantité de gaz primitif; et l'égalité (13) n'est pas modifiée.

Nous proposons donc l'équation finale que voici:

$$\log\left(\frac{x^2 + x}{2 - x - x^2}\right) = -\frac{5041{,}9\,V_0}{T} + \frac{5}{2}\log T - \log P - 7{,}6000 . \qquad (20)$$

## 8. — *Applications.*

Nous pouvons appliquer cette équation à l'un des corps suivants, dont on connaît les potentiels d'ionisation du premier ordre, ainsi que les potentiels supplémentaires nécessaires pour atteindre l'ionisation du second ordre.

| Elément | Groupe | Poids moléc. | 1er potentiel | Potentiel suppl. | Potentiel du 2me ordre |
|---|---|---|---|---|---|
| He | 1 | 4 | 24,47 | 54,18 | 78,65 |
| C | 1 | 12 | (10,—) | 24,28 ? | 34,28 |
| N | 1 | 14 | 10,80 | 24,— ? | 34,80 |
| O | 1 | 16 | 13,56 | 32,— | 45,56 |
| Mg | 2 | 24 | 7,61 | 14,97 | 22,58 |
| Al | 2 | 27 | 5,96 | 18,18 | 24,14 |
| Si | 2 | 28 | 8,50 | 16,27 | 24,77 |
| S | 2 | 32 | 10,31 | 20,00 | 30,31 |
| Ca | 3 | 40 | 6,08 | 11,86 | 17,94 |
| Sc | 3 | 44 | 5,90 | 12,50 | 18,40 |
| Ti | 3 | 48 | 6,50 | 12,50 | 19,00 |
| Fe | 3 | 56 | 7,40 | 13,00 | 20,40 |
| Zn | 3 | 65 | 9,35 | 18,20 | 27,55 |
| Sr | 4 | 88 | 5,67 | 10,98 | 16,65 |
| Cd | 4 | 112 | 8,95 | 17,30 | 26,25 |

Pour savoir si les éléments, signalés dans *SU Cassiopeiae* comme ayant achevé ou presque achevé leur ionisation du premier ordre, ont déjà commencé celle du second ordre, il suffit d'appliquer l'équation (20) à un corps dont le potentiel total de deuxième ordre soit faible (Sr, par exemple); on fait le calcul pour la phase du maximum de première ionisation, soit celle de E 69.

Si l'ionisation du second ordre est encore insensible pour le Sr, à plus forte raison le sera-t-elle pour les corps dont le potentiel total est supérieur à 16,65 volts.

On trouve:

$$\log \frac{x^2+x}{2-x-x^2} = -\frac{(5041{,}9)\,(16{,}65)}{8204} + \frac{5}{2}\log 8204 - \log 0{,}004145 - 7{,}6 \;;$$

$$\log \frac{x^2+x}{2-x-x^2} = -\,10{,}2325 + 9{,}78508 + 2{,}38248 - 7{,}6000 \;;$$

$$\log \frac{x^2+x}{2-x-x^2} = -\,5{,}66494 = \overline{6}{,}33506 \;;$$

$$\frac{x^2+x}{2-x+x^2} = 0{,}000002163$$

$$x = 0{,}0000043 \quad \text{ou} \quad 0.00043\ \% \;.$$

L'ionisation du second ordre n'est donc pas sensible, quoique le potentiel soit faible; $x$ sera encore plus petit pour le $Ca^{++}$, et plus encore pour les autres éléments du tableau ci-dessus.

Examinons le cas du silicium. On obtient:

$$\log \frac{x^2+x}{2-x-x^2} = -\frac{(5041{,}9)\,(24{,}77)}{8204} + 9{,}78508 + 2{,}38248 - 7{,}6000 \;;$$

$$\log \frac{x^2+x}{2-x-x^2} = -\,15{,}22280 + 12{,}16756 - 7{,}6 = \overline{11}{,}34475 \;;$$

$$\frac{x^2+x}{2-x-x^2} = 0{,}00000000002212$$

$$x = 0{,}000000000044 \quad \text{ou} \quad 0{,}0000000044\ \% \;.$$

L'ionisation du second ordre est complètement insensible. Et cela est bien d'accord avec l'observation; les raies de Lockyer du $Si^{++}$ ($\lambda$ 4553, $\lambda$ 4568, $\lambda$ 4575) sont absentes de nos spectres.

### 9. — *Renseignements complémentaires.*

Suivons un peu le cas du silicium, et augmentons la valeur de T; *nous sortons ainsi du problème de SU Cassiopeiae.* En supposant que la pression moyenne reste égale à 0,004145 atm., on trouve les résultats suivants:

| T | $x$ | Ion. du 2me ordre en % |
|---|---|---|
| 10000° | $4.10^{-8}$ | $(4.10^{-6})$ % |
| 15000° | 0,0016 | 0,16 % |
| 18000° | 0,055 | 5,5 % |
| 20000° | 0,260 | 26,0 % |
| 24000° | 0,797 | 79,7 % |
| 30000° | 0,989 | 98,9 % |
| 32000° | 0,996 | 99,6 % |

L'observation confirme les données de ce tableau en ce qui concerne le début de l'ionisation seconde du silicium. Les raies de Lockyer du $Si^{++}$ commencent à être sensibles dans les spectres du type $B_8$, c'est-à-dire pour une température moyenne de 12000° à 13000°, d'après l'échelle des températures que nous avons indiquée ici-même [1].

Il ne faut d'ailleurs pas perdre de vue que ce calcul a été fait en prenant *toute* la couche renversante de l'étoile, et en adoptant pour cette couche une température T moyenne et une pression P moyenne. En réalité, la partie profonde de la couche renversante est beaucoup plus chaude que la partie extérieure; et, simultanément, la pression qui règne dans la partie extérieure est plus faible que celle des couches sous-jacentes; l'ionisation du second ordre est donc certainement plus avancée, dans les parties profonde et extérieure, que ne l'indique le tableau ci-dessus; tandis qu'elle est moins avancée dans les couches moyennes, où elle présente une valeur minimum. Le phénomène de l'ionisation du second ordre suit donc une marche analogue à celle suivie par l'ionisation du premier ordre, à laquelle le Prof. A. Pannekœk a consacré un remarquable mémoire [2].

Il s'ensuit que, normalement, l'intensité des raies de $Si^{++}$ doit commencer à être sensible, dans un spectre stellaire, un peu plus tôt que ne l'indique le tableau. C'est bien ce qui arrive; l'intensité des raies du $Si^{++}$ est mesurable dans les étoiles $B_8$ (12000° environ), alors que, d'après le calcul appliqué à la couche

[1] *Archives*, (5), 9, p. 107, (1927).

[2] A. PANNEKŒK *Bulletin of the Astron. Institutes of the Netherlands* 19 (1922).

renversante entière, cette intensité devrait encore être insensible à cette température pour ne devenir mesurable qu'à partir de 15000° environ.

Le mieux sera donc de reprendre tout le calcul en répartissant la couche renversante de l'étoile en plusieurs couches concentriques, comme on le fait pour l'atmosphère solaire; il est évident que certaines raies du spectre correspondent aux couches profondes de la chromosphère stellaire, tandis que d'autres sont produites par les couches intermédiaires ou supérieures.

Cette nécessité deviendra urgente si l'on veut étudier les phases ultérieures de cette ionisation $Si^{++}$. Le calcul par l'équation (20), appliqué à la couche entière, indique que l'ionisation sera achevée à partir de 30000° de température moyenne; il semblerait donc qu'on dût observer le maximum d'intensité des raies du $Si^{++}$ pour les étoiles de température moyenne égale à 30000° (types 0).

Or, il n'en est rien. L'observation indique que le maximum d'intensité des raies $Si^{++}$ a lieu pour les étoiles $B_1$, c'est-à-dire pour des étoiles dont la température effective *moyenne* est de 17000° environ.

Et simultanément, on observe, dès les étoiles de type $B_3$, la présence des raies du silicium triplement ionisé $Si^{+++}$ (raies de Lockyer $\lambda$ 4089, $\lambda$ 4097, $\lambda$ 4116). Cela signifie que, dans les parties profondes de la couche renversante, la température régnante étant de beaucoup supérieure à la moyenne, l'ionisation du second ordre est achevée et celle du troisième ordre commencée; il en est de même pour la partie extérieure de la couche renversante, où la pression est très faible. Le phénomène est de plus en plus sensible, au fur et à mesure qu'on parcourt la série des spectres $B_3$, $B_2$, $B_1$, $B_0$, etc.

Simultanément encore, on continue à signaler la présence des raies du silicium simplement ionisé $Si^{+}$ ($\lambda$ 4128 par exemple) jusqu'aux types spectraux $B_1$ et $B_0$; alors que le calcul effectué pour la couche renversante « *en bloc* » donne une ionisation du premier ordre achevée à partir de 10000°.

Tout cela indique bien clairement qu'il faut traiter séparément les diverses couches de la chromosphère stellaire; pour une étoile $B_1$ par exemple, les couches inférieure et supérieure

donneront des raies du $Si^{++}$ et $Si^{+++}$; dans la couche moyenne on obtiendra des raies du $Si^{++}$ et du $Si^{+}$.

Si maintenant on considère des températures *moyennes* supérieures à 17000° (types 0), l'ionisation du troisième ordre augmente de plus en plus; la température *moyenne* peut atteindre 25000° et plus, ce qui exige, à la base de la couche renversante, une température réelle beaucoup plus forte. L'intensité des raies du $Si^{++}$ diminue donc dès le type spectral $B_1$, alors que celle des raies du $Si^{+++}$ augmente de plus en plus, pour atteindre son maximum avec les types O.

On voit par là que le problème des intensités des lignes du spectre est très complexe; et il n'est guère possible de relier directement et simplement l'intensité d'une ligne avec le degré d'ionisation de l'élément, obtenu en appliquant l'équation (20) à la couche renversante « *en bloc* »; la considération de couches concentriques s'impose.