dant à $\lambda = 0^{\mu},63$ et $\lambda = 0^{\mu},46$, et être nettement différentes si l'on considère les régions correspondant à $\lambda = 0^{\mu},55$ et $\lambda = 0^{\mu},43$. Abbot a montré depuis longtemps que la température effective du Soleil diffère notablement selon qu'on la déduit des intensités relatives de telles ou telles régions spectrales. Il est naturel de penser qu'il en est de même dans les étoiles et M. Lindblad a montré récemment (1) qu'il devait nécessairement en être souvent ainsi pour des raisons variées.

Cela ressort d'ailleurs des nombres mêmes donnés dans notre précédente Communication et rappelés ci-dessus.

Si l'on considère en effet les différences B — V des nombres ci-dessus, on voit que, contrairement à ce qui résulte des différences B — R, la température effective de ι Grande Ourse se trouverait nettement supérieure à celle de θ Grande Ourse, ce qui est conforme aux types spectraux de ces étoiles et à leurs « colour-equivalents ». Or précisément les longueurs d'onde efficaces ($\lambda = 0^{\mu},46$ et $\lambda = 0^{\mu},55$) correspondant à B et V ne diffèrent pas très notablement de celles qui correspondent au « colour-equivalent ».

Il n'y a donc aucune contradiction entre le fait singulier que nous avons signalé antérieurement (et que constitue les valeurs presque identiques des différences B — R pour ces deux étoiles) et les faits antérieurement connus relativement aux « colour-equivalents » de ces étoiles.

La conclusion de M. Ejnar Hertzsprung est donc erronée.

OPTIQUE. — *Sur le coefficient de Fresnel.*
Note (2) de M. **Charles-L.-R.-E. Menges.**

La formule de Fresnel

$$\frac{c}{\mu} + \left(1 - \frac{1}{\mu}\right) w \tag{1}$$

donne la vitesse de la lumière dans un corps transparent d'indice de réfraction μ et en mouvement à la vitesse w. L'expression

$$1 - \frac{1}{\mu}, \tag{1a}$$

le coefficient de Fresnel, est interprété comme indiquant la part de la vitesse du corps qui s'ajoute à la vitesse de la lumière.

---

(1) Upsala Univ. Arsskrift, 1920 (*Mathem. och Naturvetenskap*, 1).

(2) Séance du 25 septembre 1922.

La démonstration concerne spécialement les belles expériences de M. P. Zeeman sur l'effet de Fizeau dans les corps solides : un cylindre en verre, par exemple, de longueur l, est traversé dans sa longueur par un rayon lumineux. Ce rayon interfère avec les ondes lumineuses qui ont parcouru la même distance dans l'air. On mesure la différence entre la position des franges d'interférence quand le cylindre est immobile et quand il se meut dans la direction de son axe à la vitesse w.

Soit n la fréquence avec laquelle les ondes lumineuses sont émises par la source. Lorsque le cylindre en verre est immobile, n est aussi la fréquence dans le verre; soit alors μ l'indice de réfraction du verre employé; c est la vitesse de la lumière dans le vide. Le nombre d'ondes dans le cylindre en verre de longueur l est $l : \frac{c}{\mu n} = \frac{ln}{c}\mu$.

Dans l'air, un rayon de même longueur a le nombre d'ondes $\frac{ln}{c}$. La différence de phase est donc

$$\varphi = \frac{ln}{c}\mu - \frac{ln}{c}. \tag{2}$$

Lorsque le cylindre a la vitesse w dans la direction de la propagation des ondes, la fréquence dans le verre est de

$$n' = \frac{c - w}{c} n. \tag{3}$$

Si l'on avait une source lumineuse avec cette fréquence, un cylindre en verre *immobile* par rapport à cette source recevrait alors la lumière de cette fréquence avec la vitesse c et nous savons, par l'expérience, que *dans ce cas* l'indice de réfraction est μ' au lieu de μ. Mais dans le cas précédemment considéré le cylindre n'est pas immobile, il a la vitesse w. Ce serait donc en contradiction avec la causalité et la logique que d'admettre que ce cas est identique à celui pour lequel l'indice de réfraction est μ'. Par conséquent, il faut admettre un indice de réfraction différent de μ', soit μ'_w pour le cylindre mobile. D'après la signification physique de l'indice de réfraction nous avons

$$\mu'_w = \frac{\text{vitesse avec laquelle la lumière arrive au cylindre}}{\text{vitesse avec laquelle la lumière se propage dans le cylindre}}. \tag{4}$$

Nous obtenons, d'une manière analogue au développement de la formule (2), la différence de phase pour l'expérience avec cylindre mobile

$$\varphi_w = \frac{ln'}{c'}\mu'_w - \frac{ln}{c}. \tag{2^a}$$

D'après la relativité naturelle du mouvement, nous avons : $c' = c - w$, (5).

L'effet qui résulte du mouvement est donc

$$(6)\quad \Delta\varphi_w = \varphi_w - \varphi = \frac{ln'}{c'}\mu'_w - \frac{ln}{c} - \frac{ln}{c}(\mu - 1) = \frac{l\frac{c-w}{c}}{c-w}\mu'_w - \frac{ln}{c}\mu = \frac{ln}{c}(\mu'_w - \mu).$$

Ensuite nous avons

$$(7)\quad \frac{\Delta\varphi_w}{n'-n} = \frac{d\varphi_w}{dn'},$$

car le membre droit est la limite du membre gauche; cette équation doit donc être vraie si la différence $n' - n$ est relativement assez petite.

De l'équation (2^a) nous tirons

$$(8)\quad \frac{d\varphi_w}{dn'} = l\frac{d}{dn'}\left(\frac{n'\mu'_w}{c'}\right) = l\left[\left(\mu'_w + n'\frac{d\mu'_w}{dn'}\right)\frac{1}{c'} - \frac{1}{c'^2}\frac{dc'}{dn'}n'\mu'_w\right].$$

Pour des différences relativement petites nous pouvons admettre, d'après (5) et (3),

$$dc' = c' - c = -w, \qquad dn' = n' - n = -\frac{w}{c}n,$$

donc

$$(9)\quad \frac{dc'}{dn'} = \frac{c}{n}.$$

En insérant cette valeur dans (8) et en prenant ensuite $c' = c$ et $n' = n$, nous obtenons, pour la dérivée à la fréquence n, l'expression

$$(10)\quad \frac{d\varphi_w}{dn'} = l\left[\left(\mu'_w + n'\frac{d\mu'_w}{dn'}\right)\frac{1}{c'} - \frac{1}{c'^2}\cdot\frac{c}{n}n'\mu'_w\right] = \frac{ln}{c}\frac{d\mu'_w}{dn'}.$$

Cette valeur et la valeur de $\Delta\varphi_w$ de (6) dans (7) donnent

$$(11)\quad \frac{d\mu'_w}{dn'} = \frac{\mu'_w - \mu}{n'-n},$$

d'où

$$(12)\quad \mu'_w = \frac{n'}{n}\mu + (n'-n)\frac{d\mu}{dn'} - \frac{n'-n}{n},$$

comme il est facile de vérifier en différentiant. Car nous admettons — d'accord avec la formule

$$(13)\quad \mu' = \mu + (n'-n)\frac{d\mu}{dn'}$$

selon Lorentz — que $\frac{d\mu}{dn'}$ ne varie pas de n à n'.

En substituant (12) et la valeur de $n'-n$, tirée de (3) dans (6), nous obtenons pour l'effet optique

$$(14) \qquad \Delta\varphi_w = -\frac{lnw}{c^2}\left(\mu - 1 + n\frac{d\mu}{dn}\right).$$

Les expériences de Zeeman vérifient cette équation.

Au lieu de (12) nous pouvons écrire avec (13) et (3)

$$(15) \qquad \mu'_w = \mu' + \frac{n'-n}{n}(\mu - 1) = \mu' - \frac{w}{c}(\mu' - 1).$$

Soit maintenant V la vitesse de la lumière dans le cylindre en verre et par rapport à celui-ci. Ce cylindre étant en mouvement à la vitesse w, alors $V + w$ *est, d'après la relativité naturelle du mouvement*, la vitesse de la lumière dans le verre mobile par rapport à la source lumineuse. La définition de μ'_w, selon (4), donne, avec (15),

$$(16) \qquad V = \frac{c-w}{\mu'_w} = \frac{c\left(1-\frac{w}{c}\right)}{\mu'\left[1-\frac{w}{c}\left(1-\frac{1}{\mu'}\right)\right]} = \frac{c}{\mu'}\left(1-\frac{w}{c}+\frac{w}{c}-\frac{w}{c\mu'}\right) = \frac{c}{\mu'} - \frac{w}{\mu'^2};$$

$$(17) \qquad V + w = \frac{c}{\mu'} + \left(1 - \frac{1}{\mu'^2}\right)w.$$

C'est la formule de Fresnel avec le perfectionnement introduit par Lorentz.

Remarquons que la formule est établie, dans ce qui précède, *sans l'introduction d'aucune hypothèse spéciale* plus ou moins douteuse, mais en appliquant conséquemment la relativité naturelle du mouvement et la signification physique de l'indice de réfraction selon (4).

ÉLECTRICITÉ. — *Le potentiel explosif d'un gaz.* Note (¹) de MM. **G. Holst** et **E. Oosterhuis**, transmise par M. H. Kamerlingh Onnes.

D'après la théorie de l'ionisation par chocs de M. Townsend (²), le potentiel explosif ne dépend que des propriétés du gaz; la matière des électrodes ne joue aucun rôle. Dans une série d'expériences (³) sur les gaz rares, nous avons constaté une importante influence de la matière de la cathode, au voisinage du potentiel explosif minimum. Cette observation nous a conduit à

(¹) Séance du 24 juillet 1922.

(²) J. S. Townsend, *Electricity in gases*, 1915.

(³) *Versl. Kon. Akad. van Wet. Amsterdam*, t. 29, 1920, p. 849.