La vitesse de la lumière dans l'air et dans le vide

R. Dupeyrat

EXPOSÉ ET MISE AU POINT BIBLIOGRAPHIQUE

LA VITESSE DE LA LUMIÈRE DANS L'AIR ET DANS LE VIDE

Par R. DUPEYRAT,
Laboratoire des Recherches Physiques, Sorbonne.

Résumé. — Depuis 1950, on admet que la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le vide est aux environs de 299 793,1 km/s, l'erreur étant inférieure à 1 km/s.

Les expériences en cours doivent permettre d'atteindre des précisions bien supérieures (0,01 km/s).

Dans cet article, le classement des méthodes de mesures est fait en fonction de la nature de la vitesse mesurée : mesures directes (dans l'air, vitesse de groupe ou de signal ; dans le vide, vitesse de phase), mesures indirectes (mesures généralement interférentielles, vitesse de phase).

L'auteur ne pense pas qu'il y ait intérêt à faire une moyenne pondérée, comme dans la plupart des études bibliographiques récentes.

L'ensemble des résultats peut poser le problème du changement des unités fondamentales des systèmes.

Abstract. — Since 1950, the velocity of propagation of electromagnetic waves in vacuum has been taken as approximately 299 793,1 km/s, the error being less than 1 km/s.

Experiments which are now in course should give a much better precision (0,01 km/s).

In this paper, the methods of measurement selected are classified according to the nature of the measured velocity : direct measurements (in air, group or signal velocity ; in a vacuum, phase velocity), indirect measurements (generally, interferentiel measurements of phase velocity).

In the opinion of the author, there is no point in taking a weighted mean as has been done in most of the recent reviews.

The collected results may raise the question of changing the fundamental units of the systems.

1. **Introduction.** — Le caractère fini de la vitesse de la lumière a été mis en évidence par les premières mesures des astronomes et des physiciens. Une étude sérieuse de la nature de la grandeur mesurée jointe aux progrès des techniques a permis d'en accroître la précision. L'essor de l'électronique a donné aux mesures directes de vitesse de propagation de la lumière visible un regain d'actualité, en même temps qu'il promouvait des méthodes adaptées aux ondes radioélectriques. Des expériences plus récentes, utilisant les spectres de bandes où les rayons γ donnent des résultats dont la précision, excellente pour les premiers, très médiocre pour les derniers, confirme dans l'état actuel des choses que la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le vide est indépendante de leur fréquence.

Il semble que les dernières déterminations de c soient précises à 0,3 km/s près. Un progrès dans les mesures n'est pas impossible ; il est nécessaire pour élucider les problèmes de variation séculaire ou de relativité et reste essentiellement une affaire de technique. On peut penser qu'une précision de 0,03 km/s ou de 0,003 km/s sera obtenue dans les prochaines années.

L'histoire des résultats publiés sur la vitesse de la lumière est très intéressante à cause des regroupements que l'on y peut faire. Ces regroupements témoignent-ils de l'influence certaine des grands expérimentateurs sur les physiciens de leur époque ou des variations séculaires de la vitesse de la lumière ? Nous préférons ne pas prendre parti dans le débat.

Le but de cet article est de faire une mise au point à l'usage des lecteurs français. La bibliographie la plus complète (jusqu'en 1956) se trouve dans l'article de Bergstrand [7] (en anglais). Nous n'avons pas cru nécessaire de recommencer ce travail. Il nous a paru plus important de tenter un classement des méthodes de mesure suivant le type de vitesse mesurée et le domaine de fréquences utilisé. Nous n'y avons pas fait figurer toutes les déterminations. Notre choix se justifie, soit par la précision de la mesure, soit par l'intérêt que semble présenter la méthode (extension du domaine de fréquence où l'on peut espérer vérifier la constance de la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques, ou application à un certain domaine de fréquences de procédés mis au point pour un autre domaine).

Nous avons tenu compte des études de Birge [9], Bearden et Watts [5], Dumond et Cohen [17], Rozenberg [48], Bergstrand [7]. Nous refusons de donner une valeur moyenne. L'obtention d'un résultat moyen, en effet, suppose un choix ou une pondération obtenue par des méthodes mathématiques dont on n'est pas très sûr que les conditions qu'elles requièrent soient réalisées. Nous laisserons le lecteur décider et nous lui fournirons au chapitre III un tableau chronologique des moyennes pondérées récentes.

La convergence des derniers résultats de mesure est impressionnante. Les progrès prochains que l'on peut espérer dans la précision de la détermination de c permettront des discussions fructueuses entre théoriciens et expérimentateurs au niveau du 8e chiffre significatif. Nous n'en sommes pas encore là. Nous pouvons tenir pour à peu près certains les six premiers chiffres, chaque expérimentateur donnant le septième à quelques unités près.

1-1. La vitesse de la lumière et le rapport uém/ués des unités de quantité d'électricité. — La concordance des résultats obtenus dans la mesure de la vitesse de la lumière avec ceux qui proviennent de la mesure du rapport des unités électriques uém/ués de charge est à l'origine de la théorie de Maxwell. Elle ne nous surprend plus assez actuellement, habitués que nous sommes à admettre une équation de dimension de ce rapport qui soit celle d'une vitesse et une valeur qui soit celle de la vitesse de la lumière dans le vide.

Les premières expériences datent de Kohlrausch et Weber [30] en 1857, Maxwell [32], puis Fabry et Perot [38] les ont reprises. Nous ne connaissons pas de mesure plus récente de ce rapport.

Si nous admirons habituellement l'intuition géniale de Maxwell, qui a eu le mérite de mettre en évidence le caractère électromagnétique des ondes lumineuses, on ne s'étonne généralement plus assez de voir intervenir la vitesse de la lumière dans les rapports d'unités, alors que les phénomènes de propagation ne sont pas encore en cause. Jouguet [29] fait remarquer que le mouvement des charges dans les conducteurs est régi par la cinématique relativiste qui fait précisément intervenir la vitesse de la lumière. Peut-être faudrait-il aller plus loin. Nous n'étudierons pas les méthodes de mesure du rapport des unités de charge, car elles ne sont pas à proprement parler des mesures de la vitesse de la lumière.

1-2. Nature de la vitesse mesurée. — Avant d'entrer dans le détail des méthodes de mesure, il convient de faire quelques remarques au sujet de la nature des vitesses mesurées.

Si l'on considère une onde plane monochromatique progressive, on peut, en première approximation, donner son équation de propagation sous la forme

$$Y_1 = A_1 \sin \omega(t - x/V)$$

A_1 est l'amplitude de l'onde de pulsation ω, V étant la vitesse de propagation de la phase de l'onde.

Deux ondes Y_1 et Y_2, d'amplitudes égales A, de pulsations ω et ω', se composent en donnant une onde résultante Y

$$\begin{aligned} Y = Y_1 + Y_2 &= A\,[\sin \omega(t - x/V) + \sin \omega'(t - x/V')] \\ &= 2A \sin\left\{\frac{\omega+\omega'}{2}\,t - \frac{x}{2}\left(\frac{\omega}{V} + \frac{\omega'}{V'}\right)\right\} \\ &\qquad \cos\frac{\omega-\omega'}{2}\left[t - \frac{x}{2}\left(\frac{\omega}{V} - \frac{\omega'}{V'}\right)\right]. \end{aligned}$$

On peut écrire le terme en cosinus (terme d'amplitude) sous la forme

$$2A \cos \Omega(t - x/U)$$

en posant

$$\Omega = \frac{\omega - \omega'}{2}$$

d'où

$$-\frac{\Omega x}{U} = -\frac{x}{2}\left(\frac{\omega}{V} - \frac{\omega'}{V'}\right)$$

si ω et ω' sont voisins

$$U = \mathrm{d}\nu/\mathrm{d}\left(\frac{\nu}{V}\right)$$

U s'appelle vitesse de groupe.

On voit que cette vitesse correspond, par exemple, à la vitesse de propagation de la modulation d'une onde, non strictement monochromatique se propageant dans un milieu dispersif. L'aspect formel de la vitesse de groupe ne satisfait pas pleinement l'expérimentateur, c'est pourquoi les auteurs ont considéré deux autres types de vitesses : la vitesse de propagation de signal et la vitesse de propagation de l'énergie.

Ces questions un peu délicates ont été étudiées théoriquement par Sommerfeld [49], Brillouin [12], Brillouin et Parodi [13], Biot [8], entre autres.

Le fait important est que dans un milieu matériel, un signal (train d'ondes) ne se propage pas sans altération. On peut admettre que la tête du train d'ondes est un peu déformée (diminution d'amplitude des signaux de tête ou précurseurs). Du fait de l'existence d'un seuil de sensibilité pour chaque récepteur, on mesure une vitesse de signal qui est plus faible que la vitesse de propagation réelle, parce que le récepteur ne détecte pas tous les précurseurs. On conçoit qu'il y ait un lien entre la vitesse de signal et la vitesse de groupe puisque le signal peut apparaître comme une certaine modulation de l'onde progressive étudiée. Il faut donc s'attendre à ce que les résultats de mesure dépendent de l'intensité du signal si aucune disposition particulière du montage n'exclut cet effet. Nous en verrons plus loin un exemple [3]. Un résultat fondamental de la théorie est que la vitesse de signal est sensiblement égale à la vitesse de groupe en dehors des zones d'absorption. Dans ces zones, la vitesse de groupe n'a plus de signification physique claire.

Le physicien doit donc savoir si son montage lui donne une vitesse de phase ou une vitesse de groupe (éventuellement une vitesse de signal) ; cette remarque élémentaire n'a pas toujours été faite et nous allons donner un aperçu des conséquences pratiques que peut entraîner son oubli.

Si V_0 est la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique dans le vide, l'indice de réfraction de l'air est donné par

$$n_\varphi = V_0/V$$

(V vitesse de phase de l'onde dans l'air et n_φ indice de phase) ; il a une signification physique précise (lois de Descartes). Cet indice est fonction de la longueur d'onde, une formule de dispersion étant par exemple :

$$n_\varphi - 1 = A + B\lambda^{-2} + C\lambda^{-4} + \ldots.$$

A cause de la définition donnée plus haut de la vitesse de groupe :

$$U = \mathrm{d}\nu/\mathrm{d}\left(\frac{\nu}{V}\right)$$

on peut définir

$$n_G = V_0/U = n_\varphi - \lambda\, dn_\varphi/d\lambda$$

soit à partir de la formule de dispersion précédente :

$$n_G = A + 3B\lambda^{-2} + 5C\lambda^{-4} + \dots$$

cet « indice de groupe » est un être mathématique commode dont la signification physique n'est pas claire.

D'après Barrel et Sears [4] pour l'air sec à zéro degré et 760 mm de mercure, λ étant exprimé en microns, les valeurs des constantes A, B, C de la formule de dispersion sont (multipliées par 10^7)

A	B	C
2 876,4	16,288	0,136

Toute confusion sur la nature de la vitesse mesurée (vitesse de phase au lieu de vitesse de groupe) correspond à une erreur sur l'indice :

$$\Delta n = n_\varphi - n_G = -2B\,\lambda^{-2} + 4C\,\lambda^{-4}.$$

Dans les conditions normales pour $\lambda = 0{,}56\ \mu$

$$\Delta n = -1{,}09 \times 10^{-5}.$$

L'erreur relative de vitesse correspondante ΔV est de l'ordre de 3 km/s.

Cette erreur ΔV est beaucoup plus petite que la correction $\Delta V'$ correspondant au fait que la mesure aurait lieu dans l'air : en effet, pour la même longueur d'onde, $\Delta V'$ est de l'ordre de 90 km/s (il faut calculer ces corrections pour les conditions de température et de pression de l'expérience).

On peut remarquer que les formules précédentes donnent immédiatement la relation entre la variation d'indice et la variation de longueur d'onde :

$$dn_\varphi/d\lambda = -2B\,\lambda^{-3} - 4C\,\lambda^{-5}$$

dans les conditions normales pour $\lambda = 0{,}56\,\mu$

$$dn_\varphi = -2.10^{-5}\,d\lambda \qquad dn_G = -6{,}0.10^{-5}d\lambda.$$

Si les mesures de vitesse ont lieu dans un milieu dispersif, il est important de stabiliser l'émission spectrale de la source ; un glissement de 100 Å correspond à une erreur relative de 6.10^{-7} sur la vitesse de groupe soit à une erreur absolue de 0 2 km/s (cf. Bergstrand [6]).

2. **Mesure directe de la vitesse de propagation des ondes électromagnétique dans l'air.**

2-1. Propagation d'ondes hertziennes. — Le procédé dont nous parlons maintenant a été mis au point pendant la deuxième guerre mondiale pour la détermination de la position des avions. Il est utilisé actuellement pour des relevés de cartes. Il se présente sous deux formes : la version américaine (inventeur Stuart W. Seley de la R. C. A.) désignée sous le nom de Shoran, et la version anglaise désignée sous le nom d'Oboe (Jones Cornford Hart).

Nous décrirons le procédé Shoran dont les développements sont dus en grande partie à Aslakson. Nous verrons comment partant de la mesure des distances, on est conduit à une détermination plus précise de c.

Dans un avion volant à une altitude z, une base de temps de fréquence N émet des impulsions très courtes sur deux ondes porteuses différentes ν_A et ν_B, la commutation des fréquences porteuses étant réalisée dix fois par seconde. Les signaux émis par l'avion sont reçus par deux stations au sol A et B dont la distance est AB (*fig.* 1) ; A reçoit ν_A, B reçoit ν_B. Les deux

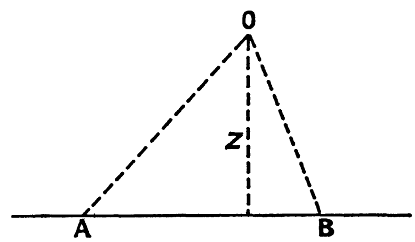


Fig. 1.

séries de signaux sont réémises par A et B, sur une porteuse commune ν, après changement de fréquence.

Le récepteur de l'avion accordé sur la fréquence ν reçoit des trains d'impulsions de durée 0,1 seconde et de fréquence N. Supposons pour simplifier l'avion fixe en O et négligeons les retards apportés par changement de fréquence et détection. En O arrive de A un train d'impulsions qui par rapport au signal d'origine émis en O est en retard de $2\mathrm{OA}/V = \tau_A$, (V vitesse de propagation des ondes) de même pour ν_B on a $2\mathrm{OB}/V = \tau_B$.

Pour pouvoir déduire OA et OB directement de τ_A et τ_B on choisit la valeur numérique de la fréquence en cycles/s égale à celle de la moitié de la vitesse de la lumière exprimée en miles U. S. A. Dans ces conditions la valeur numérique

$$\frac{\tau_A}{T} = \frac{2\mathrm{OA}}{V} \times \frac{V}{2} = \mathrm{OA\ en\ miles.}$$

L'intervalle entre deux impulsions est de l'ordre de 10^{-5} seconde, les déphasages sont de l'ordre de 1/10 de cet intervalle, on les annule par des systèmes déphaseurs liés à des goniomètres gradués directement en distance et agissant sur deux signaux dérivés de ν_A et ν_B. L'indicateur de zéro est un tube cathodique à balayage circulaire. Si l'on connaît l'altitude de l'avion et celle des deux bases, on peut déduire la position de l'avion connaissant la distance des bases, ou déduire la distance des bases si la mesure est faite lorsque l'avion est dans le plan du grand cercle de la terre passant par les bases. Pour utiliser l'appareil à la mesure de la vitesse de la propagation des ondes électromagnétiques, il faut connaître D, distance AB, et préciser la forme des rayons OA et OB.

L'expérience est conduite de la façon suivante : l'avion effectue un certain nombre de passages dans le plan médiateur (sensiblement) de la base à altitude constante. Le contrôle de l'altitude est fait par écho radar et par altimètre à pression. Un manipulateur ajuste en permanence les goniomètres de phase et toutes les deux ou trois secondes une caméra prend un cliché des cadrans des différents appareils. La courbe d'allure parabolique qui donne OA + OB en fonction du numéro du cliché présente un minimum au moment du passage de l'avion à travers le grand cercle qui comprend les bases. Pratiquement N est de l'ordre de 93 000 cycles/s ;

$$\nu_A = 220 \text{ Mc/s} ; \quad \nu_B = 240 \text{ Mc/s} ; \quad \nu = 300 \text{ Mc/s}.$$

Les indications des goniomètres de phase correspondent à des mesures brutes. Il faut les corriger en fonction des considérations suivantes : *a*) La valeur OA donnée directement par le goniomètre est plus précisément celle de τ_A/T. Pour passer à $\overline{OA}$ il faut déterminer la trajectoire $\widehat{OA}$ suivie par l'onde et la vitesse de propagation de l'onde en chacun des points de cette trajectoire (cet effet est dû à l'existence d'un gradient de température, Kroll [31]). *b*) La connaissance précise de la constante diélectrique de l'air standard permet de passer de la vitesse de propagation des ondes dans le vide à la vitesse dans l'air (Hector et Woernley [28]). *c*) Les différents appareils introduisent des retards de phase. *d*) L'intensité du signal peut modifier les résultats obtenus. Cet effet a été décelé par Aslakson en août 1949 [2] et éliminé en 1951 [3]. Il semble, à notre avis, que ce soit le cas intéressant où l'on voit une différence entre la vitesse de groupe et la vitesse de signal (1) ; la solution simple adoptée par Aslakson consiste à agir sur le gain de l'amplificateur pour opérer à signal sensiblement constant.

Lorsque l'on utilise l'équipement Shoran pour mesurer des longueurs, la valeur de la vitesse de propagation est prise *a priori*, l'étalon de temps est la période $T = 1/N$ du cristal, base de temps. Comme nous l'avons vu, le choix de N est fonction de la vitesse de propagation admise : $N = V/2$ (V exprimé en miles U. S. A.). La stabilisation de N peut être réalisée à 10^{-6} près.

Dans les premières mesures, la valeur de V utilisée était celle de Michelson (1935) 299 774 km/s. Pour assurer la concordance entre les mesures Shoran et les mesures terrestres il a fallu corriger V.

Pour les dernières mesures Aslakson choisit :

N = 93 109,87 cycles/s (ce qui correspond à une vitesse en miles U. S. A./s de 186 219,74), cette fréquence est comparée aux standards, en effet

son 537ᵉ harmonique...	est	$5,000000019.10^7$
1 074ᵉ harmonique...		$10,000000038.10^7$
1 611ᵉ harmonique...		15,000000057

La valeur de c en unités métriques est

$$c = 299\ 794{,}2 \pm 1{,}4 \text{ km/s}.$$

(1) L'explication de ce qui précède fait apparaître deux choses : l'une que l'on connaît assez mal, faute de pouvoir l'observer facilement, est l'affaiblissement des précurseurs, l'autre le seuil de sensibilité de l'appareil récepteur. Pour donner une idée grossière du phénomène, on peut penser, par exemple, que le récepteur est accordé sur la fréquence du signal. Ceci se traduit par une constante de temps plus ou moins grande dont l'effet est un affaiblissement supplémentaire des précurseurs. Ce phénomène est actuellement évité au maximum sur les équipements radar en accroissant la bande passante par des artifices électroniques.

2-2 Mesures de vitesse de signal des ondes lumineuses. — Nous citerons pour mémoire les expériences terrestres anciennes avec leurs résultats :

Fizeau ...	315 300	± 500 km/s	(roue dentée) (fig. 2)
Cornu	300 030	± 200 km/s	(roue dentée)
Foucault .	298 000	± 500 km/s	(miroir tournant) (fig. 3)
New-Comb.	299 860	± 30 km/s	(miroir polygonal)

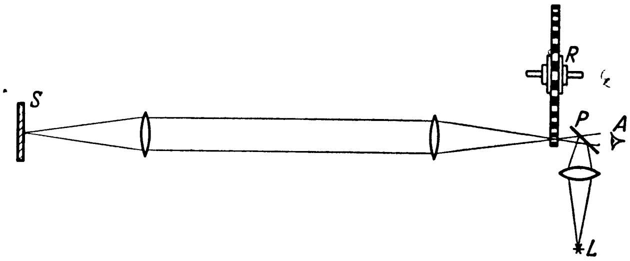


Fig. 2. — Méthode de la roue dentée (Fizeau).

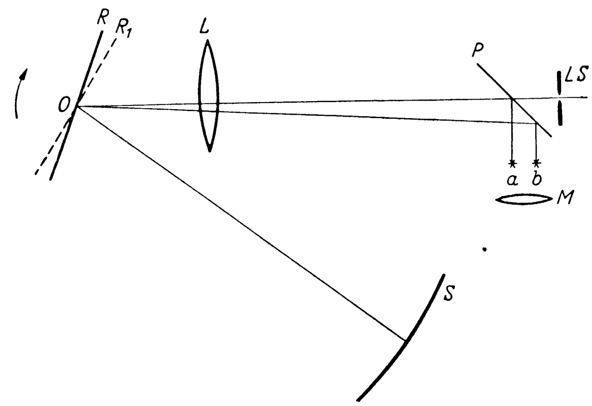


Fig. 3. — Méthode du miroir tournant (Foucault).

et nous nous attacherons à celles de Michelson et de Bergstrand qui sont particulièrement intéressantes à des titres divers.

2-2-1. *Expériences de Michelson.* — Les premières expériences précises concernant la mesure de la vitesse de la propagation de la lumière dans l'air ont été publiées en 1924 et en 1927 [33].

La mesure a été faite à l'air libre entre le Mont San Antonio et le Mont Wilson ; elle comprend une mesure de longueur et une mesure de temps.

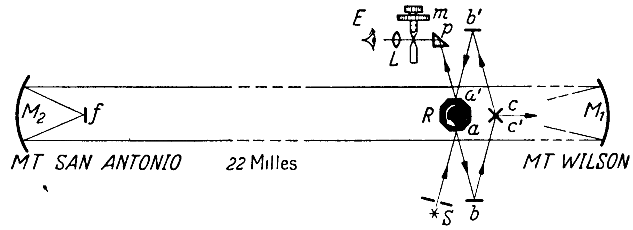


Fig. 4. — Méthode du miroir tournant (Exp. Michelson dans l'air).

Le montage est classique et nous en donnons un schéma (*fig.* 4) d'après Michelson. La lumière issue d'une fente S frappe la face plane a d'un miroir polygonal, est renvoyée sur deux miroirs plans b et c ; ce dernier éclaire un miroir sphérique M_1, placé au Mont Wilson. Le miroir M_1 renvoie un faisceau sur un miroir analogue M_2 placé au San Antonio ; un miroir plan f réfléchit le faisceau sur lui-même. Le faisceau de retour est renvoyé en cc' sur un miroir plan normal au premier et tombe sur b' puis sur a' face plane du miroir polygonal. Un viseur placé en O permet de recueillir l'image de S donnée par tout le système. Lorsque le miroir polygonal tourne l'image de S ne bouge pas à condition que le trajet $abcM_1M_2fM_2M_1cc'b'a'$ soit effectué pendant qu'une face du miroir polygonal est exactement substituée à celle qui réfléchissait la lumière au trajet aller. Si cette condition n'est pas tout à fait réalisée, l'image se déplace légèrement.

Nous n'insisterons pas sur le protocole de l'expérience qui est décrite dans les ouvrages classiques (Bruhat, *Optique*, par exemple). La période de rotation du miroir est mesurée par comparaison stroboscopique avec celle d'un pendule. Cette rotation est rendue uniforme moyennant quelques précautions. La mesure étant faite dans l'air, le résultat est corrigé d'après la relation

$$n - 1 = (n_0 - 1)\ \rho/\rho_0$$

ρ masse spécifique de l'air,

ρ_0 masse spécifique de l'air dans les conditions normales,

$$n - 1 = (n_0 - 1)\ p/p_0 . T_0/T.$$

Cette correction est un peu simple, la valeur de p' étant une valeur moyenne, la valeur de T également. Dans le mémoire de 1927, $p/p_0 = 0{,}822$, $T_0/T = 0{,}932$. On trouve avec ces valeurs un $\Delta V = 67$ km/s que Michelson ajoute à son résultat pour donner la vitesse dans le vide. Mais nous avons vu [9] qu'en agissant ainsi l'auteur considère implicitement que sa mesure porte sur une vitesse de phase. En fait, il mesure une vitesse de signal qui est ici égale à la vitesse de groupe. Pour la pression et la température de l'expérience, une correction supplémentaire de l'ordre de 2,5 km/s, tenant compte de la dispersion, est donc nécessaire. Il est étonnant que Michelson, très familiarisé avec les notions de vitesse de groupe et de vitesse de phase, n'ait pas fait cette remarque. Le résultat de Michelson 299 796 km/s doit être majoré d'environ 2,5 km/s soit 299 798,5 km/s. Il semble que l'erreur qu'il donne $\pm$ 4 km/s soit sous-estimée ; en effet Miller, cité par Birge, a signalé que les expériences de Michelson avaient été perturbées par le tremblement de terre de Santa Barbara qui avait quelque peu malmené sa base. Il nous semble d'autre part que les mesures de temps à l'aide d'un pendule n'avaient peut-être pas toute la précision désirable. Enfin la mesure n'est pas différentielle et les effets d'intensité n'ont pas été étudiés.

La deuxième mesure de Michelson, Pease et Pearson [34] effectuée dans un tube vidé (*fig.* 5), commencée avec Michelson et terminée après sa mort, a impressionné beaucoup les physiciens à cause du nombre d'expériences qu'elle comporte : 2 885,5 (le 0,5 est une expérience du 4 mars 1932 sans doute à moitié faite !) et du soin apporté à la présentation des résultats.

La valeur de 299 774 $\pm$ 11 km/s à laquelle ils ont abouti, est aujourd'hui suspectée. Les mesures de longueur ne sont pas très sûres et la dissymétrie du montage est certainement gênante. Il semble en particulier qu'un effet de température au voisinage du prisme de renvoi soit responsable d'une erreur supérieure. La courbe d'erreur est curieuse (*fig.* 6). Birge pense qu'elle traduit l'existence de deux séries de mesure, de précision très différente. Il semble difficile d'envisager leur séparation.

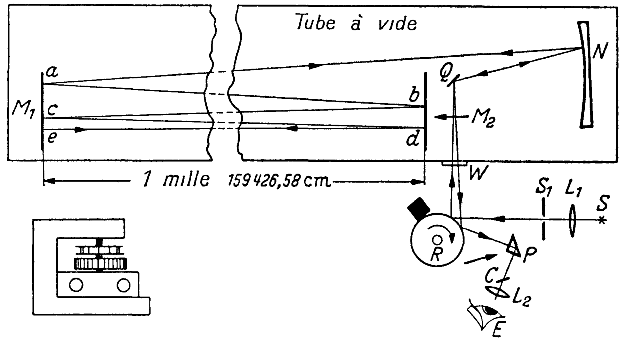


FIG. 5. — Méthode du miroir tournant (Exp. Michelson, Pease, Pearson dans le vide).

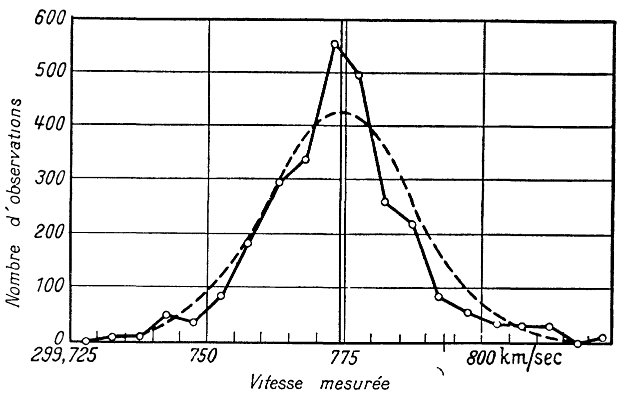


FIG. 6. — Courbe d'erreurs (Michelson, Pease, Pearson).

Nous devons, en conclusion, dire que les expériences de Michelson sont à la limite de ce qui était possible avec des obturateurs mécaniques. Sa méthode ne pouvant pas être rendue différentielle à cause de la longueur du faisceau adoptée, il semble difficile de dépasser la précision qu'il a obtenu.

2-2-2. *Mesures de Bergstrand* [6]. — Des mesures du même type ont été reprises à l'aide de cellules de Kerr qui jouent le rôle du miroir tournant en modulant le faisceau.

La meilleure méthode récente est celle de Bergstrand qui a construit un géodimètre, appareil qui sert à mesurer les distances et accessoirement la vitesse de la lumière.

L'arrangement optique de Bergstrand (*fig.* 7) est le suivant : la lentille P_1 projette l'image d'une petite source continue de lumière entre les plaques d'une cellule de Kerr Kc. De chaque côté de la cellule, sur le trajet du faisceau, sont croisés deux primes de Nicol N_1 et N_2. Le système optique projette L sur le miroir M_3

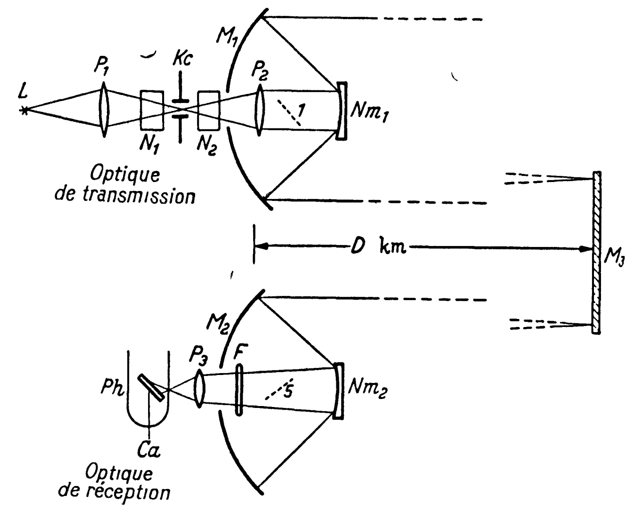


FIG. 7. — Utilisation d'une cellule de Kerr (Bergstrand).

qui renvoie une partie de la lumière sur le récepteur qui est un multiplicateur d'électrons.

Devant N_2 l'intensité de la lumière dépend de la tension entre les plaques de la cellule de Kerr ;

$$J = J_0 \sin^2 k . V^2$$

J intensité, J_0 et k constantes, V différence de potentiel entre les plaques. L'intensité de la lumière en fonction de V est donnée par la figure 8 ; entre a et b

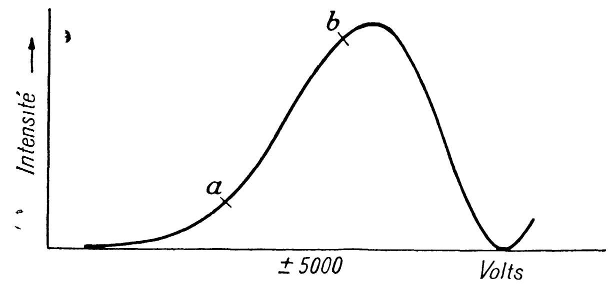


FIG. 8. — Lumière transmise par la cellule de Kerr en fonction de la tension appliquée.

la variation est sensiblement linéaire. On choisira donc une tension de repos de la cellule comprise entre a et b et on lui ajoutera une tension alternative ; dans ces conditions l'intensité de la lumière suivra les variations de cette dernière.

Les plaques de Kc sont alimentées en tension de haute fréquence à partir de l'oscillateur à cristal Cr

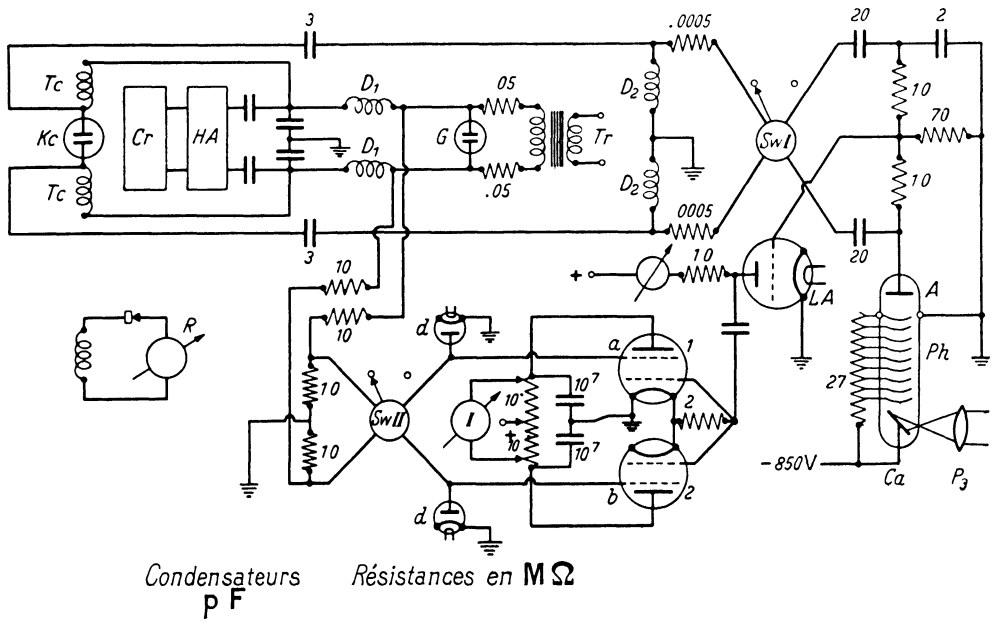


FIG. 9. — Montage électrique de Bergstrand les écrans des lampes ont été omis.

par l'amplificateur HA et les bobines Tc (*fig.* 9). L'amplitude de la tension HF est 2 000 volts et la fréquence 8,33 Mc. Au lieu d'une tension de repos constante, on applique une tension rectangulaire alternative de 5 000 volts à 50 périodes. On a donc l'équivalent d'une tension de repos constante, comprise entre a et b dont le signe change cent fois par seconde; simultanément, la haute fréquence change de phase.

L'anode du multiplicateur d'électrons est alimentée en haute fréquence à partir de la cellule de Kerr par l'intermédiaire de condensateurs à faible capacité qui ne laissent pas passer la basse fréquence ; des bobines à la masse éliminent ce qui en reste. On peut inverser la phase de la haute fréquence sur le multiplicateur à l'aide d'un commutateur. Suivant les relations de phase entre la lumière et la tension d'alimentation du multiplicateur on pourra obtenir des intensités redressées plus ou moins grandes dans le circuit d'anode.

Le but du montage est de créer une périodicité spatiale dans l'onde qui se propage (²).

Bergstrand apporte un soin particulier aux corrections ; il détermine expérimentalement le point exact où la cellule de Kerr semble agir et corrige les effets de convergence sur le miroir M_3 où se forme l'image de L. Comme nous en faisions remarquer l'utilité dans l'introduction, il fixe la tension d'alimentation et la température de couleur de la source. L'image sur le multiplicateur (type RCA) est ponctuelle de façon à obtenir des temps de transit identiques de tous les électrons et pour ne pas perdre sur la précision des pointés.

La mesure comporte en définitive celle d'une longueur et celle d'un temps, le résultat de Bergstrand est

$$c = 299\,793{,}1 \pm 0{,}25 \quad \text{ou} \pm 0{,}30 \text{ km/s.}$$

Il peut sans doute être amélioré. L'application pratique du géodimètre est la mesure des longueurs (l'appareil est commercialisé au même titre que le Shoran).

2-3. Mesure des vitesses de propagation des rayons γ. — Cleland-Jastram [14].

Cette mesure présente l'intérêt d'étendre jusqu'à 10^{20} le domaine de fréquence où la vitesse des ondes électromagnétiques a été mesurée. On utilise pour cela des compteurs à coïncidences dont le temps minimum de résolution peut atteindre 10^{-9} seconde. Deux compteurs sont placés aux deux extrémités d'un radiateur de ^{64}Cu. La source et un compteur sont liés à un support convenable. L'autre compteur est déplacé par exemple sur un banc d'optique. La différence entre les temps de transit est déterminée pour cinq positions différentes du compteur.

Le résultat obtenu :

$$c = 2{,}983 \pm 0{,}015 \times 10^{10} \text{ cm/s}$$

n'a pas grande valeur du point de vue de sa précision (1/200) mais il est intéressant que l'expérience ait été tentée.

Il serait utile toutefois d'étudier le processus de la mesure qui met en jeu l'aspect corpusculaire du rayonnement.

2-4. Méthode astronomique de Römer [47]. — *Observation des éclipses des stallites de Jupiter* (fig. 10). — Un satellite tournant autour de la planète avec une vitesse constante, l'intervalle de temps entre deux entrées dans le cône d'ombre de Jupiter devrait être constant. Il est plus long lorsque Jupiter s'éloigne de la Terre, plus court lorsqu'il s'en rapproche.

L'étude de ces variations permet de déterminer le temps mis par la lumière pour parcourir le diamètre de l'orbite terrestre, soit 22 minutes.

La valeur que Römer en avait déduit pour c était 214 300 km/s. Les mesures modernes dues à Rabe ont donné $c = 299\,840 \pm 60$ km/s.

(²) Haute fréquence électrique... 8,332 Mc
Haute fréquence optique .... 16,664 Mc
Vitesse de propagation de l'ordre de $3 \cdot 10^8$ mètres/s.
Périodicité spéciale de l'ordre de 9 mètres.

La précision semble très mauvaise par rapport aux autres méthodes.

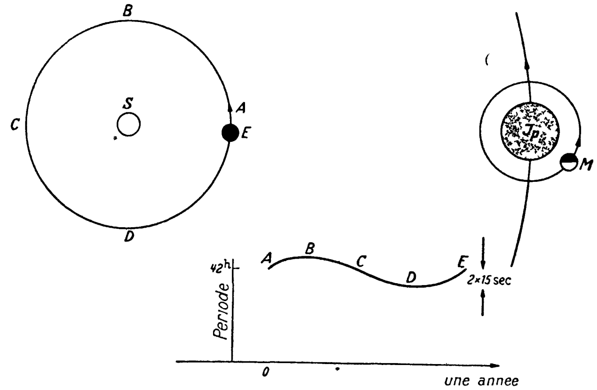


Fig. 10. — Méthode de Romer.

3. **Mesure de vitesse de phase.** — 3-1-1 Interférences de deux ondes issues de deux sources distinctes — Florman [24]. — Si l'on considère deux récepteurs en R_1 et R_2 le problème qui se pose est de déterminer les lignes équiphases (*fig.* 11) sur lesquelles

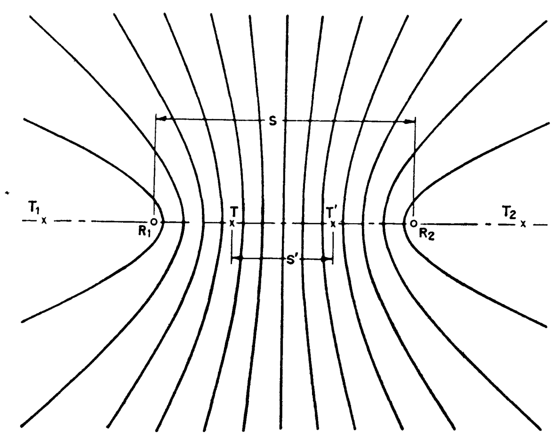


Fig. 11. — Lignes équiphases de Florman.

un émetteur peut se déplacer sans modifier les conditions de réception en R_1 et R_2. Les deux demi-droites R_1T_1 et R_2T_2 font partie de la famille des hyperboles, solution du problème. Si S est la distance R_1R_2, f la fréquence de l'onde reçue, Φ la variation de phase en unités 2π (nombre entier de maxima ou de minima), pour un déplacement de l'émetteur de R_1 à R_2, n l'indice de réfraction (de phase) de l'air pour les ondes considérées, la vitesse de phase V est donnée par

$$V = f\lambda n$$

$$\lambda = S/\Phi \qquad V = f(S/\Phi)\,n.$$

On voit que le déplacement de l'émetteur pourra se faire d'un point quelconque de R_1T_1 à un point quelconque de R_2T_2 avec le même changement de phase que pour un déplacement de R_1 à R_2. L'utilisation de ce résultat permet d'éviter des phénomènes de proximité au voisinage de R_1 et R_2.

Si l'on déplace l'émetteur seulement entre T et T'

situés sur R_1R_2 à une distance S' l'un de l'autre ; l'émetteur étant en T, la différence de phase à la réception en R_1 et R_2 est

$$\Phi_1 = \frac{d_2 - d_1}{\lambda}$$

s'il est en T′

$$\Phi_2 = \frac{d'_2 - d'_1}{\lambda}$$

$$\Phi' = \Phi_1 - \Phi_2 = 2T'T/\lambda = 2S'/\lambda$$

de là on tire la longueur d'onde :

$$\lambda = 2S'/\Phi'.$$

Pour accroître la précision sur λ il faut augmenter S'. On ne peut pas dépasser S ni même l'atteindre à cause des effets de voisinage. Mais on peut réaliser le déplacement équivalent à S en contournant R_1 et R_2 et en arrivant sur R_1T_1 et R_2T_2. On préfère éviter ce déplacement : on utilise pour cela deux générateurs accordés sur la même fréquence (en réalité décalés de 100 Kc) et on note le changement de phase à la réception, aux deux récepteurs, lorsque l'émission est commutée. Il suffit, au moyen d'une expérience préliminaire (avec déplacement), d'avoir mesuré la différence de phase en unités 2π. Il reste alors à mesurer l'excédent d'ordre avec précision ; on calcule V par la formule donnée précédemment

$$V = f(S/\Phi)\, n$$

la fréquence est connue à $2/10^{-7}$ près, la distance mesurée avec des règles en invar de 50 m est connue à $0{,}5.10^{-5}$. La correction de courbure de la terre est négligeable

(pour $S = 1\ 500$ m, 10^{-8} env.).

Il faut tenir compte de signaux parasites (échos), du défaut d'alignement, des phénomènes de voisinage (zone interdite de 500 λ autour de l'émetteur à partir de laquelle la vitesse de propagation est constante à $0{,}2.10^{-6}$ près), des effets de câble, etc...

Le résultat, $c = 299\,795{,}1 \pm 3{,}1$ km/s ne paraissait pas à son auteur en accord avec ceux de Michelson, Pease, Pearson et de Rank; nous avons vu que les premiers étaient sujets à caution, nous examinerons les derniers plu sloin.

3-1-2. INTERFÉRENCE DE DEUX ONDES ISSUES D'UNE MÊME SOURCE (analogie avec un interféromètre de Michelson). Froome [26].

Une onde hertzienne de fréquence $2{,}4.10^{10}$ ($\lambda = 1\ 25$ cm) est envoyée sur un T ; une partie est sortie de l'appareil par un cornet, l'autre est réfléchie par un piston mobile et renvoyée sur un récepteur. La partie rayonnée à l'extérieur est réfléchie par un miroir R et renvoyée au récepteur. Dans le guide qui y conduit cette onde interfère avec la première (*fig.* 12).

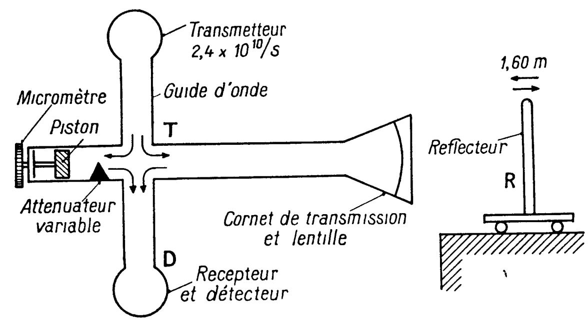


FIG. 12. — Méthode de Froome.

En déplaçant le miroir R d'une longueur donnée on peut compter un certain nombre de minima des signaux reçus. On en déduit facilement la longueur d'onde, donc la vitesse.

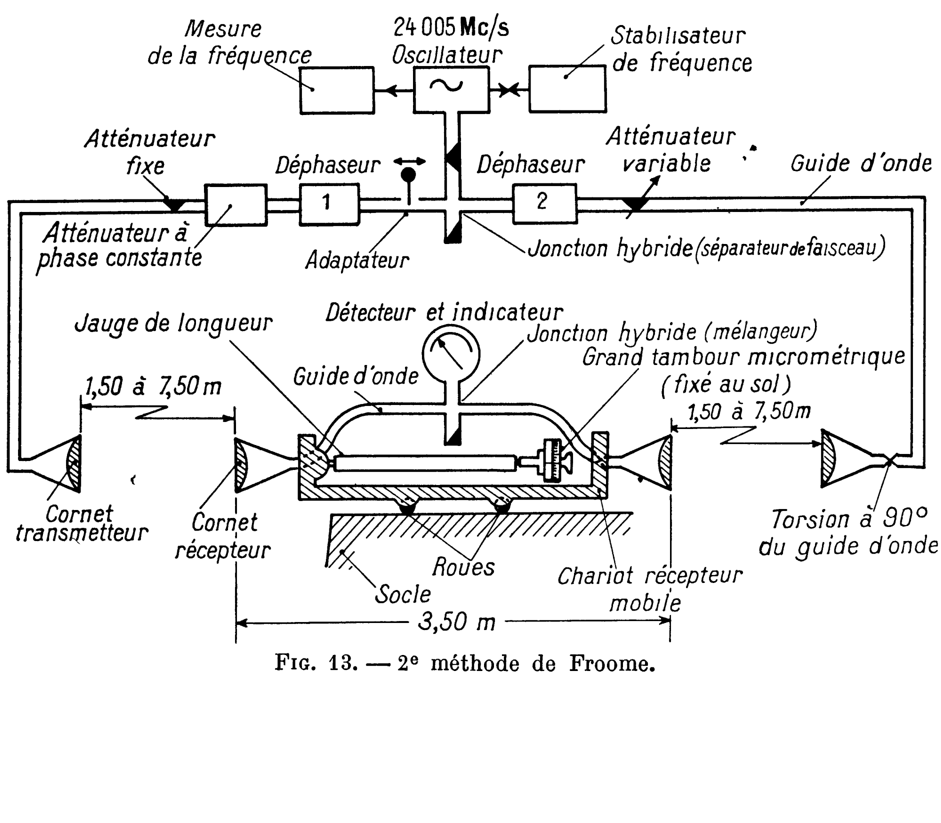


FIG. 13. — 2ᵉ méthode de Froome.

Les premières mesures ont donné

$$c = 299\ 792{,}6 \pm 0{,}7 \text{ km/s}.$$

L'appareil a été perfectionné [27]. Le nouveau montage est plus symétrique (*fig.* 13). En éloignant le miroir R du montage précédent on diminuait l'intensité de l'onde correspondante et on était conduit à atténuer l'onde directe. Cette atténuation risquait de modifier la phase. Froome a réalisé un atténuateur à phase constante (*fig.* 14) qui est un interféromètre à

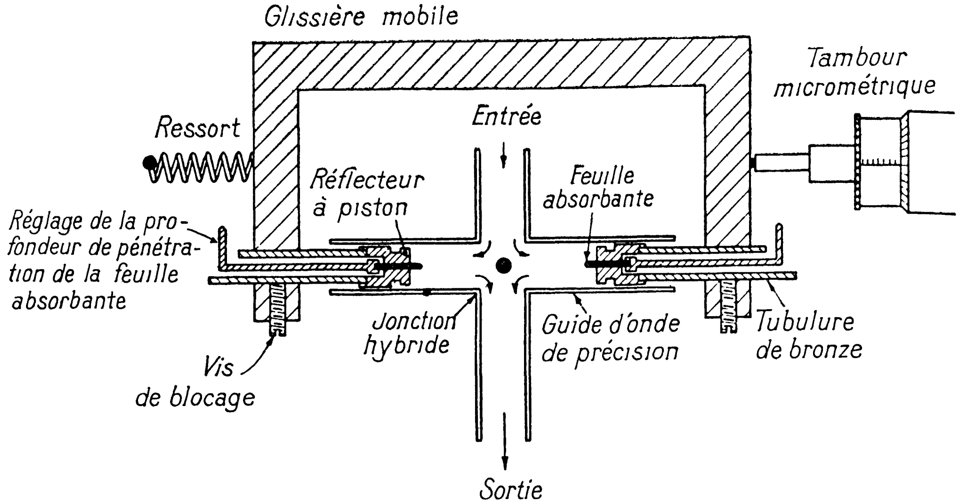


FIG. 14. — Atténuateur de Froome.

deux ondes ; chaque onde incidente est divisée en deux et chaque onde sortante résulte de la combinaison de deux ondes ayant tourné de $+\alpha$ et $-\alpha$ par rapport à l'onde initiale (*fig.* 15) ; d'autre part le système mobile

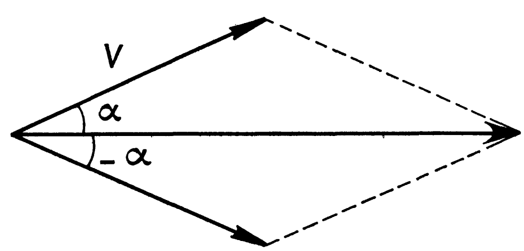


FIG. 15. — Atténuation de l'onde par rotation de + et — α.

à deux cornets comprend le recepteur. On compare directement son déplacement à un étalon à bouts.

Le résultat obtenu est

$$c = 299\ 793{,}0 \pm 0{,}3 \text{ km/s}.$$

Un appareil en construction avec $\lambda = 4$ mm devrait permettre une précision triple. Nous passons sous silence les corrections de diffraction apportées par Froome et dues à l'utilisation d'ondes sphériques.

3-1-3-1. INTERFÉRENCES D'UNE MULTIPLICITÉ D'ONDES HERTZIENNES. — Interféromètre de Fabry-Perot, Culshaw [16].

Profitant des perfectionnements apportés aux couches réflectrices, Culshaw arrive par empilements de diélectriques à obtenir $R = 0{,}9977$ donc une finesse théorique d'analyse.

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \# 1\ 365$$

c'est cette finesse qui limite la précision sur λ.

Si $\lambda = 5$ mm, lorsqu'on fait varier l'épaisseur de l'interféromètre de 1 à 2 m la précision relative est

$$1/400 \times 1/1365 \# 2.10^{-6}$$

ce qui correspond pour c à 0,6 km/s ; malheureusement les dimensions de l'interféromètre sont trop petites pour que l'on puisse supposer un grand nombre de réflexions et par suite la finesse théorique n'est pas atteinte, de plus. la cohérence de la source est peut-être insuffisante

On doit pouvoir améliorer le procédé en accroissant les dimensions des miroirs.

3-1-3-2. CAVITÉ RÉSONNANTE. — Essen et Gordon-Smith [19], Essen [20, 21].

La fréquence de résonance d'une cavité cylindrique est calculable

$$f_{Arz} = v\sqrt{\left(\frac{k}{\pi D}\right)^2 + \left(\frac{z}{2L}\right)^2}$$

v vitesse des ondes ; D diamètre de la cavité ; L longueur ; k est la racine de l'équation :

$$J_A(x) = 0 \text{ mode E}$$

$$J'_A(x) = 0 \text{ mode H}$$

A, r, z sont des entiers et définissent le mode de vibration. Une valeur finie du facteur de surtension Q abaisse la fréquence de $f/2Q$ pour une cavité vide

$$C = \frac{f_{Arz}\left(1 + \frac{1}{2Q}\right)}{\sqrt{\left(\frac{k}{\pi D}\right)^2 + \left(\frac{z}{2L}\right)^2}}.$$

Dans un premier appareil (voir *fig.* 16) les mesures de D et L de la cavité étaient délicates.

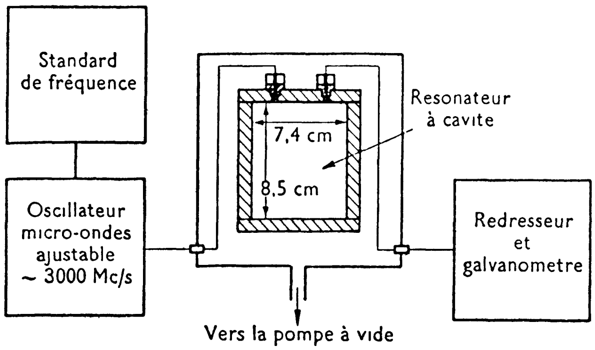


FIG. 16. — Résonateur d'Essen.

Dans un deuxième (*fig.* 17), on fait varier L ce qui permet d'éliminer D et on travaille sur plusieurs fréquences : on trouve 299 792,5 $\pm$ 1 km/s.

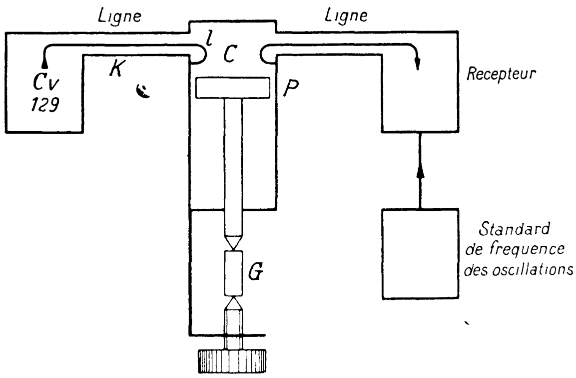


FIG. 17. — 2^e méthode d'Essen.

Les erreurs sont dues surtout aux irrégularités de la cavité.

Stroke dans une intervention au Colloque de spectroscopie interférentielle (3) a signalé qu'en utilisant les ressources techniques du M. I. T. il pensait réaliser une cavité beaucoup plus parfaite et gagner un facteur supérieur à 10 sur cette détermination [51].

3-2-1. INTERFÉRENCES LUMINEUSES EN DEUX ONDES. Cette méthode n'est pas généralement utilisée, on lui préfère les mesures en ondes multiples qui donnent en principe une meilleure précision. La mesure de N n'est pas directe.

3-2-2. INTERFÉRENCES EN ONDES MULTIPLES (Rank) [41, 42, 43, 44, 45, 46].

L'essentiel de la méthode consiste à déterminer λ et la fréquence pour les raies d'une bande d'absorption de HCN.

A vrai dire ce ne sont pas les mêmes raies qui sont en cause pour les deux mesures.

Les mesures de fréquences ont été faites par ondes hertziennes pour la transition $J = 0 \rightarrow 1$ pour $HC_{12}N$, $HC_{13}N$, $DC_{12}N$ par Townes et ses élèves [5] à la demande de Rank.

L'étude des niveaux de rotation pour une molécule diatomique ou polyatomique linéaire donne

$$\nu = F(J) = BJ(J+1) - DJ^2(J+1)^2 + HJ^3(J+1)^3 + \ldots$$

J est le nombre quantique de rotation et ν la fréquence

$$B = h/8\pi^2 I$$

I moment d'inertie pour l'état particulier de vibration en question. BDH et ν sont mesurés en unités de fréquence. La transition $0 \rightarrow 1$ de rotation correspond à :

$$2B - 4D + 8H + \ldots.$$

On peut aussi déterminer B, D et H par les raies de vibration-rotation infra-rouge des bandes 103 et 004.

Le rapport des déterminations de B hertzien et infra-rouge donne c.

Dans une première série de mesures le terme H est négligé, la correction correspondante a été reprise par la suite. La seule supposition est que pour des pressions basses ou très basses $2B - 4D$ ne varie pas.

HCN a été choisi parce qu'il présentait une bande convenable dans la région de 8 000 à 9 000 Å et que B permettait une bonne mesure en absorption.

On utilise pour la mesure optique un tube à gaz à réflexions multiples. Le trajet lumineux équivalent est de 215 m avec une pression comprise entre 35 et 70 mm de mercure pour éviter un élargissement des raies. Le réseau a 15 000 traits pour 6,5 pouces, il est aluminé ; il est encore insuffisant pour donner une résolution convenable.

L'étalon de Fabry-Perot associé ($e = 21,35$ mm) permet par mesure des diamètres des anneaux sur les raies d'absorption de déterminer leur nombre d'onde.

Les mesures en ondes ultra-courtes donnent

$$2B - 4D + 8H \text{ en Mc/s.}$$

Les mesures en infra-rouge donnent :

$$\begin{aligned}\nu = \nu_0 &+ (B' + B'')\, m + (B' - B'' - D' - D'')\, m^2 \\ &- (2D' + 2D'' - H' - H'')\, m^3 \\ &- [(D' - D'') - 3(H' - H'')]\, m^4 \\ &+ 3(H' + H'')\, m^5 + (H' - H'')\, m^6 + \ldots \text{ en cm}^{-1}.\end{aligned}$$

On peut donc par mesure de plusieurs raies obtenir $B'\,B''$, $D'\,D''$; en général H' et H'' sont déterminés indirectement.

La connaissance de D'' permet de corriger la fréquence mesurée par voie hertzienne (distorsion centrifuge sur B_{000}),

la donnée expérimentale est

44 315 800 $\pm$ 0,010 c/s

la donnée corrigée

44 315 975 $\pm$ 0,011 c/s.

Nous donnons dans un tableau les déterminations successives de Rank et celles des autres auteurs (tableau 1).

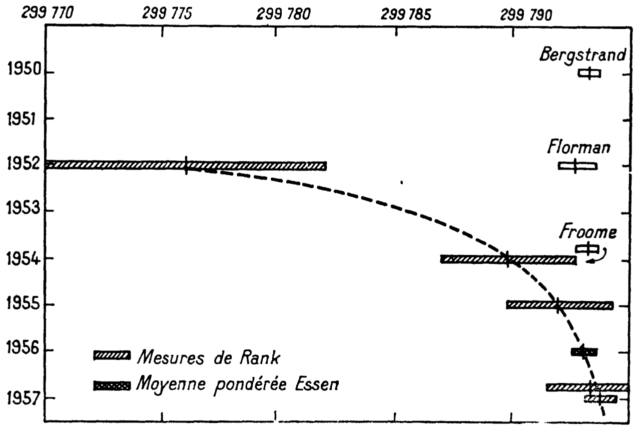
(3) Bllevue (France), septembre 1957.

Les derniers résultats de Rank sont

$$c = 299\ 793{,}7 \pm 0{,}7 \text{ km/s.}$$

Les difficultés rencontrées sont dues au fait que l'on utilise des raies d'absorption et non des raies d'émission, les pointés étant plus difficiles dans ce cas.

TABLEAU I



La valeur trouvée qui a été publiée récemment (4) est en bon accord avec les autres déterminations.

4. **Les moyennes pondérées.** — Les résultats des mesures indiquées plus haut ont été groupés dans le Tableau 2.

(4) Colloque de spectroscopie interférentielle, Bellevue, septembre 1957.

Nous n'y avons pas fait figurer d'autres résultats dont les valeurs étaient voisines. On trouvera dans les mises au point de Bergstrand, d'Essen ou de Birge des tableaux plus complets, comprenant non seulement la valeur brute donnée par l'expérimentateur, mais aussi la valeur corrigée par le critique (la correction provenant d'une recherche et d'une identification des erreurs systématiques ou tenant à une appréciation plus exacte de la limite d'erreur).

A partir de ces tableaux très complets, il est tentant de faire une moyenne pondérée pour déduire la valeur de c convenable et la précision que l'on peut admettre. Ceci nous semble illusoire pour plusieurs raisons : les auteurs donnent rarement leurs courbes d'erreurs et des publications de résultats complets sont exceptionnels. Les *appréciations* d'erreurs des expérimentateurs sont un peu arbitraires, même si elles sont obtenues par application d'une méthode mathématique sérieuse (méthode des moindres carrés par exemple, ainsi que Poincaré [39] l'a déjà signalé).

Cet arbitraire fausse, au départ, la pondération des résultats. La compétence du critique n'étant pas universelle, il peut aussi lui échapper certaines erreurs systématiques et le poids qu'il accorde à un résultat peut devenir très subjectif (à titre indicatif, les résultats de Michelson ont impressionné beaucoup d'expérimentateurs).

Nous ne nous étonnerons pas des écarts entre les moyennes pondérées que nous reproduisons ci-dessous et qui justifient notre abstention :

1941	Birge	299 776	± 4 km/s
1951	Bearden et Watts.........	299 790,0	± 0,7
1951	Dumond Cohen	299 790,2	± 0,9
1956	Bergstrand..............	299 793,0	± 0,3

TABLEAU 2

l_m	longueur mesurée
N	fréquence (en mégacycle/s) de l'onde étudiée
v	vitesse (ramenée au vide) donnée par l'auteur
Δv	erreur donnée par l'auteur

Déterminations récentes de c

	Année	l_m	$N_{Mc/s}$	$v_{km/s}$	Δv
I. — *Vitesse de signal.*					
1. — Ondes hertziennes (1) :					
Aslakson	1951	3.10^5	300	299 794,2	± 1,9
2. — Ondes lumineuses :					
Michelson	1927	35 000	0,004	299 800,5	± 4
Michelson-Pease-Pearson....	1935	15 000	0,02	299 774	± 11
Bergstrand	1950	6 000	8	299 793,1	± 0,3
3. — Rayons γ :					
Cleland-Jastram	1951	3	10^{14}	283 3 ...	± 15 000
II. — *Vitesse de phase.*					
1. — Ondes hertziennes (1) :					
Essen	1950	0,1	10 000	299 792,5	± 1
Froome	1952	2	24 000	299 792,6	± 0,7
Florman	1955	1 500	173	299 795,1	± 3,1
2. — Ondes lumineuses :					
Rank	1957	0,02135	44	299 793,7	± 0,7

(1) La fréquence indiquée est la fréquence de modulation (Michelson-Michelson, Pease, Pearson-Bergstrand) ou la fréquence des ondes hertziennes de référence (Rank).
La fréquence de la lumière est de l'ordre de 6.10^8 Mc/s.

ainsi de 1941 à 1951 la valeur de c est sortie des limites à l'intérieur desquelles Birge l'avait fixée ; de 1951 à 1956, nous constatons un nouveau saut. Que nous réserve l'avenir ?

Une autre raison d'abstention peut être mise en évidence par la dispersion ou la convergence des résultats d'une équipe :

dans le cas de Michelson, les premières mesures qui n'étaient vraisemblablement qu'une étape sont actuellement considérées comme les meilleurs, celles de Michelson-Pease et Pearson, plus récentes étant affectées d'erreurs systématiques ;

dans celui de Rank et de ses élèves nous assistons à un progrès que l'on pourrait presque analyser mathématiquement (voir la courbe en pointillé (tableau 1). Ce progrès est-il réel ? La question est d'importance, mais ne sera résolue que lorsque nous aurons le recul nécessaire. Actuellement la prudence nous conseille de donner seulement l'orientation des résultats.

La tendance actuelle est de placer la vitesse de la lumière dans le vide aux environs de 299 793 km/s ; il est vraiment prématuré de fixer la précision de cette détermination.

Porter un jugement de valeur sur les différentes méthodes de mesure est aussi très difficile. *A priori*, il semble que les meilleures soient les plus simples dans leur principe et dans leur réalisation. Le critère de simplicité n'étant d'ailleurs pas immédiat.

On pourrait aussi raisonner autrement et, prenant les dernières moyennes pondérées, considérer que l'on a une variation séculaire ; Birge avec beaucoup d'humour a ironisé sur les travaux de de Bray [10, 11] (1927-1934) qui a donné une diminution de 4 km/s par an ou d'Edmonson qui a trouvé une variation harmonique représentée par l'équation $c = 299\,885 + 115 \sin (2\pi/40)$ (D-1901) ; on ne peut partir de moyennes pondérées portant sur des expériences effectuées à des dates différentes pour prouver cette variation.

V. **Les expériences relativistes.** — Ces expériences sont en général des expériences différentielles ; elles avaient pour but l'étude de l'indépendance de c vis-à-vis de la vitesse d'entraînement de la source ou de celle de l'appareil de mesure. Elles sont un peu dépassées maintenant à cause de la grande précision des mesures ordinaires.

Nous donnerons rapidement les schémas de principes des expériences.

Expérience de Michelson-Morley [36] (*fig.* 18). — La flèche, sur la figure indique la direction de la vitesse de la terre. L'appareil est un interféromètre de Michelson.

Par rotation de l'interféromètre, on pourrait, en mesurant le déplacement du système de franges, déceler un vent d'éther de 3 km/s ; malheureusement ceci est à la limite des possibilités de l'appareil.

Expérience de Miller [35]. — La longueur du parcours de la lumière est encore accrue (*fig.* 19), les résultats portent sur 200 000 lectures, l'effet observé n'atteindrait que le vingtième de celui qui est attendu.

Expérience d'Essen (1955). — Faisant tourner sa cavité autour d'un axe vertical, Essen ne trouve aucun entraînement (vent d'éther inférieur à 3 km/s).

Toutes ces mesures, avec le déplacement de l'appareil qu'elles comportent sont difficiles et les résultats obtenus ont une précision qui est de l'ordre de celle des mesures non différentielles.

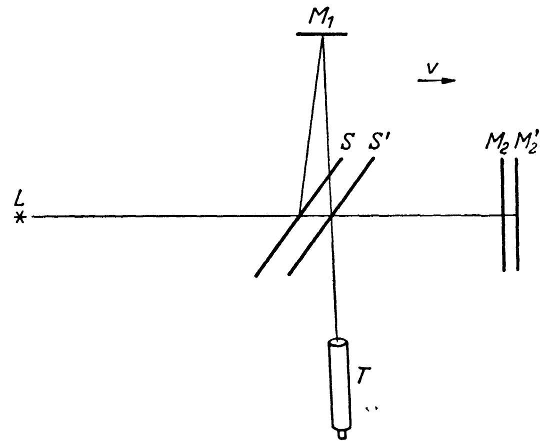


FIG. 18. — Méthode de Michelson-Morley.

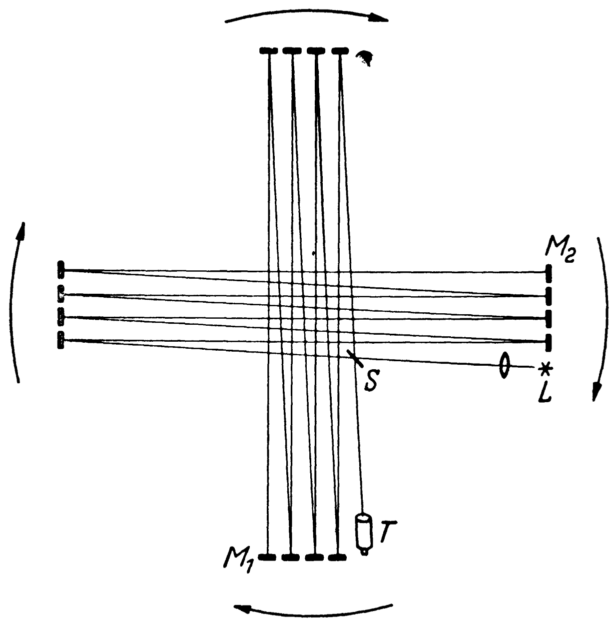


FIG. 19. — Méthode de Miller.

Conclusion. — Actuellement la précision sur la détermination de la vitesse de la lumière dans le vide est de l'ordre de 10^{-6} en valeur relative.

Jusqu'à quel point est-il possible d'améliorer les mesures ? Théoriquement, avec la définition des étalons actuels, on ne peut pas dépasser une précision de mesure de 10^{-7} pour les longueurs et de 10^{-10} pour les temps. Les progrès des techniques posent donc à propos de c le problème du renouvellement des étalons. Cette question est en cours d'étude et finira bien par être résolue.

Ce qui est beaucoup plus grave, c'est la position d'expérimentateurs comme Aslakson ou Bergstrand qui semblent persuadés de la nécessité de considérer la vitesse de la lumière comme une unité. Cette position ne semble pas en contradiction avec le point de vue des théoriciens et irait même au-devant de leurs vues.

Bien qu'il soit inhabituel d'envisager une telle révision qui met en cause tous les systèmes d'unité actuellement utilisés, ceci peut poser le problème du remplacement des unités fondamentales : longueur, masse, temps par vitesse, masse et temps. Cette question n'est pas simple, elle implique la réalisation d'un étalon de temps acceptable par les astronomes et un nouvel effort sur la mesure de la vitesse de la lumière.

Je remercie M. le Pr Lucas, Directeur du Laboratoire des Recherches Physiques de la Sorbonne, MM. Lennuier et Costa de Beauregard dont les avis m'ont été précieux au cours de cette étude.

Manuscrit reçu le 26 décembre 1957.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Aslakson (C. I.) et Rice (D. A.), *Trans. Amer. Geophys. Un.*, 1946, **27**, 459.
[2] Aslakson (C. I.), *Trans. Amer. Geophys. Un.*, 1949, **30**, 475.
[3] Aslakson (C. I.), *Trans. Amer. Geophys. Un.*, 1951, **32**, 813.
[4] Barrel (J. E.) et Sears (H.), *Phil. Trans. Roy. Soc.*, London, 1939, **238** A, 1.
[5] Bearden (J. A.) et Watts (H. M.), *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 73.
[6] Bergstrand (E.), *Ark. Phys.*, 1950, **2**, 119.
[7] Bergstrand (E.), *Hand. Physik*, 1956, **24**, 1.
[8] Biot (A.), *Phys. Rev.*, 1957, **105**, 1129.
[9] Birge (R. T.), *Rep. Prog. Phys.*, 1941, **8**, 90.
[10] Gheury de Bray (M. E. J.), *Arts. Nackr.*, 1927, **230**, 449.
[11] Gheury de Bray (M. E. J.), *Nature*, London, 1934, **133**, 464 et 948.
[12] Brillouin (L.), *Ann. Physik*, 1914, **44**, 203-240.
[13] Brillouin (L.) et Parodi (M.), Propagations des ondes dans les milieux périodiques, Masson et Cie, 1956.
[14] Cleland (M. R.) et Jastram (P. S.), *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 271.
[15] Cornu (A.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1874, **79**, 1361.
[16] Culshaw (W.), *Proc. Phys. Soc.*, 1953, B, **66**, 597.
[17] Du Mond (J. W.) et Cohen (E. R.), *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 555.
[18] Edmonson (F. K.), *Nature*, London, 1934, **133**, 759.
[19] Essen (L.) et Gordon-Smith (A. C.), *Proc. Roy. Soc.*, 1948, A **194**, 348.
[20] Essen (L.), *Proc. Roy. Soc.*, 1950, A **204**, 260.
[21] Essen (L.), *Nature*, London, 1955, **175**, 793.
[22] Essen (L.), *Endeavour*, 1956, **15**, n° 58, 91.
[23] Fizeau (H.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1849, **29**, 90.
[24] Florman (E. F.), *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 1955, **54**, 335.
[25] Foucault (L.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1862, **55**, 501.
[26] Froome (K. D.), *Proc. Roy. Soc.*, 1952, A **213**, 123.
[27] Froome (K. D.), *Proc. Roy. Soc.*, 1954, A, **223**, 195.
[28] Hector et Woernley, Univ. de Buffalo, 1945.
[29] Jouguet (M.), Le champ électromagnétique, Ar. Colin, 1935, 98.
[30] Kohlrausch (F.) et Weber (W.), Elektrodynamische Massbestimmung, Bd III, S, 221, 1887.
[31] Kroll (C. W.), *Trans. Amer. Geophys. Un.*, 1949, **30**, 1.
[32] Maxwell (J. C.), *Phil. Trans. Roy. Soc.*, London, 1868, **158**, 643.
[33] Michelson (A. A.), *Astrophys. J.*, 1927, **65**, 1.
[34] Michelson-Pease-Pearson, *Astrophys. J.*, 1935, **82**, 26.
[35] Miller (D. C.), *Rev. Mod. Physics*, 1933, **5**, 203.
[36] Morley (E. W.) et Miller (D. C.), *Phil. Mag.*, 1905, **9**, 680.
[37] Newcomb (S.), *Naut. Alm.*, 1885, 112.
[38] Perot (A.) et Fabry (Ch.), *Ann. Chim. Phys.*, 1898, **13**, 404.
[39] Poincaré (H.), Calcul des probabilités, Gauthier-Villars, Paris, 1912, p. 237 et 240.
[40] Rabe (E.), *Astr. Phys. J.*, 1950, **55**, 112.
[41] Rank (D. H.), Ruth (R. P.) et Vander Sluis (K. L.), *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 799.
[42] Rank (D. H.), Ruth (R. P.) et Vander Sluis (K. L.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 693.
[43] Rank (D. H.), Shearer (J. N.) et Wiggins (T. A.), *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 575.
[44] Rank (D. H.), Bennett (H. E.) et Bennett (J. M.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 993.
[45] Rank (D. H.), Guenther (A. H.), Shearrer (J. N.) et Wiggins (T. A.), *J. O. S. A.*, 1957, **47**, 148.
[46] Rank (D. H.), Colloque de spectroscopie interférentielle, Bellevue, septembre. *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 402.
[47] Rymer. *Mém. Acad. Sc., Paris* (I), 1666-1699, **10**, 575, (1730). Cassini, *Journ. des Savants*, p. 233, 7-12-1676.
[48] Rozenberg (G.), *Usp. fiz. Nauk*, S. S. S. R., 1952, **48**, n° 4, 599.
[49] Sommerfeld (A.), *Ann. Physik*, 1914, **44**, 177-202.
[50] Townes (C. H.), Nethercot (A. H.) Jr. et Klein (J. A.), *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 798.
[51] Zacharias (J. R.), et collab., *Quart. Prog Rep.* of the Res. Lab. of El. M. I. T. 15 jan. 1956, p. 59 ; 15 avr. 1956, p. 31 ; 15 juil. 1956 p. 27 ; 15 oct. 1956 p. 46. 15 jan. 1958, à paraître.