

Zeitschrift: Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Herausgeber: Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Band: 54 (1921-1922)
Heft: 204

Artikel: Mise au point des hypothèses cosmogoniques nébulaires
Autor: Maillard, Louis
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-270912>

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: 02.02.2025

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

Mise au point des hypothèses cosmogoniques nébulaires ¹⁾

PAR
LOUIS MAILLARD

I. — Les hypothèses.

LES NÉBULEUSES-TYPES. — Pour expliquer la formation mécanique du système solaire, on a recours à des nébuleuses fictives, qui peuvent se ramener à trois types principaux :

la nébuleuse de Kant (1755) ; la théorie n'exclut pas les mouvements de sens rétrograde, mais elle ne permet guère de les prévoir ni d'en préciser les circonstances ;

la nébuleuse de Laplace (1796-1811) ; les rotations et les révolutions y sont toutes de sens direct ;

la nébuleuse de Faye (1884-1896) ; d'abord homogène, elle possède ensuite un noyau central. Les planètes, issues d'anneaux circulaires, se succèdent de l'intérieur à l'extérieur. La nébuleuse agit sur chacune de ses particules ; la loi d'attraction est de la forme

$$\Phi = a \cdot r + \frac{b}{r^2}$$

(a , b , paramètres. Quand le temps croît, a décroît de A à 0 , tandis que b croît de 0 à B .)

Dans les anneaux, les vitesses linéaires de circulation croissent durant une première période, du bord intérieur au bord extérieur ; durant une seconde période, du bord extérieur au bord intérieur.

Il s'ensuit (selon Faye) que les rotations des planètes sont de sens direct durant la première période ; de sens rétrograde durant la seconde.

¹⁾ BULLETIN de la Société astronomique de France, 1910 : *La loi de Newton et les hypothèses cosmogoniques* (p. 533).

COMPTES RENDUS du Congrès international des Mathématiciens,

Strasbourg, septembre 1920.

Suivant l'expression de la loi de force, les orbites sont successivement

des ellipses rapportées à leur centre, des spirales qui se resserrent constamment, des ellipses rapportées à un foyer.

Enfin, le sens des révolutions des satellites est, pour chaque système planétaire, celui de la rotation de la planète.

Cette hypothèse se heurte à de graves objections, qui portent, entre autres, sur la formation impossible d'anneaux *discontinus* et de tourbillons durables; sur le groupement artificiel des planètes, selon le sens de leur rotation; sur la règle des révolutions, infirmée pour les satellites VIII et IX de Jupiter, et IX de Saturne; enfin sur l'expression même, peu vraisemblable, de la loi Φ .

*

Nous proposons l'hypothèse suivante, qui admet deux périodes, comme celle de Faye, mais qui nous conduira à des résultats très différents :

Séparée d'un ensemble d'ordre supérieur, la nébuleuse (solaire) possède deux mouvements principaux : une translation rapide autour d'un centre inconnu, très éloigné, et une rotation très lente sur elle-même.

La rotation lui donne une forme à peu près sphérique. — La matière nébuleuse est rare et froide; les particules se meuvent en tous sens, d'où il suit que la masse est à peu près homogène.

La nébuleuse (S) contient en puissance toute l'énergie rayonnante du système solaire; l'attraction et le refroidissement superficiel la contractent; la contraction, qui commence par la surface, diminue très rapidement avec la distance au centre.

Deux masses quelconques s'attirent selon la loi de la gravitation universelle. La nébuleuse entière attire chacune de ses particules; au début, sa force attractive est proportionnelle à la distance de la particule au centre; en finale, elle est proportionnelle à l'inverse du carré de la distance.

Durant l'évolution mécanique du système, une particule libre décrit une spirale telle que, si la contraction cessait brusquement, cette trajectoire serait une ellipse rapportée à un centre de force, S, situé entre le centre de figure et le foyer.

LA LOI D'ATTRACTION. — L'équation de la trajectoire elliptique d'une particule M, de masse m , est

$$\frac{k^2}{r} = e\beta \cos \varphi + \sqrt{k^2 - \alpha^2 e^2 \cos^2 \varphi}.$$

[α, β , paramètres ; k , ordonnée du point sur $+ Sy$;

$e \leq 1$, excentricité, indépendante de α et β ;

a, b , demi-axes ; $p = \frac{b^2}{a} = \sqrt{k^2 - \alpha^2 e^2}$.

α, β et k sont liés par la relation

$$\left[\left(\frac{\alpha}{k}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{k}\right)^2 = 1. \right]$$

Dans le plan xSy , on obtiendrait une infinité d'ellipses semblables en remplaçant α, β, k respectivement par $\lambda\alpha, \lambda\beta, \lambda k$.

A $\lambda = 1$ correspondrait l'ellipse périphérique.

Quand le temps t croît,

α décroît de $k = b$ très grand jusqu'à une valeur voisine de zéro

($\alpha = 0$ pour $\beta = k = p$), tandis que β varie d'une valeur voisine de zéro ($\beta = 0$ pour $\alpha = k = b$) jusqu'à la valeur $k = p$.

k , compris entre b et p , diminue constamment.

*

Connaissant la trajectoire de M, on peut calculer l'expression de la force centrale, qui est

$$F = \frac{-\mu m r}{(\alpha^2 + \beta \sqrt{r^2 - \alpha^2})^3}.$$

Si \mathcal{A} est la constante des aires, on a la relation

$$\frac{\mu}{\mathcal{A}^2} = \alpha^2(1 - e^2) + \beta^2 = k^2 - \alpha^2 e^2 = p^2,$$

c'est-à-dire

$$\mu = \mathcal{A}^2 p^2.$$

Pour r infini, $\lim. F = 0$. — Pour $r < \alpha$, F est imaginaire. Dans un plan méridien, l'action de F est limitée entre l'ellipse périphérique et le cercle intérieur $r = \alpha$.

★

LES SURFACES DE NIVEAU. — Soit $SM = r$; $S\xi$ l'axe de rotation de la nébuleuse (S) ; ρ , la distance de M à cet axe.

A toute époque t (α et β différents de zéro), pour $r = \alpha$, fonction de t , le potentiel P, la force F qui en dérive, la vitesse v , sont indépendants de β ; F se réduit alors à

$$f = -\frac{\mu m r}{\alpha^6} = -\frac{\mu m}{\alpha^5}.$$

Sur des cercles passant par S, les particules libres se rapprochent du centre de force. Ce régime de séparation s'étend de $r = \alpha$ à $r = \alpha + h$, pourvu que dans l'expression de P, F et v , le terme $\beta \sqrt{r^2 - \alpha^2}$ demeure négligeable devant α^2 ;

soit, pour $r = \alpha + h$,

$$\beta \sqrt{2\alpha h + h^2} = \frac{1}{q} \cdot \alpha^2 \quad (q \text{ arbitrairement grand}).$$

Alors

$$h = \alpha \left[\left(1 + \frac{1}{q^2 \beta^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] ;$$

$$\beta \leq \frac{1}{q}, \quad h \geq 0,4\alpha ;$$

$$\beta > \frac{1}{q}, \quad h = \frac{\alpha}{2q^2\beta^2} \quad (\text{approximativement}).$$

h diminue donc et tend vers zéro avec α .

En tout point M (ξ, η, ζ), où la condition est satisfaite, passe une surface de niveau

$$\frac{\mu}{\alpha^6} (\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2) - \omega^2 (\xi^2 + \eta^2) = N.$$

$$\left[\omega, \text{ vitesse angulaire de (S)} ; \quad N = \frac{\mu}{\alpha^4} - \alpha^2 \omega^2. \right]$$

Cette surface est un ellipsoïde de révolution autour de son petit axe $S\xi$; les carrés des demi-axes sont

$$a^2 = b^2 = \frac{N\alpha^6}{\mu - \alpha^6\omega^2} = \alpha^2, \quad c^2 = \frac{N\alpha^6}{\mu}.$$

La différence des axes diminue et tend vers 0 avec α .

La surface de la nébuleuse est un sphéroïde aplati, peu différent de l'ellipsoïde de révolution.

II. — Les anneaux et les tourbillons planétaires.

Dans le plan de l'équateur, seul, l'attraction et la force centrifuge sont directement opposées :

$$\rho = r.$$

La contraction rapproche du centre les particules situées dans ce plan. Sur les ellipses méridiennes, les particules sont attirées vers l'équateur par la composante tangentielle de la force centrifuge. La matière s'écoule sur une pellicule limitée intérieurement à la sphère $r = \alpha$, et se rassemble en un bourrelet, puis en un disque équatorial. Les mouvements en tous sens, annulés par les chocs, n'y ont pas de résultante systématique, tandis que la rotation de la nébuleuse y subsiste. A la périphérie, la contraction tend à modifier la vitesse linéaire en grandeur et en direction.

Le sphéroïde intérieur, dénudé, se refroidit par rayonnement ; il se contracte, et dès lors, en ses points plus rapprochés de S, l'attraction l'emporte sur la force centrifuge. r diminue plus vite que α ; la nébuleuse abandonne un anneau limité par deux cercles, de rayon α et $\alpha + h$.

Tant que l'on a $r < \alpha$, l'équilibre est impossible ; il en est ainsi jusqu'à ce que la masse intérieure entière se soit contractée, tandis que l'attraction de S augmente par la chute incessante des particules. Près de S, elles se choquent en grand nombre, avec perte d'énergie et production de chaleur ; leur agglomération est le germe du soleil.

A mesure que la masse centrale augmente, α diminue ; lorsque la condition $r = \alpha$ est de nouveau satisfaite, un nouvel anneau se sépare, et ainsi de suite.

La discontinuité des anneaux s'explique donc par la discontinuité de F en $r = \alpha$ et par la contraction rapide qui, après une séparation, laisse pour un temps $r < \alpha$.

★

VITESSE DE ROTATION. — Une particule tourne avec un anneau équatorial autour de S. Quelle est la variation de sa vitesse linéaire, v ?

La condition d'équilibre de la particule dans le plan de l'équateur est

$$(\alpha^2 + \beta \sqrt{r^2 - \alpha^2})^3 = \omega^2 r.$$

Donc,

$$v = \omega r = \frac{\mu^{\frac{1}{2}} \cdot r}{(\alpha^2 + \beta \sqrt{r^2 - \alpha^2})^{\frac{3}{2}}}.$$

$$\frac{2}{\mu^{\frac{1}{2}}} \frac{dv}{dr} = \frac{2\alpha^2 \sqrt{r^2 - \alpha^2} - \beta(r^2 + 2\alpha^2)}{\sqrt{r^2 - \alpha^2} (\alpha^2 + \beta \sqrt{r^2 - \alpha^2})^{\frac{5}{2}}}.$$

Sur un cercle séparateur, $r = \alpha$, la dérivée est infinie. Pour $r = \alpha + h$, le signe de la dérivée est celui de

$$2\alpha^2 \sqrt{2\alpha h + h^2} - \beta(3\alpha^2 + 2\alpha h + h^2).$$

Si l'on pose

$$\frac{2\alpha^2 \sqrt{2\alpha h + h^2}}{3\alpha^2 + 2\alpha h + h^2} = \lambda,$$

la dérivée est positive, nulle ou négative, pour $\beta \leq \lambda$.

Nous avons donc à considérer les périodes

$$\text{I.} \quad \beta < \lambda,$$

v croît avec r ; et

$$\text{II.} \quad \beta > \lambda,$$

v décroît quand r croît.

Il y aura en outre une période intermédiaire.

★

Dans toute la région $r < \alpha$, F imaginaire, le sphéroïde nébuleux (S), d'abord à peu près homogène, puis pourvu d'un noyau, attire chacun de ses points. Sur la courbe des vitesses [$v = \psi(r)$], le raccord se fait par un point anguleux. Une fois l'anneau séparé,

chacun de ses points est attiré par (S) selon la loi de Newton.

La loi d'attraction change donc, ce qui est une cause d'instabilité de l'anneau.

Pour α quelconque ($\neq 0$), on a, à la séparation ($r = \alpha$) :

$$v_1 = \frac{\mu}{\alpha^3} \cdot r = \frac{\mu}{\alpha^2}.$$

Sous le régime de la loi de Newton, on a :

$$v_2 = \frac{\mu}{\beta^{\frac{3}{2}} \cdot r^{\frac{1}{2}}}.$$

Pour $r = \beta = \alpha$,

$$v_2 = \frac{\mu}{\alpha^2} = v_1.$$

Dans ce cas seulement, une fois l'anneau séparé l'expression de la vitesse reste la même. Cette égalité est une cause de stabilité de l'anneau.

*

CHUTE D'UNE PARTICULE VERS S. — *Un anneau équatorial tourne autour de S, dans le sens direct, avec la vitesse angulaire ω . La particule M tombe vers S avec l'accélération γ . Quel est le mouvement relatif de M ?*

$$\left[\begin{array}{l} \text{Axes : } + M_0 z, \text{ direction du centre de force S ;} \\ \quad + M_0 x, \text{ tangente au bord extérieur de} \\ \quad \quad \quad \text{l'anneau, sens de la rotation.} \end{array} \right.$$

Position initiale : M_0 ($t = 0, \quad x = z = 0$).

Vitesse initiale : $\left(\frac{dx}{dt} \right)_0 = 0, \quad \left(\frac{dz}{dt} \right)_0 = v_0$ (contraction en M_0) $\left. \right]$.

Période I. — Vitesse linéaire de circulation décroissante quand z croît ; ω à peu près constante.

Equations du mouvement de M :

$$(1) \quad \frac{d^2x}{dt^2} = 2\omega \frac{dz}{dt}, \quad (2) \quad \frac{d^2z}{dt^2} = \gamma - 2\omega \frac{dx}{dt};$$

d'où

$$v^2 = v_0^2 + 2\gamma z;$$

$$(3) \quad \frac{dx}{dt} = 2\omega \cdot z,$$

$$(4) \quad \frac{dz}{dt} = v_0 + \gamma t - 2\omega x.$$

Substituons (4) dans (1) :

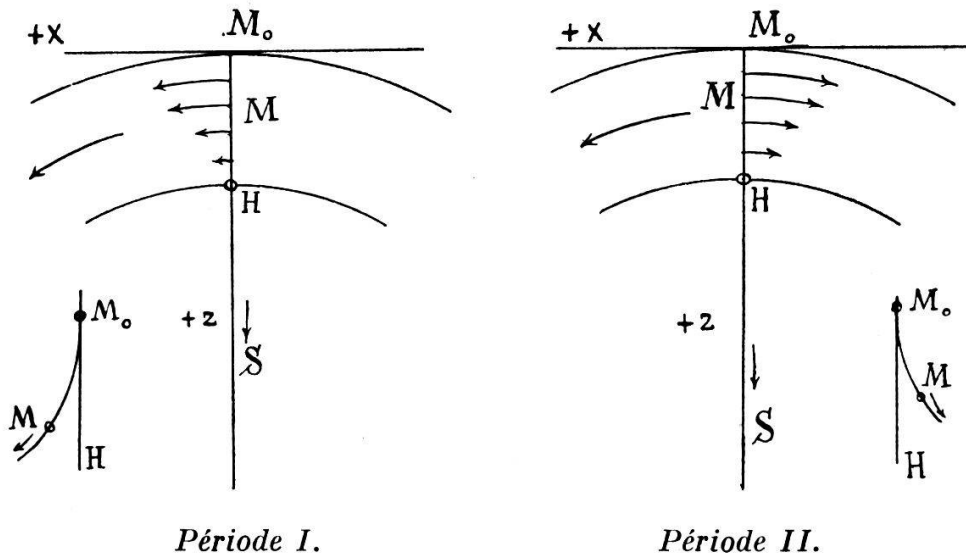


FIG. 1. — [Plan équatorial de (S)].

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 4\omega^2x = 2\omega(v_0 + \gamma t).$$

Intégrons, puis développons :

$$2\omega x = v_0(1 - \cos 2\omega t) + \gamma \left(t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega} \right);$$

$$(5) \quad x = \omega t^2 \left(v_0 + \frac{1}{3} \gamma t \right) + \omega^3 [].$$

Introduisons cette valeur dans (4), intégrons et développons :

$$z = v_0 t + \frac{1}{2} \gamma t^2 - \frac{1}{3} \omega^2 t^3 \left(2v_0 + \frac{1}{2} \gamma t \right) + \omega^3 [].$$

Dévié vers la gauche de M_0S , M décrit un arc de faible courbure dans le sens rétrograde. Le signe de la déviation ($x > 0$) est dû à la différence positive des vitesses linéaires de circulation de M_0 à H ¹⁾.

Pour ω constant, le phénomène est comparable à la déviation vers l'est dans la chute des corps terrestres, bien que la pesanteur ait alors une expression différente.

Période II. — Vitesse linéaire de circulation croissante avec z ; de M_0 à H , la différence des vitesses est négative. S'il ne s'agit que du signe de la déviation x , on peut se ramener au cas précédent en remplaçant ω par $-\omega$,

d'où $x < 0$.

Dévié vers la droite de M_0S , M décrit un arc de faible courbure dans le sens direct.

Passage de I à II : Il existe donc nécessairement une période transitoire pendant laquelle la déviation de M par rapport à M_0S est insensible.

★

CENTRES DE CONDENSATION. — Les matériaux qui tombent dans l'équateur sur des surfaces de niveau, enlevant au sphéroïde (S) une pellicule extérieure, ont des mouvements de résultante négligeable, tandis que l'anneau équatorial ainsi constitué circule autour de S dans le sens direct.

La concentration des matériaux s'effectue surtout dans la région moyenne de l'anneau, soit sur une ellipse voisine du cercle de centre O , de rayon moyen $OA = \alpha + \frac{h}{2}$.

★

ROTATION DES TOURBILLONS. — La matière s'agglomère le long d'une ellipse presque circulaire ; les centres de condensation attirent les particules voisines, qui ont des vitesses initiales toutes de même sens (I, rétrograde ; II, direct).

Des tourbillons, centrés à peu près sur le cercle de rayon moyen, se produisent à l'intérieur de l'anneau ; tous de même sens, ils se réunissent, et leur fusion est facilitée par toute dissymétrie de l'anneau, par l'inégalité des masses tourbillonnantes et de leurs vitesses de circulation. Le tourbillon résultant est une nébuleuse planétaire (P), qui tourne sur elle-même

dans le sens rétrograde durant la période I,

dans le sens direct durant la période II.

★

L'excentricité de l'ellipse décrite par le centre d'un tourbillon planétaire reste faible ; elle est nulle dans le cas *théorique* où ce centre décrit le cercle de rayon moyen ; et Henri Poincaré a démontré que, *lorsque la loi d'attraction varie avec le temps* (quelle que soit sa forme), *une orbite circulaire demeure circulaire, son rayon seul variant avec t* . — Mais, dans notre cas, la contraction superficielle tend à modifier la grandeur et la direction de la vitesse ; celle-ci, de circulaire devient elliptique ; et la loi d'attraction change après que l'anneau est définitivement séparé de (S).

L'excentricité va-t-elle alors croître avec t ? — Non. — Lorsque la masse du soleil augmente lentement, les axes de l'orbite diminuent, mais leur rapport est constant, donc l'excentricité constante (Poincaré).

★

En résumé, les centres des tourbillons planétaires décrivent autour de S, dans le sens direct, des ellipses peu excentriques et peu excentrées ;

durant la période I ($\beta < \lambda$), les rotations sont rétrogrades ;

durant la période II ($\beta > \lambda$), les rotations sont directes.

Lors du passage de I à II (de $\beta = \lambda$ à $\beta = \alpha$), les tourbillons (s'il s'en forme) n'ont pas de résultante de sens déterminé.

$\alpha > \beta$: matière peu condensée, anneaux larges ;

$\alpha < \beta$: densités plus fortes, anneaux plus étroits.

III. — Formation des planètes et des satellites.

LES ANALOGIES. — D'une manière générale, dans chaque nébuleuse planétaire (P), les phénomènes de construction vont se succéder comme dans la nébuleuse solaire (S), avec des paramètres particuliers α_p et β_p , et des périodes 1 et 2 propres à chaque système.

Dans la formation des planètes d'une part, des satellites d'autre part, il y aura donc des analogies. Il y aura aussi des différences : car si, dès le début, nous avons négligé l'attraction exercée sur (S) par les corps extérieurs, il n'est pas possible de négliger de même l'attraction de (S) sur les systèmes (P).

Voici comment s'établit la transposition de la nébuleuse solaire à une nébuleuse planétaire :

<i>Nébuleuse (S).</i>	<i>Nébuleuse (P).</i>
Centre de force : S, noyau du soleil. anneau planétaire tourbillon planétaire planète	Centre de force : P, noyau de la planète. anneau satellitaire tourbillon satellitaire satellite
I, rotation (rétrograde) d'une planète, en sens contraire de la rotation de (S).	1, rotation d'un satellite en sens contraire de la rotation (rétrograde ou directe) de (P).
II, rotation (directe) d'une planète dans le sens de la rotation de (S).	2, rotation d'un satellite dans le sens de la rotation de (P).
Sens de la révolution des planètes autour de S : sens (direct) de la rotation de (S).	Sens de la révolution des satellites autour de P : sens (rétrograde ou direct) de la rotation de (P). — Ce sens a pu changer quand (S) a passé de I à II.

★

SENS DE LA ROTATION D'UNE NÉBULEUSE PLANÉTAIRE. — Une nébuleuse planétaire (P), sphéroïde de rayon ρ , gravite autour de S dans le sens direct. Quel sera le sens de sa rotation ?

Durant la période I, P est dévié dans sa chute vers la gauche de la direction PS ; lors d'une révolution complète de P autour de S, le centre de force se situe, par rapport à P, successivement dans les directions

S_1, S_2, S_3, S_4, S_1 .

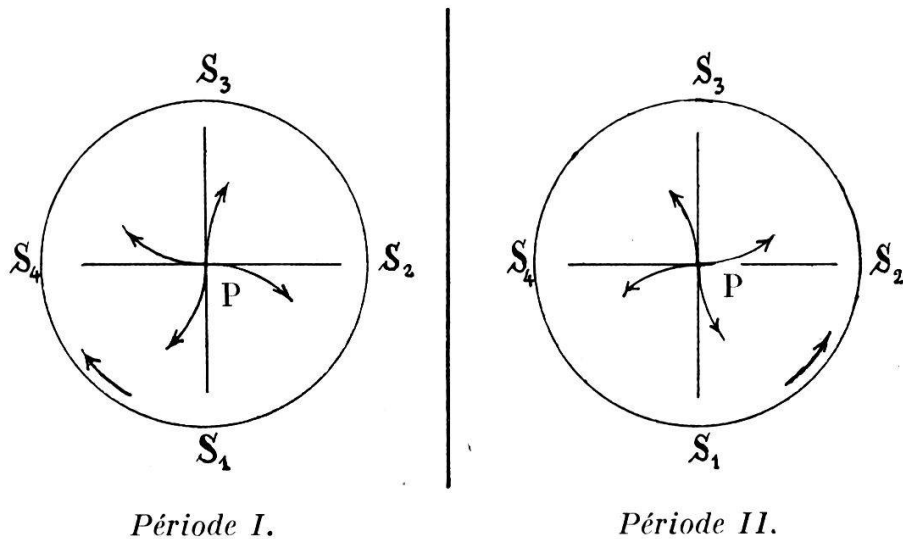


FIG. 2. — [Plan équatorial de (P)].

La rotation de (P) est de sens rétrograde.

Durant la période II, P est dévié dans sa chute vers la droite de la direction PS ; *la rotation est de sens direct.*

Dans la seconde période, la rotation directe s'accélère à mesure que P se rapproche de S. Qu'en est-il dans la première période ?

★

CHANGEMENT DU SENS DE LA ROTATION. — Sur l'équateur de (P), qui coïncide avec l'équateur de (S), un point M est astreint par l'attraction de (P) à décrire une ellipse voisine d'un cercle de rayon ρ , avec la vitesse initiale v_0 (rétrograde ou directe).

Le système (P) gravite autour de S dans le sens direct. Quel est le mouvement relatif de M, attiré par S (accélération γ) ?

[Axes : + Px, sens de la circulation de (P) autour de S ;
 + Pz, direction du centre de force S.]

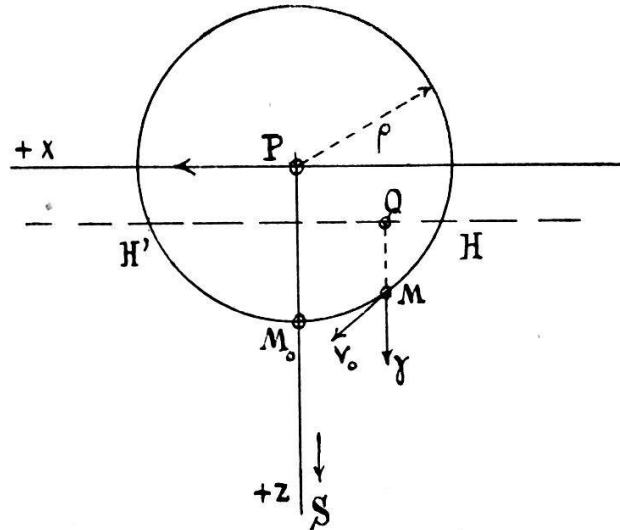


FIG. 3. — [Plan équatorial de (P)].

La vitesse de M à l'instant t est

$$v^2 = 2\gamma(z - a).$$

Pour $z = z_0$, $v = v_0$:

$$v_0^2 = 2\gamma(z_0 - a),$$

d'où

$$a = z_0 - \frac{v_0^2}{2\gamma} \leq \rho - \frac{v_0^2}{2\gamma}.$$

Supposons γ croissant avec t .

Au début, pour une faible valeur de γ , a prend une valeur négative.

Pour (1) $a \leq -\rho$, ou $\rho \leq \frac{v_0^2}{4\gamma}$,

M parcourt le cercle entier, dans le sens de la vitesse initiale v_0 .

Pour (2) $-\rho < a < \rho$, ou $\rho > \frac{v_0^2}{4\gamma}$,

M décrit l'arc HM_0H' , dans un sens, puis dans le sens opposé, et cet arc diminue à mesure que γ augmente.

$$\text{Pour } a = \rho, \quad v = 0;$$

après une série d'oscillations autour de M_0 , M demeure en ce point, qui est un centre de libration.

M_0 , toujours dirigé vers S, décrit autour de P, dans le sens direct, un tour entier du cercle ρ , dans le temps de la révolution de (P) autour de S. Ainsi :

Rétrogrades durant la période I, les rotations des nébuleuses planétaires ont pu changer de signe durant la période II.

Dans ce cas, les révolutions dans un système (P) seront

rétrogrades pour les satellites extérieurs, les plus anciens ;

directes pour les satellites intérieurs, les plus récents.

La condition (2) implique, pour une vitesse initiale donnée, un diamètre assez grand ou une attraction assez forte.

Elle a pu être satisfaite dans les nébuleuses des planètes extérieures, les plus grosses ; ou dans les nébuleuses des planètes les plus proches de S.

*

INCLINAISON DES AXES PLANÉTAIRES. — La loi de force F ne permet pas de prévoir quelles seront les inclinaisons des axes (non plus que les excentricités) dans des cas donnés. — Mais le cas d'un axe de rotation de (P) rigoureusement perpendiculaire au plan idéal de l'équateur de (S) est si théorique, si exceptionnel, que sa probabilité est très faible.

Soit donc, à la fin de la première période, une nébuleuse (P) tournant sur elle-même autour de l'axe QQ' , dans le sens rétrograde. Dès le début de la seconde période, l'attraction F agit comme un frein dans le sens direct, et dans des plans perpendiculaires à l'axe $\Pi\Pi'$, qui est parallèle à celui de la nébuleuse (S).

En tout point M de (P) passe
 un cercle ω , dans un plan parallèle à l'équateur de (S) ;
 un cercle q , dans un plan parallèle à l'équateur de (P) .

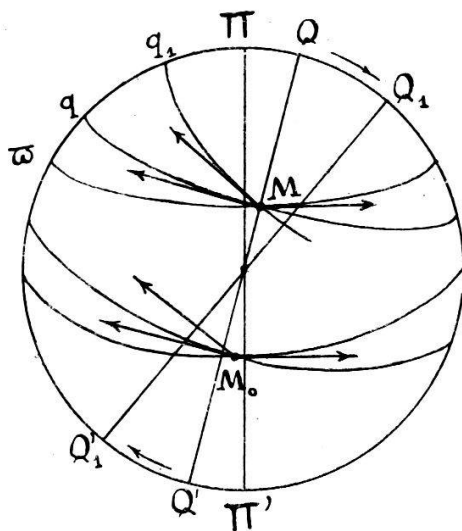


FIG. 4.

Suivant la tangente à q , M a une vitesse de sens rétrograde ; suivant la tangente à ω , une vitesse de sens direct. La composition de ces vitesses montre que *la trajectoire de M se redresse sur le plan équatorial de (S) ; QQ' s'incline en Q_1Q_1' .*

Si Q_1 passait au-dessous, Q_1' au-dessus de ce plan, la rotation de (P) serait dès lors de sens direct.

En résumé, *à mesure que la loi d'attraction se modifie, les rotations rétrogrades des nébuleuses planétaires tendent à devenir directes.*

IV. — Les concordances.

LES COMÈTES. — Les matériaux échappés à la chute vers l'équateur se détachent du sphéroïde (S) et poursuivent leur gravitation en tous sens, sur des ellipses allongées. Telle est l'origine des comètes.

La variation de F ne fait que resserrer leurs orbites primitives, centrées sur S , qui est devenu le foyer des orbites actuelles.

★

LES PLANÈTES EXTÉRIEURES. — La nébuleuse (S), d'abord presque homogène, possède ensuite un faible noyau central.

Les planètes ultra neptuniennes pourront avoir des rotations rétrogrades ou directes, car F ne croît pas indéfiniment avec r :

$$\text{pour } r \text{ infini, } \lim. F = 0 \text{ et } \lim. v = 0.$$

Les planètes le plus éloignées du soleil pourraient donc avoir des rotations directes et des satellites tournant autour d'elles dans le sens direct. Si dans un tel système planétaire les révolutions des satellites étaient les unes directes, les autres rétrogrades, ce sont *les satellites le plus éloignés de la planète qui tourneraient autour d'elle en sens contraire de sa rotation actuelle.*

La première période se rapporte aux systèmes des grosses planètes extérieures, formés par des tourbillons de sens rétrograde (α grand, anneaux larges); les masses sont fortes, les densités faibles.

Neptune et Uranus ont des rotations rétrogrades; le satellite de Neptune (distance : 13 rayons de la planète) et les quatre satellites d'Uranus (de 7,7 à 23,6 rayons) ont des révolutions rétrogrades. — Le système de Neptune, le plus ancien, n'a pas été troublé visiblement par le *freinage* direct au début de la deuxième période.

Cette influence agit sur le système d'Uranus alors que la planète, sphéroïde nébuleux, tournait en sens rétrograde autour de son axe QQ' (fig. 4, p. 229); cet axe s'est incliné très fortement; mais après la constitution définitive de la planète, la rotation de celle-ci demeure rétrograde.

Saturne et Jupiter proviennent de nébuleuses qui tournaient sur elles-mêmes en sens rétrograde durant la séparation des anneaux extérieurs et de leurs tourbillons satellitaires. Le régime II s'installe, la rotation de (P) se ralentit, s'annule, puis change de sens; les satellites séparés ensuite sont directs, comme les rotations actuelles des deux planètes. — Le satellite rétrograde de Saturne est à la distance 214 de la planète; les neuf autres satellites, tous directs, en sont distants de 3 à 59 rayons; on ne connaît aucun satellite dans l'intervalle (155 rayons).

Les deux satellites rétrogrades de Jupiter sont au delà de 300

rayons de la planète ; les distances des sept satellites directs vont de 6 à 164,5. Aucun satellite n'a été découvert dans l'intervalle (165 rayons).

L'évolution des deux planètes ne paraît pas être achevée ; les anneaux de Saturne, distants de 1,5 à 2,25 seulement, ont dû se former sous le régime

$$\lambda_r \leq \beta_r \leq \alpha_r,$$

qui n'est pas le régime final.

*

LES PLANÈTES TÉLESCOPIQUES. — Rétrogrades (I), puis directes (II), les rotations des tourbillons ne peuvent avoir une allure systématique lorsque $\beta = \lambda$.

Sur les cercles séparateurs ($r = \alpha$), le régime des vitesses linéaires reste le même, après la séparation, lorsque $\beta = \alpha$. Les planétules ne peuvent s'agglomérer en une grosse masse ; elles gravitent conformément à la loi de Newton, donc à la troisième loi de Kepler. Mais leur formation ne peut être continue jusqu'à $\alpha = 0$.

*

LES PLANÈTES INTÉRIEURES. — $\beta > \lambda$: les tourbillons planétaires, de sens direct, ont une résultante unique ; pour $\beta > \alpha$, le régime des vitesses dans un anneau change après la séparation, ce qui rend l'anneau instable. — Les anneaux sont plus étroits (α petit), la matière est plus dense ; les mouvements deviennent plus rapides ; les satellites sont plus rares.

La lune, qui est un gros satellite (diamètre 0,3), réalise le cas d'une révolution de même durée que la rotation.

D'après Schiaparelli et Lowell, Vénus et Mercure graviteraient dans les mêmes conditions relatives que la lune. Mais le fait demeure incertain.

Les planètes intramercurielles, qui ne peuvent être, de l'opinion générale, que des corpuscules, ont des mouvements de sens direct. Il faut toutefois faire une réserve : *l'attraction gravitique*

ne peut grandir indéfiniment quand r tend vers 0 ; à de très petites distances, la loi de Newton est en défaut ¹⁾.

L'aplatissement des surfaces de niveau diminue avec α : l'aplatissement du soleil est insensible.

★

CONCLUSION. — L'hypothèse et la loi d'attraction qui en découle paraissent fournir une solution, au moins provisoire et approximative, du problème cosmogonique restreint au système solaire.

Nous nous sommes interdit toute hypothèse secondaire. Nous ne pouvons pas préciser beaucoup la variation des masses, ni celle des inclinaisons. Nous n'avons aucune règle pour exprimer les excentricités. — Il n'est pas difficile cependant de trouver des relations intéressantes entre les valeurs numériques actuelles de ces éléments : Les coordonnées étant connues de quelques points d'un plan, on peut relier ces points par une infinité d'arcs de courbes. Une hypothèse de simplification et d'esthétique permet de choisir arbitrairement l'une de ces courbes, dont l'équation empirique exprime une certaine loi. — Quant à démontrer qu'il s'agit alors d'une loi naturelle, c'est une autre question.

Il est assez effrayant de penser à tout ce que néglige et veut négliger notre hypothèse : résistance variable du milieu, chocs et demi-chocs ; variations de température ; alternatives de refroidissement suivi d'une contraction, et de réchauffement suivi d'une dilatation ; variation des densités, pour des causes diverses ; courants et tourbillons de convection ; marées ; attractions mutuelles des corps d'un même système planétaire ou de deux systèmes voisins ; actions électromagnétiques, actions chimiques, etc.

Il est donc sage de s'en tenir aux concordances générales, et de renoncer à proposer de nouvelles « harmonies de la Nature ».

¹⁾ Le fait qu'une formule est en défaut dans un cas limite signifie seulement qu'un raccord est à trouver, une découverte à faire.

Dans notre cas, pour α très petit, nous aurions

$$F = - \frac{\mu m r}{(r \pm \Delta)^3},$$

et pour $r = 0$, $F = 0$.