

Zeitschrift: Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Herausgeber: Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Band: 12 (1873-1874)
Heft: 69

Artikel: Ebauche d'une méthode pour calculer la vitesse des étoiles filantes périodiques au moyen de l'arc dont le lieu de leur point radiant varie lorsqu'il est observé de deux stations terrestres suffisamment distantes

Autor: Kamm, H.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-287481>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.03.2025

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

Ebauche d'une méthode pour calculer la vitesse des étoiles filantes périodiques au moyen de l'arc dont le lieu de leur point radiant varie lorsqu'il est observé de deux stations terrestres suffisamment distantes.

PAR

M. H. KAMM.

Lors d'une chute de météores sur la terre, quand ces météores font partie d'un même groupe, ont une même vitesse et suivent des directions parallèles entr'elles : les traînées lumineuses produites par leur incandescence lors de leur arrivée dans notre atmosphère seront aussi en général parallèles entr'elles ; or, suivant un principe de perspective, on sait que les droites parallèles vues d'un même point, vont toutes concourir en un seul et même point appelé point de fuite ; donc, les traînées lumineuses parallèles vues d'un lieu quelconque de la terre, auront aussi un point de fuite que dans ce cas on appelle centre de radiation ou point radiant. Le point radiant n'est donc pas autre chose qu'un effet de perspective, et sa position dans le ciel sera déterminée par la direction de la droite menée de l'œil de l'observateur parallèlement aux traînées lumineuses.

Il est actuellement admis par la plupart des astronomes, que les comètes font partie de courants météoriques ; ensorte que chaque orbite de comète serait la voie d'un courant de météores, ou, plus correctement, de fragments

de matière cosmique. Lorsque la terre dans son mouvement annuel passera près d'un de ces courants, elle sera atteinte par une quantité plus ou moins considérable de fragments qui étant tous animés d'une même vitesse, suivant des directions parallèles, produiront des étoiles filantes ayant un point radiant. Or comme les orbites persistent en général très longtemps dans les mêmes positions, lorsque la terre aura rencontré un courant dans un certain point de son orbite, elle le rencontrera encore quand un an plus tard elle se retrouvera dans ce même point ; il en résultera des étoiles filantes à périodes fixes ; de là le nom de périodiques qui leur a été donné par opposition au nom de sporadiques qui désigne celles qui n'ont pas de radiant.

Le point radiant caractérise donc les étoiles filantes périodiques, il donne la direction du mouvement relatif par rapport à la terre, et, comme je vais le montrer, il donne aussi la vitesse relative, ce qui permet en composant ce mouvement avec celui de la terre dans son orbite, connu pour chaque époque, de déterminer le mouvement absolu des météores, en vitesse et en direction. A ces données ajoutons le rayon vecteur, c'est-à-dire la distance de la terre au soleil pour la même époque, et nous aurons toutes les données nécessaires pour calculer les éléments de l'orbite des météores.

Considérons l'ensemble des trajectoires de tous les météores qui dans un même instant seront tombés sur la terre. Si l'on supposait celle-ci sans mouvement dans l'espace et sans puissance attractive, on verrait de tous les lieux terrestres d'où le phénomène pourrait être observé, les traînées des étoiles filantes dirigées suivant les tangentes aux orbites météoriques, et notre globe étant

petit par rapport aux dimensions d'une orbite cométaire, toutes ces tangentes seraient sensiblement parallèles. On verrait donc de partout le point radiant correspondre au même point du ciel et il indiquerait la direction de la tangente aux orbites.

La terre n'étant pas immobile, si on lui supposait uniquement son mouvement annuel, le mouvement des météores observé de la terre serait leur mouvement relatif dans leurs orbites relatives, et l'on verrait les étoiles filantes suivant les tangentes à ces orbites relatives. Les tangentes seraient toujours parallèles entr'elles, par conséquent le point radiant serait vu de partout au même lieu du ciel; mais ce lieu ne serait plus le même que dans le cas précédent et il indiquerait la direction du mouvement relatif.

Si maintenant nous faisons intervenir l'attraction terrestre, le centre d'attraction étant le centre de la terre, toutes les trajectoires seront changées; elles s'écarteront des orbites relatives en s'infléchissant toutes du côté de ce centre à l'exception d'une seule: celle qui y passait. Toutes les directions des traînées qui sont tangentes à ces trajectoires n'étant plus parallèles entr'elles, leur point radiant ne sera plus le même pour tous les lieux d'observation, et il n'indiquera plus exactement la direction du mouvement relatif à l'exception d'un seul: celui qui est au zénith de son lieu d'observation, parce que pour ce lieu la direction sera verticale et passera par le centre de la terre. Cette direction restera invariable quelle que soit la vitesse des météores et indiquera toujours celle du mouvement relatif, tandis que toutes les autres directions varieront avec cette vitesse; par exemple, si on supposait la vitesse relative infinie, l'effet de l'attraction terrestre serait nul, les di-

rections seraient parallèles et le lieu du point radiant unique ; si l'on fait diminuer cette vitesse de plus en plus, les lieux des points radiants successifs s'écartent de plus en plus du premier ; donc l'arc de cette variation est une fonction de la vitesse relative et c'est cette fonction qu'il s'agit de déterminer.

Supposons connue la hauteur où les météores arrivant dans notre atmosphère commencent à s'enflammer, en sorte que le lieu géométrique de tous ces points d'incandescence soit une sphère concentrique à la surface de la terre. Soient fig. 1, O le centre de la terre, OZ le rayon terrestre, OB le rayon de la sphère d'incandescence, AB , $A'B'$, $A''B''$, etc., les tangentes aux orbites relatives de divers météores, menées par les points d'incandescence B , B' , B'' , etc. ; d'après ce qui précède, ces tangentes toutes parallèles entr'elles seront les directions des traînées lorsqu'on ne tient pas compte de l'attraction terrestre. Soit AB celle qui passe par le centre O et qui perce la surface terrestre en Z : le lieu du point radiant sera le même pour toute la terre, et il sera au zénith de Z . Soient CT , $C''T''$, etc., les trajectoires modifiées par l'attraction terrestre et TU , $T''U''$, etc., les tangentes à ces trajectoires menées par T , T'' , etc. ; ces tangentes ne seront plus parallèles entr'elles et feront un certain angle avec la direction AB qui seule aura conservé sa position ; si donc nous menons par T la droite TQ parallèle à AB , l'angle PTQ sera l'angle dont le point radiant aura varié pour le point T ou pour S , où la tangente TUP vient percer la terre. Cet angle PTQ , que je nommerai δ , sera la fonction de la vitesse que nous avons à déterminer. Soit v la vitesse relative que je supposerai constante dans le voisinage de la terre, telle qu'elle serait sans l'influence de l'attraction

terrestre, et v_0 la vitesse augmentée par l'attraction, telle qu'elle est au moment où le météore arrive en T.

Si pour obtenir δ il fallait déterminer l'orbite relative modifiée par l'attraction pour pouvoir lui mener la tangente TU, on s'embarrasserait dans des calculs très laborieux ; mais on peut simplifier les conditions du problème sans nuire à l'exactitude du résultat en considérant que la perturbation de l'orbite s'opère presque toute entière dans le voisinage de la terre, et que là, la courbure de l'orbite cométaire sera toujours moindre que celle de l'orbite terrestre ; il en résulte que l'orbite cométaire se confond presque avec sa tangente sur un très grand arc, par exemple : il faudrait prendre sur cette orbite une longueur égale à 1000 rayons terrestres pour qu'elle eût avec sa tangente un écartement d'un degré ; d'ailleurs à cette distance l'attraction n'est plus que 0,000001 de ce qu'elle est à la surface de la terre. On pourra dès lors calculer δ à une erreur près tout à fait négligeable, et qu'on peut prouver être moindre que 1'', en remplaçant l'orbite relative par sa tangente. La trajectoire CT devient alors très facile à calculer, et d'après un théorème connu, elle sera une section conique comprise dans le plan AOT, dont la nature sera déterminée par la vitesse v_0 .

La vitesse nécessaire à un corps, sous l'influence de l'attraction du soleil et à une distance de cet astre égale à celle de la terre, pour décrire une parabole, serait la vitesse de la terre multipliée par $\sqrt{2}$, soit environ 42000 mètres par seconde ; mais pour la vitesse parabolique par rapport à la terre et à son attraction, à l'instant où le corps tombe sur la terre, il suffit de : $v_0 = 11175$ mètres.

Si on avait pour v_0 une vitesse moindre, les trajectoires

seraient des ellipses ; ce serait le cas de météores satellites de la terre. Mais pour les courants cométaires on aura toujours pour v_0 une vitesse supérieure, et les trajectoires seront des branches d'hyperboles dont les droites parallèles à A B, suivant lesquelles les météores se dirigeraient en supposant nulle l'attraction terrestre, seront les asymptotes.

Il est évident que ces trajectoires hyperboliques seront égales pour tous les lieux S situés à une égale distance S Z de Z ; ainsi la droite A B O K sera un axe de symétrie par rapport à ces courbes.

Prenons cette droite A B O K pour axe polaire, O, le centre de la terre pour pôle, et comptons l'angle θ que fait le rayon vecteur ρ avec l'axe polaire, à partir de O K, cet angle θ étant pris pour variable indépendante, et ρ désignant la longueur du rayon vecteur correspondant à l'angle θ .

Convenons que toutes les données initiales se rapporteront au point T.

Je m'appuierai sur les formules connues suivantes :

$$1) \quad \text{équation de l'hyperbole} \quad \rho = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos(\theta-\alpha)};$$

α , est l'angle que fait l'axe transverse de l'hyperbole avec l'axe polaire,

a , est la longueur du demi-axe transverse,

e , est l'excentricité.

$$2) \quad \alpha = \theta - \arccos \frac{1}{e} \left(\frac{a(1-e^2)}{\rho} - 1 \right).$$

$$3) \quad a = -\frac{\mu}{h}.$$

$$4) \quad e = \sqrt{1 + \frac{C^2 h}{\mu^2}}.$$

$$5) \quad h = v_0^2 - \frac{2 \mu}{\rho_0}.$$

$$6) \quad v^2 = v_0^2 - \frac{2 \mu}{\rho_0} + \frac{2 \mu}{\rho}.$$

$$7) \quad \rho^2 d\theta = C dt.$$

$$8) \quad F = \frac{m \mu}{\rho^2}.$$

μ est une constante qui dépend de l'intensité de la force attractive F , laquelle varie en raison inverse du carré de la distance ρ .

Soit r le rayon terrestre.

La valeur de F à la surface de la terre sera :

$$F = \frac{m \mu}{r^2},$$

et l'accélération :

$$g = \frac{\mu}{r^2};$$

d'où :

$$9) \quad \mu = g r^2.$$

h et C sont des constantes introduites par l'intégration. Nous allons en chercher les valeurs. En substituant à la place de μ sa valeur dans la relation (5), on trouve :

$$10) \quad h = v_0^2 - 2g \frac{r^2}{\rho_0};$$

substituant cette valeur dans (3), il vient :

$$11) \quad a = - \frac{gr^2}{v_0^2 - 2g \frac{r^2}{\rho_0}}.$$

La relation (7) exprime la loi des aires, savoir : que $\rho^2 d\theta$ ou le double de l'aire décrite par le rayon vecteur ρ pendant le temps dt est proportionnel à ce temps. On peut exprimer cette aire en observant que $v_0 dt$ est égal à l'arc décrit pendant dt , et en désignant par β l'angle OTP , de la tangente à la trajectoire menée de l'extrémité T de ρ_0 , avec ce rayon vecteur, on aura pour la hauteur du petit triangle décrit : $v_0 dt \sin \beta$ d'où, en multipliant par la base ρ_0 on aura le double de l'aire :

$$\rho_0^2 d\theta = \rho_0 v_0 \sin \beta dt = C dt,$$

d'où divisant par dt :

$$12) \quad C = \rho_0 v_0 \sin \beta,$$

en substituant dans (4) h , C , et μ par leur valeur, il vient

$$13) \quad e = \sqrt{1 + \frac{\rho_0^2 v_0^2 \sin^2 \beta \left(v_0^2 - 2g \frac{r^2}{\rho_0} \right)}{g^2 r^4}}$$

Soit γ l'angle que fait l'asymptote de la branche d'hyperbole que nous considérons avec l'axe transverse de l'hyperbole, on sait que

$$\cos \gamma = \frac{a}{c} = \frac{1}{e},$$

c étant la demi distance des foyers, d'où $e = \frac{c}{a}$.

Or comme d'après ce que nous avons dit, cette asymptote doit être parallèle à l'axe polaire, ces deux droites feront le même angle avec l'axe transverse, d'où

$$\gamma = \alpha,$$

$$\cos \gamma = \cos \alpha = \frac{1}{e},$$

$$\sin \alpha = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha} = \sqrt{1 - \frac{1}{e^2}}.$$

Faisons dans la relation (2) :

$$\arccos \frac{1}{e} \left(\frac{a(1-e^2)}{\rho} - 1 \right) = \varepsilon,$$

d'où :
$$\cos \varepsilon = \frac{1}{e} \left(\frac{a(1-e^2)}{\rho} - 1 \right),$$

la relation (2) deviendra :

$$\alpha = \theta - \varepsilon,$$

d'où :
$$\varepsilon = \theta - \alpha,$$

et : $\cos \varepsilon = \cos (\theta - \alpha) = \cos \theta \cos \alpha + \sin \theta \sin \alpha$;
substituant à $\cos \varepsilon$, $\cos \alpha$ et $\sin \alpha$ leurs valeurs :

$$\frac{1}{e} \left(\frac{a(1-e^2)}{\rho} - 1 \right) = \frac{1}{e} \cos \theta + \sin \theta \sqrt{1 - \frac{1}{e^2}};$$

multipliant par e , remplaçant a et e par leurs valeurs et observant que :

$$a(1 - e^2) = -a(e^2 - 1),$$

il vient :

$$14) \left\{ \begin{array}{l} v_0^2 \rho_0 \sin^2 \beta = (1 + \cos \theta_0) g r^2 \\ + v_0 \rho_0 \sin \theta_0 \sin \beta \sqrt{v_0^2 - 2g \frac{r^2}{\rho_0}}; \end{array} \right.$$

équation qu'on résoudra par rapport à $\sin \beta$ et par rapport à v_0 . Par rapport à $\sin \beta$ elle donnera :

$$\left\{ \begin{aligned} \sin^2 \beta - \left(\frac{\sin \theta_0}{v_0} \sqrt{v_0^2 - 2g \frac{r^2}{\rho_0}} \right) \sin \beta \\ = \frac{gr^2}{v_0^2 \rho_0} (1 + \cos \theta_0); \end{aligned} \right.$$

d'où :

$$15) \left\{ \begin{aligned} \sin \beta &= \frac{\sin \theta_0}{2v_0} \sqrt{v_0^2 - 2g \frac{r^2}{\rho_0}} \\ &\pm \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_0}{4v_0^2} \left(v_0^2 - 2g \frac{r^2}{\rho_0} \right) + \frac{gr^2}{v_0^2 \rho_0} (1 + \cos \theta_0)} \end{aligned} \right.$$

Pour des valeurs de θ_0 comprises entre 90° et 180° , on devra prendre la valeur positive du radical.

Résolue par rapport à v_0 l'équation (14) donnera :

$$\left\{ \begin{aligned} v_0^4 + \frac{2gr^2 (\sin^2 \theta_0 - (1 + \cos \theta_0))}{\rho_0 (\sin^2 \beta - \sin^2 \theta_0)} v_0^2 \\ = - \frac{g^2 r^4 (1 + \cos \theta_0)^2}{\rho_0^2 \sin^2 \beta (\sin^2 \beta - \sin^2 \theta_0)} \end{aligned} \right.$$

$$16) \left\{ \begin{aligned} v_0^2 &= - \frac{gr^2 \cos \theta_0 (1 + \cos \theta_0)}{\rho_0 (\sin^2 \theta_0 - \sin^2 \beta)} \\ &\pm \sqrt{\left(\frac{gr^2 \cos \theta_0 (1 + \cos \theta_0)}{\rho_0 (\sin^2 \theta_0 - \sin^2 \beta)} \right)^2 + \frac{g^2 r^4 (1 + \cos \theta_0)^2}{\rho_0 \sin^2 \beta (\sin^2 \theta_0 - \sin^2 \beta)}}, \end{aligned} \right.$$

ou en posant :

$$\frac{gr^2 (1 + \cos \theta_0)}{\rho_0} = m,$$

$$\sin^2 \theta_0 - \sin^2 \beta = n,$$

$$17) \quad v_0^2 = -\frac{m \cos \theta_0}{n} \pm \sqrt{\left(\frac{m \cos \theta_0}{n}\right)^2 + \frac{m^2}{n \sin^2 \beta}}.$$

Comme pour la formule (15), la valeur positive du radical convient seule.

A la première inspection de la formule (15), on voit que θ augmentant de 90° à 180° , la valeur de β va décroissant, et qu'elle est nulle pour $\theta = 180^\circ$, ce qui doit arriver en effet puisque alors ρ_0 est couché sur l'axe.

Soit S un lieu quelconque d'observation, menons le rayon OS, et désignons par ζ l'angle SOZ: ζ sera la distance angulaire de S à Z. Menons par S la droite PSTU dans la direction du point radiant; il suffira pour cela de faire l'angle OST ou S égal au supplément de la distance zénithale du point radiant. Cette droite percera la sphère d'incandescence en T. En menant le rayon OT on aura formé le triangle OTS, dont on connaît les côtés OS = r , OT = ρ_0 , et dont l'angle S est donné par l'observation du point radiant; ce triangle est entièrement déterminé et l'on aura pour les autres angles:

$$18) \quad \sin \beta = \frac{r \sin S}{\rho_0}.$$

$$19) \quad O = 180^\circ - \beta - S.$$

D'après ce que nous avons déjà dit, l'angle θ sera TOK; on aura:

$$20) \quad BOT = 180^\circ - \theta = \zeta - O,$$

$$21) \quad OTQ = 180^\circ - \theta = \beta + \delta;$$

θ et ζ seront donc déterminés dès que δ sera connu. On

se rappelle que δ est l'angle de U T P avec T Q ou avec l'axe A Z O, et qu'il marque la distance angulaire entre le lieu du point radiant vu de S et celui vu de Z qui se trouve au zénith de Z; or comme il ne peut se rencontrer que par hasard que l'on ait le point radiant juste au zénith d'un observatoire, la valeur de δ ne s'obtiendra en général pas directement; mais on pourra l'obtenir au moyen d'observations faites en deux lieux quelconques, de la manière suivante :

Soient (fig. 2) s , s' et z , les zéniths de deux lieux S, S', et du lieu inconnu Z, qui aurait le point radiant au zénith; soient i et i' les lieux des points radiants observés de S et S', et désignons par ω la distance angulaire $i i'$ de ces deux points, donnée par l'observation. Les points s , i , z , seront sur un même arc de grand cercle de la sphère comme appartenant au plan de la trajectoire passant par l'axe A O et par le point S; de même s' , i' , z , seront sur un même arc de grand cercle, donc z se trouvera à l'intersection des deux arcs de grand cercle menés par s , i , et par s' , i' ; le quadrilatère $s i s' i'$ étant entièrement connu, le triangle $z i i'$ le sera aussi, et on pourra le résoudre par rapport à δ et à δ' .

Si S' se trouvait sur l'arc de grand cercle terrestre qui passe par S et Z, le triangle céleste $i i' z$ n'existerait plus et l'on aurait $\omega = \delta' - \delta$; dans ce cas on procéderait de la manière suivante: par la formule (16), dans laquelle on remplacerait θ_0 par sa valeur en fonction de δ et de β tirée de (21) on aurait :

$$v_0 = f(\delta, \beta),$$

$$v_0 = f(\delta', \beta'),$$

$$f(\delta, \beta) = f(\delta', \beta');$$

résolvant par rapport à δ' :

$$\delta' = \varphi (\delta, \beta, \beta').$$

Retranchant de part et d'autre δ :

$$\delta' - \delta = \omega = \varphi (\delta, \beta, \beta') - \delta,$$

équation d'où on tirera la valeur de δ en fonction de ω et ensuite celle de v_0 par la formule (16).

Il y aura avantage à calculer δ par cette dernière méthode lorsque l'angle $iz i'$ ne sera pas très grand, parce qu'à une certaine erreur sur ω correspondra une erreur beaucoup plus grande sur δ et δ' , tandis que sur la différence $\delta - \delta'$ l'erreur sera en partie compensée. On ne se servira donc de δ et δ' , obtenus par le triangle $iz i'$, que pour avoir leur différence, qu'on introduira ensuite dans la dernière formule pour en tirer δ .

On pourra donc toujours obtenir la valeur de v_0 au moyen de β, β' , et ω , qui sont fournis directement par les observations.

Connaissant v_0 , qui est la vitesse augmentée par l'attraction terrestre telle qu'elle est en T, on obtiendra la vitesse v , avant cette influence, c'est-à-dire la vitesse relative, par la relation (6) :

$$v^2 = v_0^2 - \frac{2\mu}{\rho_0} + \frac{2\mu}{\rho},$$

qui donne la vitesse correspondante à telle valeur de ρ qu'on voudra. Pour que l'influence de l'attraction soit nulle, il faudra supposer la distance ρ , infinie, ce qui fera disparaître le terme $\frac{2\mu}{\rho}$; remplaçant μ par sa valeur (9)

égale à gr^2 : on obtient :

$$22) \quad v^2 = v_0^2 - \frac{2 gr^2}{\rho_0},$$

qui n'est pas autre que h (10).

Si c'était v qui fût donné, la valeur de v_0 serait fournie par :

$$v_0^2 = v^2 + \frac{2 gr^2}{\rho_0}.$$

On peut remarquer que v étant donné, la valeur de v_0 ne peut varier qu'avec celle de ρ_0 ; donc v_0 conservera la même valeur, quelle que soit la position du point T sur la sphère d'incandescence pour une valeur donnée de v .

Si l'on supposait donnés les angles δ et ζ , $\zeta = Z O S$ fixant la position du lieu d'observation S par rapport à l'axe O Z, par les relations (19), (20), et (21), on trouverait :

$$23) \quad S = 180^\circ - \zeta + \delta,$$

puis on obtiendrait successivement : β par (18), θ par (21), et v_0 par (16).

Voici les résultats de quelques calculs pour lesquels je suppose donnés ζ et δ , en prenant pour valeurs de r et de ρ_0 .

$$r = 6366200 \text{ mètres,}$$

$$\rho_0 = 6466200 \quad \gg$$

Prenons d'abord :

$$\zeta = 30^\circ ;$$

$$\delta = 1^\circ 57' 9'', 8, \quad v_0 = 22500 \text{ mèt.}, \quad v = 19577,8 \text{ mèt.}$$

$$\delta = 1^\circ 56' 9'', 8, \quad v_0 = 22590,2 \quad \gg \quad v = 19,681,4 \quad \gg$$

donc, à une différence de 1' sur δ , correspond une diff. de 103,6 mètres sur v .

$$\delta = 0^{\circ} 27' 52'', 7, \quad v_0 = 45000 \text{ mèt.}, \quad v = 43612, 7 \text{ mèt.},$$

$$\delta = 0^{\circ} 26' 52'', 7, \quad v_0 = 45817 \quad \gg \quad v = 44454, 9 \quad \gg$$

à une différ. de 1' sur δ , correspond une diff. de 842,5 mètres sur v .

Soit maintenant : $\zeta = 90^{\circ}$;

$$\delta = 6^{\circ} 26' 24'', 15, \quad v_0 = 22500 \text{ mèt.}, \quad v = 19577, 8 \text{ mèt.},$$

$$\delta = 6^{\circ} 25' 24'', 15, \quad v_0 = 22531, 5 \quad \gg \quad v = 19613, 8 \quad \gg$$

la différence d'une minute sur δ , ne produit qu'une diff. de 36 mètres sur v ;

$$\delta = 1^{\circ} 30' 1'', 5 \quad v_0 = 45000 \text{ mèt.}, \quad v = 43612, 4 \text{ mèt.},$$

$$\delta = 1^{\circ} 29' 1'', 5, \quad v_0 = 45243 \quad \gg \quad v = 43863, 1 \quad \gg$$

à une diff. de 1' sur δ , correspond une diff. de 250,7 mètres sur v .

Comme il faut toujours compter sur une certaine erreur provenant des observations, ces exemples numériques montrent, que pour une certaine vitesse, l'erreur que produit sur elle une erreur de 1' sur δ , va en diminuant à mesure que ζ augmente. Il en résulte que les lieux d'observations qui auront le point radiant à la plus grande distance zénithale, seront les mieux placés pour ce genre d'observations.

Par le fait du mouvement diurne, ζ changeant de valeurs avec l'heure de l'observation, on pourra d'un même lieu faire plusieurs observations en mettant entr'elles quelques heures d'intervalle, et calculer δ aussi bien que si les observations avaient été faites dans des lieux différents.

Jusqu'ici je n'ai pas tenu compte du mouvement de rotation de la terre sur son axe ; il est cependant nécessaire de connaître l'effet qu'il peut avoir sur la position du point radiant. Cherchons cet effet maxima : La vitesse du mouvement de rotation pour un point de l'équateur est égale à $\frac{40\ 000\ 000}{86\ 400''} = 463$ mètres par seconde.

Pour un lieu quelconque de latitude λ , cette vitesse sera égale à $463 \cos \lambda$.

On obtiendra l'influence maxima sur la position du point radiant en prenant S sur l'équateur, en supposant la vitesse v_0 aussi faible que possible : par exemple de 15000 mètres, et en supposant la direction de cette vitesse normale à la direction de la vitesse du lieu S. La résultante de ces deux mouvements fera avec la direction de v_0 un angle dont la tangente sera $\frac{463}{15000}$; ce qui donne pour valeur de cet angle : $1^\circ 46'$.

Pour un lieu quelconque, cet angle maximum sera : $1^\circ 46' \cos \lambda$.

On voit que l'influence de la rotation terrestre ne doit pas être négligée. On pourra la calculer en prenant pour vitesse absolue des météores la vitesse parabolique égale à 42000 mètres ; en la composant avec la vitesse de translation de la terre, on obtiendra v , puis v_0 par la formule (22). On corrigera ensuite le lieu du point radiant de l'effet de la rotation.

Les corrections de la position observée du point radiant devront se faire dans l'ordre suivant :

1^o La correction de l'effet de la réfraction atmosphérique ;

2^o Celle de l'effet de la rotation terrestre ;

3^o La réduction au même instant des observations faites à des heures différentes.

Les observations du point radiant ainsi rectifiées seront celles que l'on fera entrer dans les calculs.

Sans entrer dans de plus amples développements, je crois pouvoir considérer la méthode annoncée comme justifiée et je clos ce mémoire.

