ensemble parfait. Il existerait donc dans (o, 1) un ensemble parfait sans point commun avec $\mathcal{E}$, contrairement à la propriété de $\mathcal{E}$.]

Désignons encore par Q_0 l'ensemble de tous les points de (o, 1) (s'il existe) n'entrant dans aucun des ensembles Q_β ($\beta < \Omega_0$) (on pourrait d'ailleurs démontrer sans peine que l'ensemble Q_0 est nul) : les ensembles

$$Q_0 + Q_1,\quad Q_2,\quad Q_3,\quad \ldots,\quad Q_\omega,\quad \ldots,\quad Q_\beta,\quad \ldots\quad (\beta < \Omega_0)$$

donneront donc la décomposition cherchée de l'intervalle (o, 1) en une infinité de puissance du continu d'ensembles sans points communs deux à deux, dont chacun a la mesure extérieure égale à 1. On voit aussi sans peine que la mesure intérieure de chacun de ces ensembles sera nulle.

Nous signalerons encore en quelques mots une voie un peu différente pour arriver à une décomposition de l'intervalle dont nous venons de parler.

Soient, comme plus haut, Ω_0 le plus petit nombre transfini correspondant à la puissance du continu et

$$S_1,\quad S_2,\quad S_3,\quad \ldots,\quad S_\omega,\quad \ldots,\quad S_\alpha,\quad \ldots\quad (\alpha < \Omega_0)$$

une suite transfinie du type Ω_0 formée de tous les ensembles parfaits contenus dans (o, 1).

Prenons maintenant un point s'_1 dans S_1, deux nouveaux points s''_1 et s''_2 dans S_2, trois nouveaux points s'''_1, s'''_2 et s'''_3 dans S_3, et ainsi de suite transfiniment (généralement prenons dans S_α les points $s_1^{(\alpha)}, s_2^{(\alpha)}, \ldots, s_\alpha^{(\alpha)}$). Pour tout nombre ordinal donné $\alpha < \Omega_0$, les points

$$s_\alpha^{(\alpha)},\quad s_\alpha^{(\alpha+1)},\quad s_\alpha^{(\alpha+2)},\quad \ldots,\quad s_\alpha^{(\alpha+\omega)},\quad \ldots,\quad s_\alpha^{(\alpha+\beta)},\quad \ldots\quad (\beta < \Omega_0)$$

formeront, comme on le voit sans peine, un ensemble $\mathcal{E}_\alpha$; possédant des points communs avec tout ensemble parfait de (o, 1) (puisque tout ensemble parfait contient une infinité de puissance du continu de sous-ensembles parfaits).

Les ensembles $\mathcal{E}_\alpha$ ($\alpha < \Omega_0$) sont de mesure extérieure égale à 1, sans points communs deux à deux.

OPTIQUE. — *Démonstration expérimentale de la constance de vitesse de la lumière réfléchie par un miroir en mouvement*: Note de M. Q. MAJORANA, transmise par M. G. Lippmann.

Cette recherche se rattache à la question de savoir si la vitesse de la lumière est une constante, comme le voudrait le deuxième postulat de la théorie de la relativité. On a commencé, par raison de moindre difficulté expérimentale, à étudier la vitesse de la lumière émise par une source fixe, et réfléchie par un miroir en mouvement; on essayera ensuite de répéter la même recherche, pour le cas d'une source terrestre en mouvement.

Bien que la question puisse sembler déjà résolue par les expériences de Galitzine et Wilip (miroirs en mouvement et examen de la lumière par des réseaux de diffraction), ou même par celles de Stark et Paschen sur les rayons canaux, les conclusions qu'on peut tirer de ces expériences ne sont pas très sûres.

Je me suis proposé d'examiner la lumière réfléchie sur un miroir en mouvement par une méthode interférentielle simple, dont on va exposer le principe.

Il est facile de voir que si l'on admet que la vitesse d'un rayon de lumière de fréquence n ne change pas, par la réflexion sur un miroir en mouvement, tandis que, par l'effet Doppler, la fréquence devient $n' = n(1 + \beta)$, où $\beta = \frac{v}{c}$ (v étant la composante de la vitesse de l'image selon le rayon réfléchi, et c la vitesse de la lumière), la nouvelle longueur d'onde sera $\lambda' = \lambda(1 - \beta)$. Si, au contraire, on admet que, à la vitesse c de la lumière incidente, on doit ajouter ladite composante (hypothèse de Stewart, Thomson, Comstock, etc.), la fréquence nouvelle est encore $n' = n(1 + \beta)$, mais la longueur d'onde reste inaltérée et égale à λ.

Ces deux hypothèses correspondent, respectivement, au deuxième postulat de la théorie de la relativité, et à une sorte de théorie *émissive* ou *émanative* de la lumière, dont on a un exemple dans l'étude critique de W. Ritz.

On a tiré parti de ces considérations dans la disposition expérimentale suivante :

La lumière employée est celle de l'arc à mercure dans le vide (ligne verte, $\lambda = 546^{\mu\mu}$). On fait tomber un rayon de cette lumière sur une roue de 38^{cm} de diamètre, dont la périphérie est munie de 10 petits miroirs uniformément espacés sur la périphérie même. Les plans des miroirs sont normaux au plan de la roue et sont légèrement et également inclinés sur le rayon de la roue passant par chacun des miroirs. Des miroirs fixes ramènent la lumière, successivement, sur un certain nombre des miroirs mobiles de la roue (ordinairement 4), de sorte que, si la roue fait un nombre de tours par seconde $g = 60$, la composante de la vitesse de l'image du dernier miroir mobile, selon le rayon réfléchi par ce miroir, est de presque 450^{m} par seconde. Naturellement la lumière qu'on peut recueillir par la réflexion du dernier miroir mobile est constituée par une série de lueurs presque instantanées de nombre $10g$ par seconde. Cette lumière, qui semble à l'œil tout à fait continue, est beaucoup plus faible que la lumière incidente, mais suffisante pour les observations.

Pour examiner la lumière réfléchie par le dernier miroir mobile, je me suis servi de l'interféromètre de Michelson, avec une grande différence de marche entre les rayons interférents (10^{cm} à 32^{cm}). Dans ces conditions; si l'on observe avec une lunette les franges circulaires à l'infini, il est possible d'apercevoir un déplacement de celles-ci, même si la longueur d'onde incidente varie seulement de quelques millionièmes de sa valeur. Et, précisément, si l est la différence de marche des deux rayons interférents, λ la longueur d'onde du rayon employé, v la composante de la vitesse de l'image du dernier miroir mobile, suivant le rayon réfléchi, et c la vitesse de la lumière,

$$f = \frac{l}{\lambda}\frac{v}{c}$$

sera le nombre de franges qui passent à travers le fil du micromètre oculaire de la lunette, lorsque la roue passe de l'immobilité au mouvement rotatoire. Si l'on fait tourner la roue dans un sens, et ensuite dans le sens opposé, avec la même vitesse, on observera, évidemment, le déplacement d'un nombre double de franges, c'est-à-dire $2f$. Ceci est vrai si l'on admet la constance de c; mais si c était variable, ou si proprement à la valeur $c = 3.10^{10}$ cm : sec, on devait ajouter les 450 m : sec, correspondant à la composante de vitesse de l'image du dernier miroir, dans la direction du rayon réfléchi, aucun déplacement de frange ne serait observable.

Or l'expérience, conduite de la manière susdite, lorsque $l = 130^{mm}$, donne un déplacement, très nettement observable, compris entre 0,7 et 0,8 frange, quand la roue passe de la vitesse de 60 tours par seconde dans un sens à une vitesse égale et contraire. Le calcul fait prévoir un déplacement de $2f = 0,71$, qui est donc en bon accord avec l'expérience.

Il est permis, par conséquent, de conclure que : *dans les conditions indiquées, la vitesse de propagation de la lumière n'est pas influencée par la vitesse de déplacement des miroirs sur lesquels elle se réfléchit.*

Je me propose, prochainement, d'examiner avec le même dispositif, le cas où une source terrestre est mise artificiellement en mouvement.

PHYSIQUE. — *Sur l'effet thermoélectrique par étranglement dans le cas du mercure.* Note (1) de M. Carl Benediks, présentée par M. Henry Le Chatelier. (Extrait.)

L'effet thermoélectrique dont j'ai démontré l'existence est étroitement lié à l'effet Thomson, dont il peut être considéré comme le renversement. Il est facile de voir que si l'on convient de considérer la force électromo-

(1) Séance du 17 septembre 1917.