

## Introduction.

Le travail qui va suivre et qui a pour objet l'étude du problème des trois corps est un remaniement du mémoire que j'avais présenté au Concours pour le prix institué par Sa Majesté le Roi de Suède. Ce remaniement était devenu nécessaire pour plusieurs raisons. Pressé par le temps, j'avais dû énoncer quelques résultats sans démonstration; le lecteur n'aurait pu, à l'aide des indications que je donnais, reconstituer les démonstrations qu'avec beaucoup de peine. J'avais songé d'abord à publier le texte primitif en l'accompagnant de notes explicatives; mais j'avais été amené à multiplier ces notes de telle sorte que la lecture du mémoire serait devenue fastidieuse et pénible.

J'ai donc préféré fondre ces notes dans le corps de l'ouvrage, ce qui a l'avantage d'éviter quelques redites et de faire mieux ressortir l'ordre logique des idées.

Je dois beaucoup de reconnaissance à M. PHRAGMÉN qui non seulement a revu les épreuves avec beaucoup de soin, mais qui, ayant lu le mémoire avec attention et en ayant pénétré le sens avec une grande finesse, m'a signalé les points où des explications complémentaires lui semblaient nécessaires pour faciliter l'entièbre intelligence de ma pensée. Je lui dois la forme élégante que je donne au calcul de  $S_i^m$  et de  $T_i^m$  à la fin du § 12. C'est même lui qui, en appelant mon attention sur un point délicat, m'a permis de découvrir et de rectifier une importante erreur.

Dans quelques-unes des additions que j'ai faites au mémoire primitif, je me borne à rappeler certains résultats déjà connus; comme ces résultats sont dispersés dans un grand nombre de recueils et que j'en fais un fréquent usage, j'ai cru rendre service au lecteur en lui épargnant de fastidieuses recherches; d'ailleurs je suis souvent conduit à appliquer ces théorèmes sous une forme différente de celle que leur auteur leur avait d'abord donnée et il était indispensable de les exposer sous cette nouvelle forme. Ces théorèmes acquis, dont quelques-uns sont même classiques

sont développés, à côté de quelques propositions nouvelles, dans le chapitre 1<sup>er</sup> (1<sup>re</sup> partie).

Je suis bien loin d'avoir résolu complètement le problème que j'ai abordé. Je me suis borné à démontrer l'existence de certaines solutions particulières remarquables que j'appelle solutions périodiques, solutions asymptotiques, et solutions doublement asymptotiques. J'ai étudié plus spécialement un cas particulier du problème des trois corps, celui où l'une des masses est nulle et où le mouvement des deux autres est circulaire; j'ai reconnu que dans ce cas les trois corps repasseront une infinité de fois aussi près que l'on veut de leur position initiale, à moins que les conditions initiales du mouvement ne soient exceptionnelles.

Comme on le voit, ces résultats ne nous apprennent que peu de chose sur le cas général du problème; mais ce qui peut leur donner quelque prix, c'est qu'ils sont établis avec rigueur, tandis que le problème des trois corps ne paraissait jusqu'ici abordable que par des méthodes d'approximation successive où l'on faisait bon marché de cette rigueur absolue qui est exigée dans les autres parties des mathématiques.

Mais j'attirerai surtout l'attention du lecteur sur les résultats négatifs qui sont développés à la fin du mémoire. J'établis par exemple que le problème des trois corps ne comporte, en dehors des intégrales connues, aucune intégrale analytique et uniforme. Bien d'autres circonstances nous font prévoir que la solution complète, si jamais on peut la découvrir, exigera des instruments analytiques absolument différents de ceux que nous possédons et infiniment plus compliqués. Plus on réfléchira sur les propositions que je démontre plus loin, mieux on comprendra que ce problème présente des difficultés inouies, que l'insuccès des efforts antérieurs avait bien fait pressentir, mais dont je crois avoir mieux encore fait ressortir la nature et la grandeur.

J'ai fait voir également que la plupart des séries employées en mécanique céleste et en particulier celles de M. LINDSTEDT qui sont les plus simples, ne sont pas convergentes. Je serais désolé d'avoir par là jeté quelque discrédit sur les travaux de M. LINDSTEDT ou sur les recherches plus profondes de M. GYLDÉN. Rien ne serait plus éloigné de ma pensée. Les méthodes qu'ils proposent conservent toute leur valeur pratique. On sait en effet le parti qu'on peut tirer dans un calcul numérique de l'emploi des séries divergentes et la série fameuse de STIRLING en est un

exemple frappant. C'est grâce à une circonstance analogue que les développements usités en mécanique céleste ont rendu déjà de si grands services et sont appelés à en rendre de plus grands encore.

L'une des séries dont je ferai usage plus loin et dont je démontrerai d'ailleurs la divergence, offre une grande analogie avec un développement proposé par M. BOHLIN à l'Académie de Stockholm le 9 mai 1888. Comme son mémoire n'a été imprimé que quelques mois plus tard, je n'en avais pas connaissance à l'époque de la fermeture du concours, c'est à dire le 1<sup>er</sup> juin 1888. Je n'ai donc pas cité le nom de M. BOHLIN, je m'empresse de lui rendre ici la justice qui lui est due. (Cf. Supplément aux comptes rendus de l'Académie de Stockholm, Tome 14 et Astronomische Nachrichten, N° 2883.)

---

## Première partie.

### Généralités.

---

#### CHAPITRE I.

##### Propriétés générales des équations différentielles.

###### § 1. *Notations et définitions.*

Considérons un système d'équations différentielles:

$$(1) \quad \frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2, \dots, \quad \frac{dx_n}{dt} = X_n,$$

où  $t$  représente la variable indépendante que nous appellerons le temps,  $x_1, x_2, \dots, x_n$  les fonctions inconnues, où enfin  $X_1, X_2, \dots, X_n$  sont des fonctions données de  $x_1, x_2, \dots, x_n$ . Nous supposons en général que les fonctions  $X_1, X_2, \dots, X_n$  sont analytiques et uniformes pour toutes les valeurs réelles de  $x_1, x_2, \dots, x_n$ .

Si l'on savait intégrer les équations (1), on pourrait mettre le résultat de l'intégration sous deux formes différentes; on pourrait écrire:

$$(2) \quad x_1 = \varphi_1(t, C_1, C_2, \dots, C_n), \quad x_2 = \varphi_2(t, C_1, C_2, \dots, C_n), \dots \\ x_n = \varphi_n(t, C_1, C_2, \dots, C_n),$$

$C_1, C_2, \dots, C_n$  désignant les constantes d'intégration.

On pourrait écrire encore, en résolvant par rapport à ces constantes:

$$(3) \quad \begin{aligned} C_1 &= F_1(t, x_1, x_2, \dots, x_n), \\ C_2 &= F_2(t, x_1, x_2, \dots, x_n), \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ C_n &= F_n(t, x_1, x_2, \dots, x_n). \end{aligned}$$

§ 1. Sur le problème des trois corps et les équations de la dynamique. 9

Pour éviter toute confusion, nous dirons que les équations (2) représentent la *solution générale* des équations (1) si les constantes  $C$  y restent arbitraires et qu'elles représentent une *solution particulière* si on y donne aux  $C$  des valeurs numériques. Nous dirons d'autre part que dans les équations (3),  $F_1, F_2, \dots, F_n$  sont  $n$  *intégrales particulières* des équations (1). Le sens des mots *solution* et *intégrale* se trouve ainsi entièrement fixé.

Supposons que l'on connaisse une solution particulière des équations (1) qui s'écrira:

$$(4) \quad x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \quad \dots, \quad x_n = \varphi_n(t).$$

On peut se proposer d'étudier les solutions particulières de (1) qui diffèrent peu de la solution (4). Pour cela posons:

$$x_1 = \varphi_1 + \xi_1, \quad x_2 = \varphi_2 + \xi_2, \quad \dots, \quad x_n = \varphi_n + \xi_n$$

et prenons pour nouvelles fonctions inconnues  $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$ . Si la solution que l'on veut étudier diffère peu de la solution (4), les  $\xi$  sont très petits et nous en pouvons négliger les carrés. Les équations (1) deviennent alors, en négligeant les puissances supérieures des  $\xi$ :

$$(5) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = \frac{dX_i}{dx_1} \xi_1 + \frac{dX_i}{dx_2} \xi_2 + \dots + \frac{dX_i}{dx_n} \xi_n. \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

Dans les dérivées  $\frac{dX_i}{dx_k}$ , les quantités  $x_1, x_2, \dots, x_n$  doivent être remplacées par  $\varphi_1(t), \varphi_2(t), \dots, \varphi_n(t)$ , de sorte que ces dérivées peuvent être regardées comme des fonctions connues du temps.

Les équations (5) s'appelleront les *équations aux variations* des équations (1). On voit que les équations aux variations sont linéaires.

Les équations (1) sont dites *canoniques* lorsque les variables  $x$  sont en nombre pair  $n = 2p$ , se répartissant en deux séries

$$x_1, x_2, \dots, x_p,$$

$$y_1, y_2, \dots, y_p,$$

et que les équations (1) peuvent s'écrire:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}. \quad (i=1, 2, \dots, p)$$

Elles ont alors la forme des équations de la dynamique et nous dirons, à l'exemple des Anglais, que le système d'équations (6) comporte  $p$  degrés de liberté.

On sait que ce système (6) admet une intégrale dite des forces vives:

$$F = \text{const.}$$

et que si l'on en connaît  $p - 1$  autres, on peut considérer les équations canoniques comme complètement intégrées.

Considérons en particulier le cas de  $n = 3$ ; nous pourrons alors regarder  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$  comme les coordonnées d'un point  $P$  dans l'espace. Les équations:

$$(6) \quad \frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2, \quad \frac{dx_3}{dt} = X_3$$

définissent alors la vitesse de ce point  $P$  en fonction de ses coordonnées. Considérons une solution particulière des équations (1)

$$x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \quad x_3 = \varphi_3(t).$$

Lorsque nous ferons varier le temps  $t$ , le point  $P$  décrira une certaine courbe dans l'espace; nous l'appellerons une *trajectoire*. À chaque solution particulière des équations (1) correspond donc une trajectoire et réciproquement.

Si les fonctions  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$  sont uniformes, par chaque point de l'espace passe une trajectoire et une seule. Il n'y a d'exception que si l'une de ces trois fonctions devient infinie ou si elles s'annulent toutes les trois. Les points où ces cas d'exception se présenteraient s'appelleraient *points singuliers*.

Considérons une courbe gauche quelconque. Par chacun des points de cette courbe passe une trajectoire; l'ensemble de ces trajectoires constitue une surface que j'appellerai *surface-trajectoire*.

Comme deux trajectoires ne peuvent se couper sinon en un point singulier, une surface-trajectoire qui ne passe en aucun point singulier ne peut être coupée par aucune trajectoire.

Nous aurons fréquemment dans la suite à nous occuper de la question de la stabilité. Il y aura *stabilité*, si les trois quantités  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x_3$  restent

inférieures à certaines limites quand le temps  $t$  varie depuis  $-\infty$  jusqu'à  $+\infty$ ; ou en d'autres termes, si la trajectoire du point  $P$  reste tout entière dans une région limitée de l'espace.

Supposons qu'il existe une surface-trajectoire fermée  $S$ ; cette surface partagera l'espace en deux régions, l'une intérieure, l'autre extérieure, et aucune trajectoire ne pourra passer d'une de ces régions dans l'autre. Si donc la position initiale du point  $P$  est dans la région intérieure, ce point y restera éternellement; sa trajectoire sera tout entière à l'intérieur de  $S$ . Il y aura donc stabilité.

Ainsi la question de stabilité se ramène à la recherche des surfaces trajectoires fermées.

On peut varier ce mode de représentation géométrique; supposons par exemple que l'on pose:

$$\begin{aligned}x_1 &= \phi_1(z_1, z_2, z_3), \\x_2 &= \phi_2(z_1, z_2, z_3), \\x_3 &= \phi_3(z_1, z_2, z_3),\end{aligned}$$

les  $\phi$  étant des fonctions de  $z$  qui sont uniformes pour toutes les valeurs réelles des  $z$ . Nous pourrons considérer non plus  $x_1, x_2, x_3$ , mais  $z_1, z_2, z_3$  comme les coordonnées d'un point dans l'espace. Quand on connaîtra la position de ce point, on connaîtra  $z_1, z_2, z_3$  et par conséquent  $x_1, x_2, x_3$ . Tout ce que nous avons dit plus haut reste exact.

Il suffit même que les trois fonctions  $\phi$  restent uniformes dans un certain domaine, pourvu qu'on ne sorte pas de ce domaine.

Si  $n > 3$ , ce mode de représentation ne peut plus être employé en général, à moins qu'on ne se résigne à envisager l'espace à plus de trois dimensions. Il est pourtant un cas où la difficulté peut être tournée.

Supposons par exemple que  $n = 4$  et qu'on connaisse une des intégrales des équations (1). Soit:

$$(7) \quad F(x_1, x_2, x_3, x_4) = C$$

cette intégrale. Nous regarderons la constante d'intégration  $C$  comme une donnée de la question. Nous pourrons alors tirer de l'équation (7) une des quatre quantités  $x_1, x_2, x_3, x_4$  en fonction des trois autres, ou

bien encore trouver trois variables auxiliaires  $z_1, z_2, z_3$  telles qu'en faisant:

$$\begin{aligned}x_1 &= \phi_1(z_1, z_2, z_3), & x_3 &= \phi_3(z_1, z_2, z_3), \\x_2 &= \phi_2(z_1, z_2, z_3), & x_4 &= \phi_4(z_1, z_2, z_3),\end{aligned}$$

on satisfasse à l'équation (7) quelles que soient les valeurs de  $z_1, z_2, z_3$ . Il arrivera souvent qu'on pourra choisir ces variables auxiliaires  $z$  de façon que les quatre fonctions  $\phi$  soient uniformes, sinon pour toutes les valeurs réelles des  $z$ , au moins dans un domaine d'où on n'aura pas à sortir.

On pourra alors représenter la situation du système par un point dont les coordonnées dans l'espace seront  $z_1, z_2$  et  $z_3$ .

Supposons par exemple que l'on ait des équations canoniques avec deux degrés de liberté:

$$\begin{aligned}\frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \frac{dF}{dy_2}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{dx_2}.\end{aligned}$$

Nous aurons quatre variables  $x_1, x_2, y_1, y_2$ , mais ces variables seront liées par l'équation des forces vives:

$$F = C,$$

de sorte que si nous regardons la constante des forces vives  $C$  comme connue, il n'y aura plus que trois variables indépendantes et que la représentation géométrique sera possible.

Nous distinguerons parmi les variables  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , les variables *linéaires* et les variables *angulaires*. Il pourra arriver que les fonctions  $X_1, X_2, \dots, X_n$  soient toutes périodiques par rapport à l'une des variables  $x_i$  et ne changent pas quand cette variable augmente de  $2\pi$ . La variable  $x_i$  et celles qui jouissent de la même propriété seront alors *angulaires*; les autres seront *linéaires*.

Je dirai que la situation du système n'a pas changé si toutes les variables angulaires ont augmenté d'un multiple de  $2\pi$  et si toutes les variables linéaires ont repris leurs valeurs primitives.

Nous adopterons alors un mode de représentation tel que le point représentatif  $P$  revienne au même point de l'espace quand une ou plu-

sieurs des variables angulaires aura augmenté de  $2\pi$ . Nous en verrons des exemples dans la suite.

Parmi les solutions particulières des équations (1), nous distinguerons les *solutions périodiques*. Soit

$$x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \dots, \quad x_n = \varphi_n(t)$$

une solution particulière des équations (1). Supposons qu'il existe une quantité  $h$  telle que:

$$\varphi_i(t + h) = \varphi_i(t)$$

quand  $x_i$  est une variable linéaire et:

$$\varphi_i(t + h) = \varphi_i(t) + 2k\pi, \quad (k \text{ étant entier})$$

quand  $x_i$  est une variable angulaire. Nous dirons alors que la solution considérée est *périodique* et que  $h$  est la période.

Si l'on adopte un mode de représentation géométrique tel que le point représentatif reste le même quand une des variables angulaires augmente de  $2\pi$ , toute solution périodique sera représentée par une trajectoire fermée.

### § 2. Calcul des limites.

L'une des plus belles découvertes de CAUCHY (Comptes rendus, tome 14, page 1020), quoiqu'elle ait été peut-être peu remarquée de son temps, est celle qu'il a appelée le calcul des limites et à laquelle nous conserverons ce nom, quelque mal justifié qu'il puisse être.

Considérons un système d'équations différentielles

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dy}{dx} &= f_1(x, y, z), \\ \frac{dz}{dx} &= f_2(x, y, z). \end{aligned}$$

Si  $f_1$  et  $f_2$  peuvent être développés suivant les puissances croissantes de  $x, y$  et  $z$ , ces équations admettront une solution de la forme suivante

$$y = \varphi_1(x), \quad z = \varphi_2(x),$$

$\varphi_1$  et  $\varphi_2$  étant des séries développées suivant les puissances croissantes de  $x$  et s'annulant avec  $x$ .

Pour le démontrer, CAUCHY remplace les deux fonctions  $f_1$  et  $f_2$  par une expression de la forme:

$$f'(x, y, z) = \frac{M}{(1 - \alpha x)(1 - \beta y)(1 - \gamma z)},$$

en choisissant  $M, \alpha, \beta, \gamma$  de façon que chaque terme de  $f'$  ait un plus grand coefficient (en valeur absolue) que le terme correspondant de  $f_1$  et de  $f_2$ . En remplaçant ainsi  $f_1$  et  $f_2$  par  $f'$ , on augmente les coefficients de  $\varphi_1$  et de  $\varphi_2$ , et comme ces deux séries sont convergentes après ce changement, elles devaient l'être également avant ce changement.

Tel est le principe fondamental du calcul des limites dont CAUCHY a fait d'ailleurs beaucoup d'autres applications et que plusieurs géomètres ont notablement perfectionné depuis.

Le plus grand de ces perfectionnements est dû à M. WEIERSTRASS qui a remplacé la fonction  $f'(x, y, z)$  de CAUCHY par une autre plus simple qui peut jouer le même rôle.

Ecrivons les équations (1) sous la forme:

$$(1') \quad \begin{aligned} \frac{dy}{dt} &= f_1(x, y, z), \\ \frac{dz}{dt} &= f_2(x, y, z), \\ \frac{dx}{dt} &= f(x, y, z) = 1. \end{aligned}$$

Remplaçons-y ensuite  $f, f_1$  et  $f_2$  par la fonction de M. WEIERSTRASS

$$f'(x, y, z) = \frac{M}{1 - \alpha(x + y + z)};$$

elles deviendront:

$$(2') \quad \frac{dx}{dt} = \frac{dy}{dt} = \frac{dz}{dt} = \frac{M}{1 - \alpha(x + y + z)}.$$

Les équations (1') sont satisfaites formellement par des séries:

$$x = \varphi(t) = t, \quad y = \varphi_1(t), \quad z = \varphi_2(t)$$

développées suivant les puissances croissantes de  $t$  et s'annulant avec  $t$ .

De même les équations (2') seront satisfaites par des séries

$$x = \varphi'(t), \quad y = \varphi'_1(t), \quad z = \varphi'_2(t)$$

développées suivant les puissances croissantes de  $t$  et s'annulant avec  $t$ . (On voit facilement d'ailleurs que  $\varphi'(t) = \varphi'_1(t) = \varphi'_2(t)$ .)

Si  $M$  et  $\alpha$  sont convenablement choisis, les coefficients des séries  $\varphi'$  sont plus grands que ceux des séries  $\varphi$ ; or les séries  $\varphi'$  convergent; donc les séries  $\varphi$  convergent également.

C. Q. F. D.

Je n'insiste pas sur ces démonstrations qui sont devenues tout à fait classiques et qui se trouvent développées dans tous les traités un peu complets d'analyse, par exemple dans le Cours d'Analyse de M. JORDAN (tome 3, page 87).

Mais on peut aller plus loin.

**Théorème I.** Imaginons que les fonctions  $f_1$  et  $f_2$  dépendent, non seulement de  $x, y$  et  $z$ , mais d'un certain paramètre arbitraire  $\mu$  et qu'elles puissent se développer suivant les puissances croissantes de  $x, y, z$  et  $\mu$ . Ecrivons alors les équations (1) sous la forme:

$$(1'')$$

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= f(x, y, z, \mu) = 1, \\ \frac{dy}{dt} &= f_1(x, y, z, \mu), \\ \frac{dz}{dt} &= f_2(x, y, z, \mu). \end{aligned}$$

On peut trouver trois séries

$$\begin{aligned} x &= \varphi(t, \mu, x_0, y_0, z_0) = t + x_0, & y &= \varphi_1(t, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ z &= \varphi_2(t, \mu, x_0, y_0, z_0) \end{aligned}$$

qui satisfassent formellement aux équations (1''), qui soient développées suivant les puissances croissantes de  $t$ , de  $\mu$  et de trois constantes d'intégration  $x_0, y_0, z_0$  et qui enfin se réduisent respectivement à  $x_0, y_0$  et  $z_0$  pour  $t = 0$ .

Je dis que ces séries convergent pourvu que  $t, \mu, x_0, y_0$  et  $z_0$  soient suffisamment petits.

En effet remplaçons  $f, f_1$  et  $f_2$  par la fonction:

$$f'(x, y, z, \mu) = \frac{M}{(1 - \beta\mu)[1 - \alpha(x + y + z)]}.$$

Cette fonction  $f'$  peut être développée suivant les puissances de  $x, y, z$  et  $\mu$ . On peut prendre  $M, \alpha$  et  $\beta$  assez grands pour que chaque terme de  $f'$  soit plus grand que le terme correspondant de  $f$ , de  $f_1$  et de  $f_2$ .

Nous obtiendrons ainsi les équations

$$(2'') \quad \frac{dx}{dt} = \frac{dy}{dt} = \frac{dz}{dt} = \frac{M}{(1 - \beta\mu)[1 - \alpha(x + y + z)]}.$$

On peut trouver trois séries

$$\begin{aligned} x &= \varphi'(t, \mu, x_0, y_0, z_0), & y &= \varphi'_1(t, \mu, x_0, y_0, z_0) \\ z &= \varphi'_2(t, \mu, x_0, y_0, z_0) \end{aligned}$$

développées suivant les puissances de  $t, \mu, x_0, y_0, z_0$ , satisfaisant aux équations (2'') et se réduisant respectivement à  $x_0, y_0, z_0$  pour  $t = 0$ .

En raisonnant comme le faisait CAUCHY, on démontrerait que chaque terme des séries  $\varphi'$  est plus grand que le terme correspondant des séries  $\varphi$ . Or les séries  $\varphi'$  convergent, si  $t, \mu, x_0, y_0$  et  $z_0$  sont assez petits. Donc les séries  $\varphi$  convergent également.

C. Q. F. D.

On peut tirer de là diverses conséquences.

**Théorème II.** Nous venons de voir que  $x, y$  et  $z$  peuvent être développés suivant les puissances de  $t, \mu, x_0, y_0$  et  $z_0$  pourvu que ces cinq variables, y compris  $t$ , soient suffisamment petites.

Je dis que  $x, y$  et  $z$  pourront encore être développés suivant les puissances des *quatre* variables  $\mu, x_0, y_0$  et  $z_0$ , quelque grand que soit  $t$  pourvu que les quatre variables  $\mu, x_0, y_0$  et  $z_0$  soient assez petites. Il y a toutefois un cas d'exception sur lequel je reviendrai.

En effet nous trouvons d'abord trois séries

$$\begin{aligned}x &= \varphi(t, \mu, x_0, y_0, z_0), & y &= \varphi_1(t, \mu, x_0, y_0, z_0), \\z &= \varphi_2(t, \mu, x_0, y_0, z_0)\end{aligned}$$

qui définissent  $x, y$  et  $z$  pour les valeurs suffisamment petites de  $\mu, x_0, y_0, z_0$  et quand

$$|t| < \rho,$$

$\rho$  étant le rayon de convergence de ces séries. Si donc  $t_1$  est un point intérieur au cercle de convergence et si  $x_1, y_1$  et  $z_1$  sont les valeurs de  $x, y$  et  $z$  pour  $t = t_1$ , on voit que  $x_1, y_1$  et  $z_1$  sont des fonctions holomorphes de  $\mu, x_0, y_0$  et  $z_0$ , c'est à dire développables suivant les puissances de ces variables si elles sont assez petites.

Soient ensuite  $x_1^0, y_1^0$  et  $z_1^0$  les valeurs de  $x_1, y_1$  et  $z_1$  pour

$$\mu = x_0 = y_0 = z_0 = 0.$$

Cela posé, on aura dans le voisinage du point  $t = t_1$

$$(3) \quad \begin{aligned}x &= \varphi'(t - t_1, \mu, x_1 - x_1^0, y_1 - y_1^0, z_1 - z_1^0), \\y &= \varphi'_1(t - t_1, \mu, x_1 - x_1^0, y_1 - y_1^0, z_1 - z_1^0), \\z &= \varphi'_2(t - t_1, \mu, x_1 - x_1^0, y_1 - y_1^0, z_1 - z_1^0).\end{aligned}$$

Les séries  $\varphi', \varphi'_1$  et  $\varphi'_2$ , tout à fait analogues aux séries  $\varphi, \varphi_1$  et  $\varphi_2$ , sont définies comme il suit.

Elles satisfont aux équations différentielles; elles sont développées suivant les puissances de  $t - t_1, \mu, x_1 - x_1^0, y_1 - y_1^0$  et  $z_1 - z_1^0$ ; elles se réduisent à  $x_1, y_1$  et  $z_1$  pour  $t = t_1$ .

Elles convergeront si  $\mu, x_1 - x_1^0, y_1 - y_1^0, z_1 - z_1^0$  sont assez petits et si

$$|t - t_1| < \rho_1,$$

$\rho_1$  étant le rayon du nouveau cercle de convergence  $C_1$ .

Si  $t$  est un point intérieur à ce nouveau cercle de convergence  $C_1$ , on voit que  $x, y$  et  $z$  seront fonctions holomorphes de  $\mu, x_1 - x_1^0, y_1 - y_1^0$  et  $z_1 - z_1^0$ . Mais  $x_1 - x_1^0, y_1 - y_1^0, z_1 - z_1^0$  sont déjà fonctions holomorphes de  $\mu, x_0, y_0, z_0$ . Donc, pour tout point  $t$  intérieur au cercle

$C_1$ , les trois quantités  $x, y$  et  $z$  sont des fonctions holomorphes de  $\mu, x_0, y_0, z_0$  développables selon les puissances de ces variables si elles sont assez petites.

Supposons maintenant que le point  $t$  soit extérieur au cercle  $C_1$ , le théorème sera encore vrai; il est clair en effet qu'il suffit pour le démontrer pour une valeur quelconque de  $t$ , de répéter le raisonnement précédent un nombre suffisant de fois, pourvu que les rayons  $\rho_1, \rho_2, \dots$  des cercles de convergence envisagés successivement restent supérieurs à une quantité donnée.

Cette convergence sera d'ailleurs uniforme pour toute valeur de  $t$  inférieure à  $t_0$ , quelque grand que soit  $t_0$ .

On ne serait arrêté que dans un cas.

Le théorème de CAUCHY cesse d'être vrai si les fonctions  $f_1$  et  $f_2$  ne sont plus holomorphes en  $x, y, z$ ; par exemple si elles deviennent infinies, ou cessent d'être uniformes.

Si on ne peut pas développer les fonctions  $f, f_1$  et  $f_2$  suivant les puissances croissantes de  $\mu$ , de  $x - x_1^0, y - y_1^0, z - z_1^0$ , il n'existera pas en général trois séries  $\varphi', \varphi'_1$  et  $\varphi'_2$  de la forme (3) satisfaisant aux équations différentielles.

On dit alors que le point

$$x = x_1^0, \quad y = y_1^0, \quad z = z_1^0$$

est un point singulier.

Si donc, en faisant varier  $t$ , on voyait le point mobile  $(x, y, z)$  passer par un point singulier, notre théorème serait en défaut. Si  $t$  variant depuis  $t = 0$  jusqu'à  $t = t_0$ , le point mobile  $(x, y, z)$  ne passe par aucun point singulier, le rayon de convergence de la série de CAUCHY ne pourra s'annuler et on pourra lui assigner une limite inférieure, de sorte que les trois fonctions  $x, y, z$  seront développables suivant les puissances de  $\mu, x_0, y_0, z_0$  pour toute valeur de  $t$  inférieure à  $t_0$ . Mais si pour  $t = t_0$ , le point  $(x, y, z)$  se confond avec un point singulier, le théorème cessera d'être vrai pour les valeurs de  $t$  supérieures à  $t_0$ .

Notre théorème comporte donc un cas d'exception. Mais ce cas ne se présentera pas dans le problème des trois corps et nous n'avons pas à nous en inquiéter. Soient en effet:

$$(x_1, y_1, z_1), (x_2, y_2, z_2), (x_3, y_3, z_3)$$

les coordonnées des trois corps,  $r_{23}$ ,  $r_{13}$ ,  $r_{12}$  leurs distances mutuelles,  $m_1$ ,  $m_2$  et  $m_3$  leurs masses. Les équations du problème seront de la forme suivante:

$$\frac{d^2x_1}{dt^2} = \frac{m_2(x_2 - x_1)}{r_{12}^3} + \frac{m_3(x_3 - x_1)}{r_{13}^3}.$$

Le second membre de cette équation ne pourrait cesser d'être holomorphe en  $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, x_3, y_3, z_3$  que si l'une des trois distances  $r_{23}, r_{13}, r_{12}$  venait à s'annuler, c'est à dire si deux corps venaient à ce choquer. Or nous n'appliquerons jamais notre théorème que quand on sera certain qu'un pareil choc ne peut se produire.

Le même résultat peut encore être établi d'une autre manière. Reprenons les équations:

$$\frac{dx}{dt} = f(x, y, z, \mu),$$

$$\frac{dy}{dt} = f_1(x, y, z, \mu),$$

$$\frac{dz}{dt} = f_2(x, y, z, \mu).$$

Les fonctions  $f, f_1, f_2$  pourront en général être développées suivant les puissances croissantes de  $x - x_0, y - y_0, z - z_0, \mu - \mu_0$ , pour les valeurs de  $x, y, z$  et  $\mu$  suffisamment voisines de  $x_0, y_0, z_0$  et  $\mu_0$ . S'il existe un système de valeurs de  $x_0, y_0, z_0, \mu_0$  pour lequel cela n'ait pas lieu, je dirai que ce système de valeurs est *un des points singuliers* de nos équations différentielles.

Cela posé, ces équations admettront une solution telle que  $x, y$  et  $z$  s'annulent avec  $t$ ; et cette solution dépendra manifestement de  $\mu$ . Soit:

$$x = \omega_1(t, \mu), \quad y = \omega_2(t, \mu), \quad z = \omega_3(t, \mu)$$

cette solution. Il résulte de la définition même de cette solution que l'on a, quel que soit  $\mu$ :

$$\omega_1(0, \mu) = \omega_2(0, \mu) = \omega_3(0, \mu) = 0.$$

Dans la plupart des applications, on pourra effectuer l'intégration pour  $\mu = 0$ , de telle sorte que les fonctions  $\omega_1(t, 0), \omega_2(t, 0), \omega_3(t, 0)$  seront

connues. Je suppose que, pour aucune des valeurs de  $t$  comprises entre  $o$  et  $t_1$ , le système de valeurs

$$\omega_1(t, o), \omega_2(t, o), \omega_3(t, o), o$$

ne soit un point singulier de nos équations différentielles.

Pour employer un langage incorrect, mais commode, je dirai que la solution particulière

$$x = \omega_1(t, o), \quad y = \omega_2(t, o), \quad z = \omega_3(t, o)$$

ne passe par aucun point singulier.

Si cela n'avait pas lieu, nous nous trouverions dans le cas d'exception dont j'ai parlé plus haut.

Si au contraire cela a lieu, ce que je supposerai, je dis que les expressions  $\omega_1(t_1, \mu), \omega_2(t_1, \mu), \omega_3(t_1, \mu)$  sont des fonctions de  $\mu$  développables suivant les puissances croissantes de cette variable.

Posons en effet

$$x = \xi + \omega_1(t, o), \quad y = \eta + \omega_2(t, o), \quad z = \zeta + \omega_3(t, o),$$

les équations différentielles deviendront:

$$(4) \quad \begin{aligned} \frac{d\xi}{dt} &= \varphi(\xi, \eta, \zeta, t, \mu), \\ \frac{d\eta}{dt} &= \varphi_1(\xi, \eta, \zeta, t, \mu), \\ \frac{d\zeta}{dt} &= \varphi_2(\xi, \eta, \zeta, t, \mu). \end{aligned}$$

Il résulte de l'hypothèse que nous avons faite que pour toutes les valeurs de  $t$  comprises entre  $o$  et  $t_1$ , les fonctions  $\varphi, \varphi_1$  et  $\varphi_2$  peuvent être développées suivant les puissances de  $\xi, \eta, \zeta$  et  $\mu$ , les coefficients du développement étant des fonctions du temps.

J'observe de plus que pour  $\mu = o$ , les équations différentielles doivent être satisfaites pour

$$\xi = \eta = \zeta = o,$$

ce qui veut dire que  $\varphi, \varphi_1$  et  $\varphi_2$  s'annulent quand  $\mu, \xi, \eta, \zeta$  s'annulent à la fois.

On pourra alors trouver deux nombres positifs  $M$  et  $\alpha$  tels que, pour toutes les valeurs de  $t$  comprises entre 0 et  $t_1$ , chaque coefficient du développement de  $\varphi$ ,  $\varphi_1$  ou  $\varphi_2$  suivant les puissances croissantes de  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$  et  $\mu$  soit plus petit en valeur absolue que le coefficient correspondant du développement de:

$$\frac{M(\xi + \eta + \zeta + \mu)}{1 - \alpha(\xi + \eta + \zeta + \mu)}$$

ou a fortiori que le coefficient correspondant du développement de:

$$\psi(\xi, \eta, \zeta, \mu) = \frac{M(\xi + \eta + \zeta + \mu)[1 + \alpha(\xi + \eta + \zeta + \mu)]}{1 - \alpha(\xi + \eta + \zeta + \mu)}.$$

Comparons donc les équations (4) aux suivantes:

$$(5) \quad \frac{d\xi}{dt} = \frac{d\eta}{dt} = \frac{d\zeta}{dt} = \psi(\xi, \eta, \zeta, \mu).$$

La solution des équations (4), qui est telle que  $\xi$ ,  $\eta$  et  $\zeta$  s'annulent à la fois pour  $t = 0$ , s'écrit:

$$\begin{aligned} \xi &= \omega_1(t, \mu) - \omega_1(t, 0), & \eta &= \omega_2(t, \mu) - \omega_2(t, 0), \\ \zeta &= \omega_3(t, \mu) - \omega_3(t, 0). \end{aligned}$$

D'un autre côté les équations (5) admettent une solution:

$$\xi = \eta = \zeta = \omega'(t, \mu)$$

telle que  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$  s'annulent avec  $t$ .

En raisonnant comme l'a fait CAUCHY, on verrait que si  $\omega'(t, \mu)$  est développable suivant les puissances croissantes de  $\mu$ , il doit en être de même de  $\omega_1(t, \mu) - \omega_1(t, 0)$ ,  $\omega_2(t, \mu) - \omega_2(t, 0)$ ,  $\omega_3(t, \mu) - \omega_3(t, 0)$ , et que chaque coefficient du développement de ces trois dernières fonctions est plus petit en valeur absolue que le coefficient correspondant de  $\omega'(t, \mu)$ , au moins pour toutes les valeurs de  $t$  telles que

$$0 < t < t_1.$$

Or les équations (5) sont faciles à intégrer et on vérifie aisément que

$\omega'(t, \mu)$  peut se développer suivant les puissances de  $\mu$ . Donc  $\xi, \eta$  et  $\zeta$  sont également développables suivant les puissances de  $\mu$  pourvu que

$$0 < t < t_1.$$

C. Q. F. D.

**Théorème III.** Cela posé, soit:

$$\begin{aligned} x &= \omega_1(t, \mu, x_0, y_0, z_0), & y &= \omega_2(t, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ z &= \omega_3(t, \mu, x_0, y_0, z_0) \end{aligned}$$

celle des solutions de nos équations différentielles, qui est telle que:

$$x = x_0, \quad y = y_0, \quad z = z_0$$

pour  $t = 0$ .

Considérons les fonctions:

$$\begin{aligned} \omega_1(t_1 + \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), & \quad \omega_2(t_1 + \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ \omega_3(t_1 + \tau, \mu, x_0, y_0, z_0). \end{aligned}$$

Je dis qu'elles sont développables suivant les puissances de  $\mu, x_0, y_0, z_0$  et  $\tau$  pourvu que ces quantités soient suffisamment petites.

Posons en effet

$$\begin{aligned} x &= x' + x_0, & y &= y' + y_0, & z &= z' + z_0, \\ t &= t' \frac{t_1 + \tau}{t_1}. \end{aligned}$$

Nos équations deviendront:

$$\begin{aligned} \frac{dx'}{dt'} &= \left(1 + \frac{\tau}{t_1}\right) f(x' + x_0, y' + y_0, z' + z_0, \mu), \\ \frac{dy'}{dt'} &= \left(1 + \frac{\tau}{t_1}\right) f_1(x' + x_0, y' + y_0, z' + z_0, \mu), \\ \frac{dz'}{dt'} &= \left(1 + \frac{\tau}{t_1}\right) f_2(x' + x_0, y' + y_0, z' + z_0, \mu). \end{aligned}$$

Ces équations contiennent cinq paramètres arbitraires à savoir

$$\mu, x_0, y_0, z_0, \tau.$$

Considérons donc la solution de ces équations qui est telle que  $x', y', z'$  s'annulent avec  $t'$ ; soit:

$$\begin{aligned}x' &= \omega_1'(t', \mu, x_0, y_0, z_0, \tau), \\y' &= \omega_2'(t', \mu, x_0, y_0, z_0, \tau), \\z' &= \omega_3'(t', \mu, x_0, y_0, z_0, \tau).\end{aligned}$$

Il résulte de ce que nous venons de voir que si l'on fait  $t' = t_1$  les expressions:

$$\begin{aligned}\omega_1'(t_1, \mu, x_0, y_0, z_0, \tau), \\ \omega_2'(t_1, \mu, x_0, y_0, z_0, \tau), \\ \omega_3'(t_1, \mu, x_0, y_0, z_0, \tau)\end{aligned}$$

sont développables suivant les puissances de  $\mu, x_0, y_0, z_0$  et  $\tau$ . Mais il est manifeste que l'on a:

$$(6) \quad \begin{aligned}\omega_1'(t_1, \mu, x_0, y_0, z_0, \tau) &= \omega_1(t_1 + \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ \omega_2'(t_1, \mu, x_0, y_0, z_0, \tau) &= \omega_2(t_1 + \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ \omega_3'(t_1, \mu, x_0, y_0, z_0, \tau) &= \omega_3(t_1 + \tau, \mu, x_0, y_0, z_0).\end{aligned}$$

Donc les seconds membres des équations (6) sont également développables suivant les puissances de  $\mu, x_0, y_0, z_0$  et  $\tau$ .

C. Q. F. D.

**Théorème IV.** CAUCHY a tiré du calcul des limites un autre théorème d'une extrême importance.

Voici quel est ce théorème:

Si on a  $n + p$  quantités  $y_1, y_2, \dots, y_n, x_1, x_2, \dots, x_p$  entre lesquelles ont lieu  $n$  relations:

$$(7) \quad \begin{aligned}f_1(y_1, y_2, \dots, y_n, x_1, x_2, \dots, x_p) &= 0, \\f_2(y_1, y_2, \dots, y_n, x_1, x_2, \dots, x_p) &= 0, \\&\vdots \\f_n(y_1, y_2, \dots, y_n, x_1, x_2, \dots, x_p) &= 0;\end{aligned}$$

si les  $f$  sont développables suivant les puissances des  $x$  et des  $y$  et s'annulent avec ces  $n + p$  variables;

si enfin le déterminant fonctionnel des  $f$  par rapport aux  $y$  n'est pas nul quand les  $x$  et les  $y$  s'annulent à la fois;

on pourra tirer des équations (7) les  $n$  inconnues  $y$  sous la forme de séries développées suivant les puissances croissantes de  $x_1, x_2, \dots, x_p$ .

Considérons en effet  $x_1$  comme la seule variable indépendante  $x_2, x_3, \dots, x_p$  comme des paramètres arbitraires, nous pourrons remplacer les équations (7) par les  $n$  équations différentielles:

$$(8) \quad \frac{df_i}{dy_1} \frac{dy_1}{dx_1} + \frac{df_i}{dy_2} \frac{dy_2}{dx_1} + \dots + \frac{df_i}{dy_n} \frac{dy_n}{dx_1} + \frac{df_i}{dx_1} = 0. \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

Nous sommes ainsi ramenés au cas dont nous venons de nous occuper.

En particulier si  $f(y, x_1, x_2, \dots, x_n)$  est une fonction développable suivant les puissances de  $y, x_1, x_2, \dots, x_n$ ; si quand les  $x$  et  $y$  s'annulent à la fois on a:

$$f = 0, \quad \frac{df}{dy} > 0;$$

si enfin  $y$  est défini par l'égalité

$$f = 0,$$

$y$  sera développable suivant les puissances de  $x$ .

Il nous resterait à examiner ce qui se passe quand le déterminant fonctionnel des  $f$  par rapport aux  $y$  est nul. Cette question a fait l'objet de recherches nombreuses sur lesquelles je ne puis insister ici, mais au premier rang desquelles il convient de citer les travaux de M. PUISEUX sur les racines des équations algébriques. J'ai eu moi-même l'occasion de m'occuper de recherches analogues dans la première partie de ma thèse inaugurale (Paris, Gauthier-Villars, 1879). Je me bornerai donc à énoncer les théorèmes suivants, en me bornant à renvoyer pour les démonstrations, soit aux traités classiques, soit à ma thèse.

**Théorème V.** Soit  $y$  une fonction de  $x$  définie par l'équation

$$(9) \quad f(y, x) = 0$$

où  $f$  est développable suivant les puissances de  $x$  et de  $y$ .

Je suppose que pour  $x = y = 0$ ,  $f$  s'annule ainsi que:

$$\frac{df}{dy}, \frac{d^2f}{dy^2}, \dots, \frac{d^{m-1}f}{dy^{m-1}},$$

mais que  $\frac{d^m f}{dy^m}$  ne s'annule pas.

Il existera  $m$  séries de la forme suivante:

$$(10) \quad y = a_1 x^{\frac{1}{n}} + a_2 x^{\frac{2}{n}} + a_3 x^{\frac{3}{n}} + \dots$$

(où  $n$  est entier positif et où  $a_1, a_2, \dots$  sont des coefficients constants) qui satisferont à l'équation (9).

*Corollaire I.* Si la série (10) satisfait à l'équation (9) il en est de même de la série:

$$y = a_1 \alpha x^{\frac{1}{n}} + a_2 \alpha^2 x^{\frac{2}{n}} + a_3 \alpha^3 x^{\frac{3}{n}} + \dots$$

ou  $\alpha$  est une racine  $n^e$  de l'unité.

*Corollaire II.* Le nombre des séries de la forme (10) développées suivant les puissances de  $x^{\frac{1}{n}}$ , (sans pouvoir être développées suivant les puissances de  $x^{\frac{1}{p}}$ ,  $p < n$ ) est divisible par  $n$ .

*Corollaire III.* Si  $k_1 n_1$  est le nombre des séries (10) développables suivant les puissances de  $x^{\frac{1}{n_1}}$ , si  $k_2 n_2$  est le nombre des séries (10) développables suivant les puissances de  $x^{\frac{1}{n_2}}$ , ..., si  $k_p n_p$  est le nombre des séries (10) développables suivant les puissances de  $x^{\frac{1}{n_p}}$  on aura:

$$k_1 n_1 + k_2 n_2 + \dots + k_p n_p = m,$$

d'où l'on conclut que si  $m$  est impair, l'un au moins des nombres  $n_1, n_2, \dots, n_p$  est aussi impair.

**Théorème VI.** Si l'on a les équations

$$(11) \quad \begin{aligned} f_1(y_1, y_2, \dots, y_p, x) &= 0, \\ f_2(y_1, y_2, \dots, y_p, x) &= 0, \\ &\vdots \\ f_p(y_1, y_2, \dots, y_p, x) &= 0, \end{aligned}$$

dont les premiers membres sont développables suivant les puissances des  $y$  et de  $x$  et s'annulent avec ces variables, on pourra toujours éliminer entre ces équations

$$y_2, y_3, \dots, y_p$$

et arriver à une équation unique:

$$f(y_1, x) = 0$$

de même forme que l'équation (9) du théorème précédent.

Il n'y aurait d'exception que si les équations (11) cessaient d'être distinctes.

*Corollaire des théorèmes V et VI.* Le théorème IV s'applique toutes les fois que le déterminant fonctionnel des  $f$  n'est pas nul, c'est à dire toutes les fois que quand les  $x$  s'annulent, les équations

$$(7) \quad f_1 = f_2 = \dots = f_n = 0$$

admettent

$$y_1 = y_2 = \dots = y_n = 0$$

comme une solution *simple*.

Il résulte des théorèmes V et VI et de leurs corollaires énoncés plus haut que le théorème IV est encore vrai si cette solution est multiple, *pourvu que l'ordre de multiplicité soit impair*.

### § 3. Applications du calcul des limites aux équations aux dérivées partielles.

CAUCHY avait déjà appliqué le procédé du calcul des limites aux équations aux dérivées partielles. Madame KOWALEVSKI a considérablement simplifié la démonstration de CAUCHY et a donné au théorème sa forme définitive.

Voici en quoi consiste le théorème de Madame KOWALEVSKI (Journal de Crelle, tome 80).

Considérons un système d'équations aux dérivées partielles définissant  $n$  inconnues  $z_1, z_2, \dots, z_n$  en fonctions de  $p$  variables indépendantes.

Supposons que ce système s'écrive:

$$(I) \quad \begin{aligned} \frac{dz_1}{dx_1} &= f_1(x_1, x_2, \dots, x_p; \frac{dz_1}{dx_2}, \frac{dz_1}{dx_3}, \dots, \frac{dz_1}{dx_p}), \\ \frac{dz_2}{dx_1} &= f_2(x_1, x_2, \dots, x_p; \frac{dz_2}{dx_2}, \frac{dz_2}{dx_3}, \dots, \frac{dz_2}{dx_p}), \\ &\vdots \\ \frac{dz_n}{dx_1} &= f_n(x_1, x_2, \dots, x_p; \frac{dz_n}{dx_2}, \frac{dz_n}{dx_3}, \dots, \frac{dz_n}{dx_p}), \end{aligned}$$

$f_1, f_2, \dots, f_n$  étant développés suivant les puissances de

$x_1, x_2, \dots, x_p$  et des  $\frac{dz_i}{dx_k} = \alpha_{ik}$

( $i$  prend les valeurs  $1, 2, \dots, n$ ;  $k$  les valeurs  $2, 3, \dots, p$ ; enfin les  $\alpha_{ik}$  sont des constantes quelconques).

Soit maintenant

$$\psi_1(x_2, x_3, \dots, x_p), \psi_2(x_2, x_3, \dots, x_p), \dots, \psi_n(x_2, x_3, \dots, x_p)$$

$n$  fonctions données quelconques, développées suivant les puissances croissantes de  $x_1, x_2, \dots, x_p$  et telles que:

$$\frac{d\psi_i}{dx_k} = \alpha_{ik}$$

pour

$$x_a = x_s = \dots = x_p = 0.$$

*Il existera n fonctions*

$$z_1 = \varphi_1(x_1, x_2, \dots, x_p), \quad z_2 = \varphi_2(x_1, x_2, \dots, x_p), \quad \dots, \quad z_n = \varphi_n(x_1, x_2, \dots, x_p)$$

développables suivant les puissances de  $x_1, x_2, \dots, x_p$ , qui satisferont aux équations (1) et qui se réduiront respectivement à  $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_n$  pour  $x_1 = 0$ .

J'ai moi-même cherché à étendre les résultats obtenus par Madame KOWALEVSKI (*Thèse inaugurale*, Paris, Gauthier-Villars, 1879) et j'ai étudié en détail les cas que la savante mathématicienne avait laissés de côté.

Je me suis attaché en particulier à l'équation:

$$(2) \quad X_1 \frac{dz}{dx_1} + X_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + X_n \frac{dz}{dx_n} = \lambda_1 z,$$

où  $X_1, X_2, \dots, X_n$  sont développés suivant les puissances de  $x_1, x_2, \dots, x_n$ ; je suppose de plus que dans le développement de  $X_1, X_2, \dots, X_n$ , il n'y ait pas de terme tout connu et que les termes du 1<sup>er</sup> degré se réduisent respectivement à  $\lambda_1 x_1, \lambda_2 x_2, \dots, \lambda_n x_n$ , de telle sorte que

$$X_i = \lambda_i x_i - Y_i,$$

$Y_i$  désignant une suite de termes du 2<sup>d</sup> degré au moins par rapport à  $x_1, x_2, \dots, x_n$ .

J'ai démontré qu'à certaines conditions cette équation admet une intégrale holomorphe développable suivant les puissances de  $x_1, x_2, \dots, x_n$ .

Pour que cette intégrale existe, il suffit:

1° que le polygone convexe qui contient les  $n$  points  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$  ne contienne pas l'origine,

2° que l'on n'ait aucune relation de la forme

$$m_2 \lambda_2 + \dots + m_n \lambda_n = \lambda_1$$

où les  $m$  sont des entiers positifs dont la somme est plus grande que 1.<sup>1</sup>

Je vais chercher à généraliser le résultat obtenu dans ma thèse.

Au lieu de l'équation (2) envisageons l'équation suivante:

$$(3) \quad \frac{dz}{dt} + X_1 \frac{dz}{dx_1} + X_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + X_n \frac{dz}{dx_n} = \lambda_1 z.$$

<sup>1</sup> Dans ma thèse, je n'énonce pas cette restriction et je ne suppose pas que la somme des  $m$  soit plus grande que 1. Il semblerait donc que le théorème est en défaut quand on a par exemple  $\lambda_2 = \lambda_1$ . Il n'en est rien. Si l'on avait

$$m_2 \lambda_2 + \dots + m_n \lambda_n = \lambda_1 \quad (m_2 + m_3 + \dots + m_n > 1)$$

certains coefficients du développement prendraient la forme  $\frac{A}{0}$  et deviendraient infinis.

C'est pour cette raison que nous avons dû supposer qu'une pareille relation n'a pas lieu.

Si l'on avait au contraire  $\lambda_2 = \lambda_1$  certains coefficients prendraient la forme  $\frac{0}{0}$ .

Nous avons encore

$$X_i = \lambda_i x_i - Y_i,$$

$Y_i$  désignant une fonction développée suivant les puissances de  $x_1, x_2, \dots, x_n$  et ne comprenant que des termes du 2<sup>d</sup> degré au moins par rapport à ces  $n$  variables. Mais  $Y_i$  ne dépend pas seulement des  $x$ , il dépend aussi de  $t$ , de sorte que les coefficients du développement de  $Y_i$  suivant les puissances des  $x$  sont des fonctions de  $t$ . Nous supposerons que ce sont des fonctions périodiques de  $t$  de période  $2\pi$  développées suivant les sinus et cosinus des multiples de  $t$ .

Je me propose de chercher dans quel cas l'équation (3) admettra une intégrale holomorphe développée suivant les puissances de  $x_1, x_2, \dots, x_n$  et telle que les coefficients du développement soient des fonctions périodiques de  $t$ .

Voyons d'abord qu'elle va être la forme de  $Y_i$ . Nous allons développer  $Y_i$  suivant les puissances croissantes de  $x_1, x_2, \dots, x_n$ ; considérons le terme en

$$x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}.$$

Le coefficient de ce terme étant une fonction périodique de  $t$  pourra se développer suivant les sinus et cosinus des multiples de  $t$ , ou ce qui revient au même suivant les puissances positives et négatives de  $e^{it\sqrt{-1}}$ .

Nous pourrons donc écrire

$$Y_i = \sum C_{i,\beta,\alpha_1\alpha_2\dots\alpha_n} e^{\beta it\sqrt{-1}} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}.$$

Les  $C$  sont des coefficients constants;  $\beta$  est un entier positif ou négatif;  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$  sont des entiers positifs tels que

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_n \geq 2.$$

J'écrirai aussi quelquefois en supprimant les indices:

$$Y_i = \sum C e^{\beta it\sqrt{-1}} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}.$$

Posons maintenant:

$$Y'_i = \sum |C| e^{\beta it\sqrt{-1}} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}$$

et envisageons l'équation suivante:

$$(4) \quad (\lambda'_1 x_1 - Y'_1) \frac{dz}{dx_1} + (\lambda'_2 x_2 - Y'_2) \frac{dz}{dx_2} + \dots + (\lambda'_n x_n - Y'_n) \frac{dz}{dx_n} = \lambda'_1 z.$$

Dans cette équation  $\frac{dz}{dt}$  n'entre plus; nous pouvons donc regarder  $t$  comme un paramètre arbitraire et  $x_1, x_2, \dots, x_n$  comme les seules variables indépendantes. Si donc les quantités  $\lambda'_1, \lambda'_2, \dots, \lambda'_n$  satisfont aux conditions que nous avons énoncées plus haut, l'équation (4) (qui est de même forme que l'équation (2)) admettra une intégrale holomorphe.

Nous supposerons

$$\lambda'_1 = \lambda'_2 = \dots = \lambda'_n.$$

Nous supposerons de plus  $\lambda'_1$  réel et positif.

Cela posé, soit

$$(5) \quad z = \sum A_{\beta, \alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n} e^{\beta t \sqrt{-1}} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}$$

une série satisfaisant formellement à l'équation (3). Comment pourra-t-on calculer les coefficients  $A$  par récurrence.

En écrivant l'équation (3) sous la forme

$$\frac{dz}{dt} + \lambda_1 x_1 \frac{dz}{dx_1} + \dots + \lambda_n x_n \frac{dz}{dx_n} - \lambda_1 z = Y_1 \frac{dz}{dx_1} + Y_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + Y_n \frac{dz}{dx_n}$$

et en identifiant les deux membres on trouve:

$$A_{\beta, \alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n} [\beta \sqrt{-1} + \lambda_1 \alpha_1 + \lambda_2 \alpha_2 + \dots + \lambda_n \alpha_n - \lambda_1] = P[C, A],$$

$P[C, A]$  étant un polynôme entier à coefficients positifs par rapport aux  $C$  et aux coefficients  $A$  déjà calculés.

Soit maintenant

$$(6) \quad z = \sum A'_{\beta, \alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_n} e^{\sqrt{-1} \beta t} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}$$

une série satisfaisant à l'équation (4). Pour calculer les coefficients  $A'$  nous écrirons l'équation (4) sous la forme:

$$\lambda'_1 x_1 \frac{dz}{dx_1} + \lambda'_2 x_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + \lambda'_n x_n \frac{dz}{dx_n} - \lambda'_1 z = Y'_1 \frac{dz}{dx_1} + Y'_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + Y'_n \frac{dz}{dx_n}.$$

En identifiant les deux membres, nous trouverons:

$$A'_{\beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} [\lambda'_1 \alpha_1 + \lambda'_2 \alpha_2 + \dots + \lambda'_n \alpha_n - \lambda'_1] = P[|C|, A'].$$

$P[|C|, A']$  ne diffère de  $P[C, A]$  que parce que les  $C$  sont remplacés par leurs modules et les  $A$  par les  $A'$ .

Les  $\lambda'$  étant réels positifs ainsi que les coefficients du polynôme  $P$ , les  $A'$  seront aussi réels et positifs.

Pour que l'on ait ensuite:

$$|A_{\beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n}| < A'_{\beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n},$$

il suffit que l'on ait toujours:

$$\lambda'_1 \alpha_1 + \lambda'_2 \alpha_2 + \dots + \lambda'_n \alpha_n - \lambda'_1 < |\beta \sqrt{-1} + \lambda_1 \alpha_1 + \lambda_2 \alpha_2 + \dots + \lambda_n \alpha_n - \lambda_1|$$

ou

$$(7) \quad \lambda'_1 < \left| \frac{\beta \sqrt{-1} + \lambda_1(\alpha_1 - 1) + \lambda_2 \alpha_2 + \dots + \lambda_n \alpha_n}{(\alpha_1 - 1) + \alpha_2 + \dots + \alpha_n} \right|.$$

Si l'on a choisi  $\lambda'_1$  de façon à satisfaire à l'inégalité (7), on aura donc

$$|A| < A'.$$

Or la série (6) converge, donc il en sera de même de la série (5).

Ainsi donc pour que la série (5) converge, il suffit qu'on puisse trouver une quantité positive  $\lambda'_1$  satisfaisant à l'inégalité (7) pour toutes les valeurs entières et positives des  $\alpha$ , et pour toutes les valeurs entières positives et négatives de  $\beta$ .

Commençons par remarquer que le second membre de l'inégalité (7) est toujours plus grand que:

$$(8) \quad \left| \frac{\beta \sqrt{-1} + \lambda_1(\alpha_1 - 1) + \lambda_2 \alpha_2 + \dots + \lambda_n \alpha_n}{|\beta| + (\alpha_1 - 1) + \alpha_2 + \dots + \alpha_n} \right|.$$

Il suffira donc que  $\lambda'_1$  soit plus petit que l'expression (8). Or cette expression (8) est le module d'une certaine quantité imaginaire représentée par un certain point  $G$ . Or il est aisément de voir que ce point  $G$  n'est autre chose que le centre de gravité des  $n+2$  masses suivantes:

1°  $n$  masses égales respectivement à  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$  et situées respectivement aux points  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ ;

2° une masse égale à  $|\beta|$  et située soit au point  $+\sqrt{-1}$  soit au point  $-\sqrt{-1}$ ;

3° une masse égale à  $-1$  située au point  $\lambda_1$ .

Toutes ces masses sont positives à l'exception de la dernière.

Il faut chercher la condition pour que la distance  $OG$  soit toujours supérieure à une certaine limite  $\lambda'_1$ .

Composons d'abord les  $n+1$  premières masses; nous obtiendrons une masse:

$$M = \alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_n + |\beta|$$

située en un certain point  $G'$  et comme ces  $n+1$  premières masses sont positives, le point  $G'$  sera située à l'intérieur de l'un ou de l'autre des deux polygones convexes qui enveloppent, le premier les  $n+1$  points

$$\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n \text{ et } +\sqrt{-1},$$

et le second les  $n+1$  points

$$\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n \text{ et } -\sqrt{-1}.$$

Si aucun de ces polygones convexes ne contient l'origine, on pourra assigner à la distance  $OG'$  une limite inférieure  $\mu$  et écrire:

$$OG' > \mu.$$

Il reste à composer la masse  $M$  située en  $G'$  et la masse  $-1$  située en  $\lambda_1$ . On obtiendra ainsi une masse  $M-1$  située en  $G$ . On aura évidemment:

$$OG > OG' - GG',$$

$$GG' = \frac{G'\lambda_1}{M-1} < \frac{OG'}{M-1} + \frac{O\lambda_1}{M-1},$$

d'où

$$OG > OG' \frac{M-2}{M-1} - \frac{O\lambda_1}{M-1} > \mu \frac{M-2}{M-1} - \frac{O\lambda_1}{M-1}.$$

Si donc:

$$M > \frac{3\mu + 2O\lambda_1}{\mu}$$

l'inégalité

$$(9) \quad OG > \frac{\mu}{2}$$

sera satisfaite.

Il n'y a donc qu'un nombre fini de combinaisons des nombres entiers:

$$\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n, \beta$$

pour lesquelles l'inégalité (9) pourrait ne pas être satisfaite.

Si pour aucune de ces combinaisons  $OG$  n'est nul, nous serons certains de pouvoir assigner à  $OG$  une limite inférieure  $\lambda_1$ .

Nous sommes donc conduits à la règle suivante:

*Pour que l'équation (3) admette une intégrale développable suivant les puissances des  $x$  et périodique par rapport à  $t$ , il suffit:*

1° qu'aucun des deux polygones convexes circonscrits, le premier aux points  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$  et  $+\sqrt{-1}$ , le second aux points  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$  et  $-\sqrt{-1}$ , ne contienne l'origine,

2° qu'il n'y ait entre les quantités  $\lambda$  aucune relation de la forme

$$\beta\sqrt{-1} + \alpha_1\lambda_1 + \alpha_2\lambda_2 + \dots + \alpha_n\lambda_n = \lambda_1,$$

les  $\alpha$  étant entiers positifs et  $\beta$  entier positif ou négatif.

C'est là une généralisation du théorème démontré dans ma thèse. Or de ce théorème découlaient un certain nombre de conséquences. Voyons si on pourra en tirer de semblables du théorème généralisé.

Nous allons pour cela suivre absolument la même marche que dans la thèse citée.

Considérons l'équation:

$$(10) \quad \frac{dz}{dt} + X_1 \frac{dz}{dx_1} + X_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + X_n \frac{dz}{dx_n} = 0,$$

obtenue en supprimant le second membre de l'équation (3).

Considérons en outre l'équation:

$$(3) \quad \frac{dz}{dt} + X_1 \frac{dz}{dx_1} + X_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + X_n \frac{dz}{dx_n} = \lambda_1 z$$

et l'équation:

$$(11) \quad \frac{dz}{dt} + X_1 \frac{dz}{dx_1} + X_2 \frac{dz}{dx_2} + \dots + X_n \frac{dz}{dx_n} = \lambda_2 z.$$

Si les  $\lambda$  satisfont aux conditions que nous venons d'énoncer, l'équation (3) admettra une intégrale

$$z = T_1$$

où  $T_1$  est ordonné suivant les puissances des  $x$  et périodique par rapport à  $t$ .

De même l'équation (11) admettra une intégrale

$$z = T_2$$

où  $T_2$  est de même forme que  $T_1$ .

On en conclut que l'équation (10) admet comme intégrale particulière:

$$T_1^{\frac{1}{\lambda_1}} T_2^{-\frac{1}{\lambda_2}}.$$

Comme on peut dans le second membre de (3) remplacer successivement  $\lambda_1 z$ , par  $\lambda_2 z$ ,  $\lambda_3 z$ , ...,  $\lambda_n z$  et qu'on obtient ainsi  $n - 1$  équations analogues à l'équation (11), on peut conclure que l'équation (10) admet  $n - 1$  intégrales particulières

$$T_1^{\frac{1}{\lambda_1}} T_2^{-\frac{1}{\lambda_2}}, T_1^{\frac{1}{\lambda_1}} T_3^{-\frac{1}{\lambda_3}}, \dots, T_1^{\frac{1}{\lambda_1}} T_n^{-\frac{1}{\lambda_n}}$$

où  $T_2$ ,  $T_3$ , ...,  $T_n$  sont de même forme que  $T_1$ .

Pour avoir l'intégrale générale de (10), il faudrait posséder encore une  $n^e$  intégrale particulière. Pour cela considérons l'équation:

$$(12) \quad \frac{dz}{dt} + X_1 \frac{dz}{dx_1} + \dots + X_n \frac{dz}{dx_n} = z.$$

Cette équation admettra comme intégrale particulière  $z = e^t$ .

Nous en conclurons que l'équation (10) admet comme intégrales particulières

$$T_1 e^{-\lambda_1 t}, T_2 e^{-\lambda_2 t}, \dots, T_n e^{-\lambda_n t},$$

de sorte que l'intégrale générale de cette équation (10) sera:

$$z = \text{fonction arbitraire de } (T_1 e^{-\lambda_1 t}, T_2 e^{-\lambda_2 t}, \dots, T_n e^{-\lambda_n t}).$$

En d'autres termes les équations différentielles:

$$(10') \quad dt = \frac{dx_1}{X_1} = \frac{dx_2}{X_2} = \dots = \frac{dx_n}{X_n}$$

admettront comme intégrale générale

$$T_1 = K_1 e^{\lambda_1 t}, \quad T_2 = K_2 e^{\lambda_2 t}, \quad \dots, \quad T_n = K_n e^{\lambda_n t},$$

$K_1, K_2, \dots, K_n$  étant  $n$  constantes d'intégration.

Ce théorème peut être regardé comme la généralisation de celui que j'ai démontré à la page 70 de ma thèse.

Supposons maintenant que nous cherchions à déterminer les  $p$  premières variables  $x$  à savoir

$$x_1, x_2, \dots, x_p$$

en fonctions des  $n - p$  autres à savoir

$$x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n$$

et de  $t$ , à l'aide des équations suivantes:

$$(13) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} + X_{p+1} \frac{dx_1}{dx_{p+1}} + X_{p+2} \frac{dx_1}{dx_{p+2}} + \dots + X_n \frac{dx_1}{dx_n} &= X_1, \\ \frac{dx_2}{dt} + X_{p+1} \frac{dx_2}{dx_{p+1}} + X_{p+2} \frac{dx_2}{dx_{p+2}} + \dots + X_n \frac{dx_2}{dx_n} &= X_2, \\ \dots &\dots \\ \frac{dx_p}{dt} + X_{p+1} \frac{dx_p}{dx_{p+1}} + X_{p+2} \frac{dx_p}{dx_{p+2}} + \dots + X_n \frac{dx_p}{dx_n} &= X_p. \end{aligned}$$

Il est aisément de voir que l'intégrale générale des équations (13) s'écrira:

$$(14) \quad \varphi_1 = \varphi_2 = \dots = \varphi_p = 0,$$

$\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_p$  représentant  $p$  fonctions arbitraires de

$$T_1 e^{-\lambda_1 t}, T_2 e^{-\lambda_2 t}, \dots, T_n e^{-\lambda_n t}.$$

Prenons en particulier:

$$\varphi_1 = T_1 e^{-\lambda_1 t}, \quad \varphi_2 = T_2 e^{-\lambda_2 t}, \quad \dots, \quad \varphi_p = T_p e^{-\lambda_p t}.$$

Les équations (14) s'écriront:

$$(14') \quad T_1 = T_2 = \dots = T_p = 0.$$

Des équations (14') on pourra tirer  $x_1, x_2, \dots, x_p$  en fonctions de  $x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n$  et  $t$  et on verra que ce sont des fonctions holomorphes par rapport à  $x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n$  et périodiques par rapport à  $t$ .

Donc les équations (13) admettent une solution développable suivant les puissances croissantes de  $x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n$  et suivant les sinus et cosinus des multiples de  $t$ .

Ce théorème est démontré quand les  $\lambda$  satisfont aux conditions énoncées plus haut; voyons comment on pourra l'étendre aux cas où ces conditions ne sont pas remplies. Je suivrai pour cela la même marche que dans la 4<sup>me</sup> partie de mes recherches sur les *courbes définies par les équations différentielles* (Journal de Liouville, 4<sup>me</sup> série, T. 2, pages 156—157).

Proposons-nous de calculer les coefficients de l'intégrale holomorphe des équations (13) (à supposer que cette intégrale existe) et à cet effet écrivons ces équations (13) sous la forme suivante:

$$(13') \quad \frac{dx_i}{dt} + \lambda_{p+1} x_{p+1} \frac{dx_i}{dx_{p+1}} + \lambda_{p+2} x_{p+2} \frac{dx_i}{dx_{p+2}} + \dots + \lambda_n x_n \frac{dx_i}{dx_n} - \lambda_i x_i \\ = Y_{p+1} \frac{dx_i}{dx_{p+1}} + Y_{p+2} \frac{dx_i}{dx_{p+2}} + \dots + Y_n \frac{dx_i}{dx_n} - Y_i. \quad (i=1, 2, \dots, p)$$

Soit:

$$Y_i = \sum C_{i, \beta, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n} e^{t \beta \sqrt{-1}} x_1^{\alpha_1} x_2^{\alpha_2} \dots x_n^{\alpha_n}$$

une quelconque des fonctions  $Y_1, Y_2, \dots, Y_n$ , ainsi que nous l'avons supposé plus haut, et proposons-nous de calculer les  $p$  fonctions

$$x_1, x_2, \dots, x_p$$

sous la forme

$$(15) \quad x_i = \sum A_{i, \beta, \alpha_{p+1}, \alpha_{p+2}, \dots, \alpha_n} e^{t \beta \sqrt{-1}} x_{p+1}^{\alpha_{p+1}} x_{p+2}^{\alpha_{p+2}} \dots x_n^{\alpha_n}.$$

Pour calculer les coefficients  $A$  par récurrence, substituons les séries (15) dans les équations (13') et identifions les deux membres. Nous aurons pour calculer  $A_{i,\beta,a_{p+1}\dots a_n}$  l'équation suivante:

$$A_{i,\beta,a_{p+1}a_{p+2}\dots a_n}(\beta\sqrt{-1} + a_{p+1}\lambda_{p+1} + a_{p+2}\lambda_{p+2} + \dots + a_n\lambda_n - \lambda_i) \\ = P[C, (-C'), A],$$

$P[C, (-C'), A]$  étant un polynôme entier à coefficients positifs par rapport aux coefficients  $C$  de

$$Y_{p+1}, Y_{p+2}, \dots, Y_n,$$

aux coefficients  $C'$  de  $Y_i$  changés de signe et aux coefficients  $A$  déjà calculés.

Pour qu'aucun des coefficients  $A$  ne devienne infini nous devons donc d'abord supposer qu'il n'y ait entre les  $\lambda$  aucune relation de la forme:

$$(16) \quad \beta\sqrt{-1} + a_{p+1}\lambda_{p+1} + a_{p+2}\lambda_{p+2} + \dots + a_n\lambda_n - \lambda_i = 0$$

où les  $a$  sont entiers positifs et  $\beta$  entier positif ou négatif.

Cela posé soit  $\lambda'$  une quantité positive que nous déterminerons plus complètement dans la suite.

Soit ensuite:

$$Y'_i = \sum |C_{i,\beta,a_1a_2\dots a_n}| e^{i\beta\sqrt{-1}} x_1^{a_1} x_2^{a_2} \dots x_n^{a_n}$$

pour

$$i = p+1, p+2, \dots, n$$

et

$$Y'_i = - \sum |C_{i,\beta,a_1a_2\dots a_n}| e^{i\beta\sqrt{-1}} x_1^{a_1} x_2^{a_2} \dots x_n^{a_n}$$

pour  $i = 1, 2, \dots, p$ .

Formons les équations

$$(13'') \quad \lambda' x_{p+1} \frac{dx_i}{dx_{p+1}} + \lambda' x_{p+2} \frac{dx_i}{dx_{p+2}} + \dots + \lambda' x_n \frac{dx_i}{dx_n} - \lambda' x_i \\ = Y'_{p+1} \frac{dx_i}{dx_{p+1}} + Y'_{p+2} \frac{dx_i}{dx_{p+2}} + \dots + Y'_n \frac{dx_i}{dx_n} - Y'_i. \quad (i=1, 2, \dots, p)$$

Cherchons à satisfaire aux équations (13'') à l'aide de séries de la forme suivante

$$(15') \quad x_i = \sum B_{i,\beta,\alpha_{p+1}\alpha_{p+2}\dots\alpha_n} e^{i\beta\sqrt{-1}} x_{p+1}^{\alpha_{p+1}} x_{p+2}^{\alpha_{p+2}} \dots x_n^{\alpha_n}.$$

Les coefficients  $B$  nous seront donnés par les équations suivantes:

$$B_{i,\beta,\alpha_{p+1}\alpha_{p+2}\dots\alpha_n} [\lambda'(\alpha_{p+1} + \alpha_{p+2} + \dots + \alpha_n - 1)] = P[|C|, |C'|, B]$$

où  $P[|C|, |C'|, B]$  diffère de  $P[C, (-C'), A]$  en ce que les coefficients  $C$  et  $-C'$  y sont remplacés par leurs modules, et les coefficients  $A$  par les  $B$  correspondants.

On en conclut que tous les  $B$  sont positifs et que chaque  $B$  est plus grand que le module du  $A$  correspondant.

Il suffit pour cela d'une seule condition, c'est que:

$$\lambda'(\alpha_{p+1} + \alpha_{p+2} + \dots + \alpha_n - 1) < |\beta\sqrt{-1} + \alpha_{p+1}\lambda_{p+1} + \alpha_{p+2}\lambda_{p+2} + \dots + \alpha_n\lambda_n - \lambda_i|.$$

Si cette condition est remplie chacun des termes de la série (15) sera plus petit que le terme correspondant de la série (15') et comme cette dernière converge, la série (15) convergera également.

Il suffit pour cela que l'on puisse trouver une quantité positive  $\lambda'$  assez petite pour que l'on ait toujours:

$$\lambda' < \left| \frac{\beta\sqrt{-1} + \alpha_{p+1}\lambda_{p+1} + \dots + \alpha_n\lambda_n - \lambda_i}{\alpha_{p+1} + \dots + \alpha_n - 1} \right|$$

c'est à dire, d'après ce que nous avons vu plus haut, qu'aucun des deux *polygones convexes* circonscrits, le premier aux points  $\lambda_{p+1}, \lambda_{p+2}, \dots, \lambda_n$  et  $+\sqrt{-1}$ , le second aux points  $\lambda_{p+1}, \lambda_{p+2}, \dots, \lambda_n$  et  $-\sqrt{-1}$ , ne contiennent l'origine.

*Si donc aucun de ces deux polygones convexes ne contient l'origine, s'il n'y a entre les  $\lambda$  aucune relation de la forme (16), les équations (13) admettront une intégrale particulière de la forme suivante:*

$$\begin{aligned} x_1 &= \varphi_1(x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n, t), \\ x_2 &= \varphi_2(x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n, t), \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ x_p &= \varphi_p(x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n, t), \end{aligned}$$

les  $\varphi$  étant développables suivant les puissances de  $x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n$  et les sinus et cosinus des multiples de  $t$ .

Cela posé, envisageons les équations:

$$(10'') \quad dt = \frac{dx_1}{X_1} = \frac{dx_2}{X_2} = \dots = \frac{dx_n}{X_n}.$$

Ces équations sont de même forme que les équations (10'); la seule différence, c'est que les  $\lambda$  n'ont pas des valeurs qui satisfont aux conditions suffisantes énoncées plus haut pour que l'équation (13) ait une intégrale holomorphe.

Nous allons nous proposer de trouver non pas la solution générale des équations (10''), mais une solution contenant  $n - p$  constantes arbitraires.

Parmi les équations (10''), je considère en particulier les suivantes:

$$(17) \quad \frac{dx_{p+1}}{dt} = X_{p+1}, \quad \frac{dx_{p+2}}{dt} = X_{p+2}, \quad \dots, \quad \frac{dx_n}{dt} = X_n.$$

J'écris en outre les équations:

$$(18) \quad x_i = \varphi_i(x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n, t), \quad (i=1, 2, \dots, p)$$

les  $\varphi_i$  étant les intégrales holomorphes des équations (13) définies plus haut.

Il est évident que si  $x_1, x_2, \dots, x_n$  sont  $n$  fonctions de  $t$  qui satisfont aux équations (17) et (18), elles satisferont également aux équations (10'').

Dans les équations (17) substituons à la place de  $x_1, x_2, \dots, x_p$  leurs valeurs (18), ces équations deviendront:

$$\frac{dx_{p+1}}{dt} = \lambda_{p+1}x_{p+1} + Z_{p+1}, \quad \frac{dx_{p+2}}{dt} = \lambda_{p+2}x_{p+2} + Z_{p+2}, \quad \dots$$

$$\dots, \quad \frac{dx_n}{dt} = \lambda_n x_n + Z_n,$$

$Z_{p+1}, Z_{p+2}, \dots, Z_n$  étant des séries développées suivant les puissances de  $x_{p+1}, x_{p+2}, \dots, x_n$ , dont tous les termes sont du 2<sup>d</sup> degré au moins et dont les coefficients sont des fonctions périodiques de  $t$ .

Ces équations (19) sont de la même forme que les équations (10'); leur intégrale générale sera donc de la forme suivante:

$$T'_{p+1} = K_{p+1} e^{\lambda_{p+1} t}, \quad T'_{p+2} = K_{p+2} e^{\lambda_{p+2} t}, \dots, \quad T'_n = K_n e^{\lambda_n t},$$

où  $K_{p+1}, \dots, K_n$  sont des constantes d'intégration, où  $T'_{p+1}, \dots, T'_n$  sont des séries développées suivant les puissances des  $x$  et les sinus et cosinus des multiples de  $t$ .

Les équations

$$(20) \quad \begin{aligned} T_i &= 0, & (i=1, 2, \dots, p) \\ T'_q &= K_q e^{\lambda_q t}, & (q=p+1, p+2, \dots, n) \end{aligned}$$

nous donnent donc une intégrale des équations (10'') dépendant des  $n-p$  constantes arbitraires  $K_{p+1}, K_{p+2}, \dots, K_n$ .

Pour obtenir cette intégrale sous forme explicite, il faut résoudre ces équations (20) par rapport à  $x_1, x_2, \dots, x_n$ ; on trouve ainsi:

$$\begin{aligned} x_1 &= \phi_1(t, K_{p+1}, \dots, K_n), \\ x_2 &= \phi_2(t, K_{p+1}, \dots, K_n), \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ x_n &= \phi_n(t, K_{p+1}, \dots, K_n), \end{aligned}$$

les  $\phi$  étant des séries développées suivant les puissances de

$$K_{p+1} e^{\lambda_{p+1} t}, K_{p+2} e^{\lambda_{p+2} t}, \dots, K_n e^{\lambda_n t}$$

et suivant les sinus et cosinus des multiples de  $t$ .

Ces séries sont convergentes, pourvu qu'aucun des deux polygones convexes circonscrits, le premier aux points  $\lambda_{p+1}, \lambda_{p+2}, \dots, \lambda_n$  et  $+\sqrt{-1}$ , et le second aux points  $\lambda_{p+1}, \lambda_{p+2}, \dots, \lambda_n$  et  $-\sqrt{-1}$ , ne contienne l'origine et qu'il n'y ait entre les  $\lambda$  aucune relation de la forme (16).

Cette démonstration fait ressortir l'analogie de ce théorème avec ceux que j'ai énoncés dans ma thèse et en particulier avec celui-ci:

Dans le voisinage d'un point singulier, les solutions d'une équation différentielle sont développables suivant les puissances de  $t, t^{\lambda_1}, t^{\lambda_2}, \dots, t^{\lambda_n}$ .

J'avais d'abord démontré ce théorème (que j'ai ensuite rattaché aux idées générales qui ont inspiré ma thèse) par une voie assez différente dans le 45<sup>e</sup> Cahier du Journal de l'Ecole polytechnique et M. PICARD y avait été conduit indépendamment par d'autres considérations (Comptes rendus 1878).

#### § 4. *Intégration des équations linéaires à coefficients périodiques.*

On sait qu'une fonction de  $x$  périodique et de période  $2\pi$  peut se développer en une série de la forme suivante

$$(1) \quad f(x) = A_0 + A_1 \cos x + A_2 \cos 2x + \dots + A_n \cos nx + \dots \\ + B_1 \sin x + B_2 \sin 2x + \dots + B_n \sin nx + \dots$$

J'ai montré dans le Bulletin astronomique (novembre 1886) que si la fonction  $f(x)$  est finie et continue ainsi que ses  $p - 2$  premières dérivées et si sa  $p - 1^{\text{e}}$  dérivée est finie, mais peut devenir discontinue en un nombre limité de points, on peut trouver un nombre positif  $K$  tel que l'on ait, quelque grand que soit  $n$ ,

$$|n^p A_n| < K, \quad |n^p B_n| < K.$$

Si  $f(x)$  est une fonction analytique, elle sera finie et continue ainsi que toutes ses dérivées. On pourra donc trouver un nombre  $K$  tel que:

$$|n^2 A_n| < K, \quad |n^2 B_n| < K.$$

Il résulte de là que la série

$$|A_0| + |A_1| + |A_2| + \dots + |A_n| + \dots \\ + |B_1| + |B_2| + \dots + |B_n| + \dots$$

converge et par conséquent que la série (1) est absolument et uniformément convergente.

Cela posé, considérons un système d'équations différentielles linéaires:

$$(2) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \varphi_{1,1}x_1 + \varphi_{1,2}x_2 + \dots + \varphi_{1,n}x_n, \\ \frac{dx_2}{dt} &= \varphi_{2,1}x_1 + \varphi_{2,2}x_2 + \dots + \varphi_{2,n}x_n, \\ &\vdots \\ \frac{dx_n}{dt} &= \varphi_{n,1}x_1 + \varphi_{n,2}x_2 + \dots + \varphi_{n,n}x_n. \end{aligned}$$

Les  $n^2$  coefficients  $\varphi_{i,k}$  sont des fonctions de  $t$  périodiques et de période  $2\pi$ .

Les équations (2) ne changent donc pas quand on change  $t$  en  $t + 2\pi$ . Cela posé soient:

$$(3) \quad \begin{aligned} x_1 &= \phi_{1,1}(t), & x_2 &= \phi_{1,2}(t), & \dots, & x_n &= \phi_{1,n}(t), \\ x_1 &= \phi_{2,1}(t), & x_2 &= \phi_{2,2}(t), & \dots, & x_n &= \phi_{2,n}(t), \\ &\vdots &&\vdots &&\vdots &&\vdots \\ x_1 &= \phi_{n,1}(t), & x_2 &= \phi_{n,2}(t), & \dots, & x_n &= \phi_{n,n}(t) \end{aligned}$$

$n$  solutions, linéairement indépendantes, des équations (2).

Les équations ne changent pas quand on change  $t$  en  $t + 2\pi$  et les  $n$  solutions deviendront:

$$\begin{aligned} x_1 &= \psi_{1,1}(t + 2\pi), \quad \dots, \quad x_n = \psi_{1,n}(t + 2\pi), \\ x_1 &= \psi_{2,1}(t + 2\pi), \quad \dots, \quad x_n = \psi_{2,n}(t + 2\pi), \\ &\dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \\ x_1 &= \psi_{n,1}(t + 2\pi), \quad \dots, \quad x_n = \psi_{n,n}(t + 2\pi). \end{aligned}$$

Elles devront donc étre des combinaisons linéaires des  $n$  solutions (3) de sorte qu'on aura:

les  $A$  étant des coefficients constants.

On aura d'ailleurs de même (avec les mêmes coefficients)

$$\psi_{1,2}(t + 2\pi) = A_{1,1}\psi_{1,2}(t) + A_{1,2}\psi_{2,2}(t) + \dots + A_{1,n}\psi_{n,2}(t)$$

etc.

Cela posé formons l'équation en  $S$ :

$$(5) \quad \begin{vmatrix} A_{1,1} - S & A_{1,2} & \dots & A_{1,n} \\ A_{2,1} & A_{2,2} - S & \dots & A_{2,n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{n,1} & A_{n,2} & \dots & A_{n,n} - S \end{vmatrix} = 0.$$

Soit  $S_1$  l'une des racines de cette équation. D'après la théorie des substitutions linéaires, il existera toujours  $n$  coefficients constants

$$B_1, B_2, \dots, B_n$$

tels que si l'on pose:

$$\theta_{1,1}(t) = B_1\psi_{1,1}(t) + B_2\psi_{2,1}(t) + \dots + B_n\psi_{n,1}(t)$$

et de même:

$$\theta_{1,i}(t) = B_1\psi_{1,i}(t) + B_2\psi_{2,i}(t) + \dots + B_n\psi_{n,i}(t)$$

on ait:

$$\theta_{1,1}(t + 2\pi) = S_1\theta_{1,1}(t)$$

et de même:

$$\theta_{1,i}(t + 2\pi) = S_1\theta_{1,i}(t).$$

Posons:

$$S_1 = e^{2a_1\pi},$$

il viendra:

$$e^{-a_1(t+2\pi)}\theta_{1,1}(t + 2\pi) = S_1 e^{-2a_1\pi} e^{-a_1 t} \theta_{1,1}(t) = e^{-a_1 t} \theta_{1,1}(t).$$

Cette équation exprime que:

$$e^{-a_1 t} \theta_{1,1}(t)$$

est une fonction périodique que nous pourrons développer en une série trigonométrique:

$$\lambda_{1,1}(t).$$

Si les fonctions périodiques  $\varphi_{i,k}(t)$  sont analytiques, il en sera de même des solutions des équations différentielles (2) et de  $\lambda_{1,1}(t)$ . La série  $\lambda_{1,1}(t)$  sera donc absolument et uniformément convergente.

De même

$$e^{-\alpha_1 t} \theta_{1,i}(t)$$

sera une fonction périodique qu'on pourra représenter par une série trigonométrique:

$$\lambda_{1,i}(t).$$

Nous avons donc une solution particulière des équations (2) qui s'écrit:

$$(6) \quad x_1 = e^{a_1 t} \lambda_{1,1}(t), \quad x_2 = e^{a_1 t} \lambda_{1,2}(t), \quad \dots, \quad x_n = e^{a_1 t} \lambda_{1,n}(t).$$

A chaque racine de l'équation (5) correspond une solution de la forme (6).

Si l'équation (5) a toutes ses racines distinctes, nous aurons  $n$  solutions de cette forme linéairement indépendantes et la solution générale s'écrira:

$$(7) \quad \begin{aligned} x_1 &= C_1 e^{\alpha_1 t} \lambda_{1,1}(t) + C_2 e^{\alpha_2 t} \lambda_{2,1}(t) + \dots + C_n e^{\alpha_n t} \lambda_{n,1}(t), \\ x_2 &= C_1 e^{\alpha_1 t} \lambda_{1,2}(t) + C_2 e^{\alpha_2 t} \lambda_{2,2}(t) + \dots + C_n e^{\alpha_n t} \lambda_{n,2}(t), \\ &\vdots \\ x_n &= C_1 e^{\alpha_1 t} \lambda_{1,n}(t) + C_2 e^{\alpha_2 t} \lambda_{2,n}(t) + \dots + C_n e^{\alpha_n t} \lambda_{n,n}(t). \end{aligned}$$

Les  $C$  sont des constantes d'intégration, les  $\alpha$  sont des constantes et les  $\lambda$  sont des séries trigonométriques absolument et uniformément convergentes.

Voyons maintenant ce qui arrive quand l'équation (5) a une racine double, par exemple quand  $\alpha_1 = \alpha_2$ . Reprenons la formule (7), faisons-y

$$C_2 = C_4 = \dots = C_n = 0$$

et faisons-y tendre  $\alpha_s$  vers  $\alpha_+$ . Il vient:

$$x_1 = e^{a_1 t} [C_1 \lambda_{1,1}(t) + C_2 e^{(a_2 - a_1)t} \lambda_{2,1}(t)]$$

ou en posant

$$C_1 = C'_1 - C_2,$$

$$C_2 = \frac{C'_2}{a_c - a},$$

il viendra:

$$x_1 = e^{\alpha_1 t} \left[ C'_1 \lambda_{1,1}(t) + C'_2 \frac{e^{(\alpha_2 - \alpha_1)t} \lambda_{2,1}(t) - \lambda_{1,1}(t)}{\alpha_2 - \alpha_1} \right].$$

Il est clair que la différence

$$\lambda_{2,1}(t) - \lambda_{1,1}(t)$$

s'annulera pour  $\alpha_2 = \alpha_1$ . Nous pourrons donc poser:

$$\lambda_{2,1}(t) = \lambda_{1,1}(t) + (\alpha_2 - \alpha_1) \lambda'(t).$$

Il vient ainsi:

$$x_1 = e^{\alpha_1 t} \left[ C'_1 \lambda_{1,1} + C'_2 \lambda_{1,1} \frac{e^{(\alpha_2 - \alpha_1)t} - 1}{\alpha_2 - \alpha_1} + C'_2 \lambda'(t) e^{(\alpha_2 - \alpha_1)t} \right]$$

et à la limite (pour  $\alpha_2 = \alpha_1$ ):

$$x_1 = C'_1 e^{\alpha_1 t} \lambda_{1,1} + C'_2 e^{\alpha_1 t} [t \lambda_{1,1} + \lim \lambda'(t)].$$

On verrait que la limite de  $\lambda'(t)$  pour  $\alpha_2 = \alpha_1$  est encore une série trigonométrique absolument et uniformément convergente.

Ainsi l'effet de la présence d'une racine double dans l'équation (5) a été d'introduire dans la solution des termes de la forme suivante:

$$e^{\alpha_1 t} t \lambda(t),$$

$\lambda(t)$  étant une série trigonométrique.

On verrait sans peine qu'une racine triple introduirait des termes de la forme:

$$e^{\alpha_1 t} t^2 \lambda(t)$$

et ainsi de suite.

Je n'insiste pas sur tous ces points de détail. Ces résultats sont bien connus par les travaux de MM. FLOQUET, CALLANDREAU, BRUNS, STIELTJES et si j'ai donné ici la démonstration in extenso pour le cas général, c'est que son extrême simplicité me permettait de la faire en quelques mots.

## CHAPITRE II.

## Théorie des invariants intégraux.

## § 5. Propriétés diverses des équations de la dynamique.

Soit  $F$  une fonction d'une double série de variables:

$$x_1, x_2, \dots, x_n,$$

$$y_1, y_2, \dots, y_n$$

et du temps  $t$ .

Supposons que l'on ait les équations différentielles:

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}.$$

Considérons deux solutions infiniment voisines de ces équations:

$$x_1, x_2, \dots, x_n, y_1, y_2, \dots, y_n,$$

$$x_1 + \xi_1, x_2 + \xi_2, \dots, x_n + \xi_n, y_1 + \eta_1, y_2 + \eta_2, \dots, y_n + \eta_n,$$

les  $\xi$  et les  $\eta$  étant assez petits pour qu'on puisse négliger leurs carrés.

Les  $\xi$  et les  $\eta$  satisferont alors aux équations différentielles linéaires

$$(2) \quad \begin{aligned} \frac{d\xi_i}{dt} &= \sum_k \frac{d^2 F}{dy_i dx_k} \xi_k + \sum_k \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} \eta_k, \\ \frac{d\eta_i}{dt} &= -\sum_k \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} \xi_k - \sum_k \frac{d^2 F}{dx_i dy_k} \eta_k, \end{aligned}$$

qui sont les équations aux variations des équations (1).

Soit  $\xi'_i, \eta'_i$  une autre solution de ces équations linéaires de sorte que:

$$(2') \quad \begin{aligned} \frac{d\xi'_i}{dt} &= \sum_k \frac{d^2 F}{dy_i dx_k} \xi'_k + \sum_k \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} \eta'_k, \\ \frac{d\eta'_i}{dt} &= -\sum_k \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} \xi'_k - \sum_k \frac{d^2 F}{dx_i dy_k} \eta'_k. \end{aligned}$$

Multiplions les équations (2) et (2') respectivement par  $\eta'_i, -\xi'_i, -\eta_i, \xi_i$  et faisons la somme de toutes ces équations, il viendra:

$$\begin{aligned} & \sum_i \left( \eta'_i \frac{d\xi_i}{dt} - \xi'_i \frac{d\eta_i}{dt} - \eta_i \frac{d\xi'_i}{dt} + \xi_i \frac{d\eta'_i}{dt} \right) = \\ & \sum_i \sum_k \left( \xi_k \eta'_i \frac{d^2 F}{dy_i dx_k} + \eta_k \eta'_i \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} + \xi_k \xi'_i \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} + \eta_k \xi'_i \frac{d^2 F}{dx_i dy_k} \right) \\ & - \sum_i \sum_k \left( \eta_i \xi'_k \frac{d^2 F}{dy_i dx_k} + \eta_i \eta'_k \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} + \xi_i \xi'_k \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} + \xi_i \eta'_k \frac{d^2 F}{dx_i dy_k} \right) \end{aligned}$$

ou

$$\sum \frac{d}{dt} [\eta'_i \xi_i - \xi'_i \eta_i] = 0$$

ou enfin

$$(3) \quad \eta'_1 \xi_1 - \xi'_1 \eta_1 + \eta'_2 \xi_2 - \xi'_2 \eta_2 + \dots + \eta'_n \xi_n - \xi'_n \eta_n = \text{constante.}$$

Voilà une relation qui lie entre elles deux solutions quelconques des équations linéaires (2).

Il est aisément de trouver d'autres relations analogues.

Considérons quatre solutions des équations (2)

$$\xi_i, \xi'_i, \xi''_i, \xi'''_i,$$

$$\eta_i, \eta'_i, \eta''_i, \eta'''_i.$$

Considérons ensuite la somme des déterminants:

$$\sum_i \sum_k \begin{vmatrix} \xi_i & \xi'_i & \xi''_i & \xi'''_i \\ \eta_i & \eta'_i & \eta''_i & \eta'''_i \\ \xi_k & \xi'_k & \xi''_k & \xi'''_k \\ \eta_k & \eta'_k & \eta''_k & \eta'''_k \end{vmatrix},$$

où les indices  $i$  et  $k$  varient depuis 1 jusqu'à  $n$ . On vérifierait sans peine que cette somme est encore une constante.

Plus généralement si l'on forme à l'aide de  $2p$  solutions des équations (2) la somme de déterminants:

$$\sum_{a_1 a_2 \dots a_p} |\xi_{a_1} \eta_{a_1} \xi_{a_2} \eta_{a_2} \dots \xi_{a_p} \eta_{a_p}|,$$

$$(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_p = 1, 2, \dots, n)$$

cette somme sera une constante.

En particulier, le déterminant formé par les valeurs des  $2n$  quantités  $\xi$  et  $\eta$  dans  $2n$  solutions des équations (2) sera une constante.

Ces considérations permettent de trouver une solution des équations (2) quand on en connaît une intégrale et réciproquement.

Supposons en effet que

$$\xi_i = \alpha_i, \quad \eta_i = \beta_i$$

soit une solution particulière des équations (2) et désignons par  $\xi_i$  et  $\eta_i$  une solution quelconque de ces mêmes équations. On devra avoir:

$$\sum \xi_i \beta_i - \eta_i \alpha_i = \text{const.}$$

ce qui sera une intégrale des équations (2).

Réciproquement soit

$$\sum A_i \xi_i + \sum B_i \eta_i = \text{const.}$$

une intégrale des équations (2), on devra avoir:

$$\begin{aligned} \sum_i \frac{dA_i}{dt} \xi_i + \sum_i \frac{dB_i}{dt} \eta_i + \sum_i A_i \left[ \sum_k \frac{d^2 F}{dy_i dx_k} \xi_k + \sum_k \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} \eta_k \right] \\ - \sum_i B_i \left[ \sum_k \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} \xi_k + \sum_k \frac{d^2 F}{dx_i dy_k} \eta_k \right] = 0, \end{aligned}$$

d'où en identifiant

$$\begin{aligned} \frac{dA_i}{dt} &= - \sum_k \frac{d^2 F}{dy_k dx_i} A_k + \sum_k \frac{d^2 F}{dx_k dx_i} B_k, \\ \frac{dB_i}{dt} &= - \sum_k \frac{d^2 F}{dy_k dy_i} A_k + \sum_k \frac{d^2 F}{dx_k dy_i} B_k, \end{aligned}$$

ce qui montre que:

$$\xi_i = B_i, \quad \eta_i = -A_i$$

est une solution particulière des équations (2).

Si maintenant:

$$\Phi(x_i, y_i, t) = \text{const.}$$

est une intégrale des équations (1),

$$\sum \frac{d\Phi}{dx_i} \xi_i + \sum \frac{d\Phi}{dy_i} \eta_i = \text{const.}$$

sera une intégrale des équations (2), et par conséquent:

$$\xi_i = \frac{d\Phi}{dy_i}, \quad \eta_i = -\frac{d\Phi}{dx_i}$$

sera une solution particulière de ces équations.

Si  $\Phi = \text{const.}$ ,  $\Phi_1 = \text{const.}$  sont deux intégrales des équations (1), on aura

$$\sum \left( \frac{d\Phi}{dx_i} \frac{d\Phi_1}{dy_i} - \frac{d\Phi}{dy_i} \frac{d\Phi_1}{dx_i} \right) = \text{const.}$$

C'est le théorème de POISSON.

Considérons le cas particulier où les  $x$  désignent les coordonnées rectangulaires de  $n$  points dans l'espace; nous les désignerons par la notation à double indice:

$$x_{1i}, x_{2i}, x_{3i},$$

le premier indice se rapportant aux trois axes rectangulaires de coordonnées et le second indice aux  $n$  points matériels. Soit  $m_i$  la masse du  $i^{\text{e}}$  point matériel. On aura alors:

$$m_i \frac{d^2 x_{ki}}{dt^2} = \frac{dV}{dx_{ki}},$$

$V$  étant la fonction des forces.

On aura alors pour l'équation des forces vives:

$$F = \sum \frac{m_i}{2} \left( \frac{dx_{ki}}{dt} \right)^2 - V = \text{const.}$$

Posons ensuite:

$$y_{ki} = m_i \frac{dx_{ki}}{dt},$$

d'où

$$(4) \quad F = \sum \frac{y_{ki}^2}{2m_i} - V = \text{const.}$$

et

$$(1') \quad \frac{dx_{ki}}{dt} = \frac{dF}{dy_{ki}}, \quad \frac{dy_{ki}}{dt} = -\frac{dF}{dx_{ki}}.$$

Soit:

$$(5) \quad x_{ki} = \varphi_{ki}(t), \quad y_{ki} = m_i \varphi'_{ki}(t)$$

une solution de ces équations (1'), une autre solution sera:

$$x_{ki} = \varphi_{ki}(t + h), \quad y_{ki} = m_i \varphi'_{ki}(t + h),$$

$h$  étant une constante quelconque.

En regardant  $h$  comme infiniment petit, on obtiendra une solution des équations (2') qui correspondent à (1') comme les équations (2) correspondent à (1):

$$\xi_{ki} = h \varphi'_{ki}(t) = h \frac{y_{ki}}{m_i}, \quad \eta_{ki} = h m_i \varphi''_{ki}(t) = h \frac{dV}{dx_{ki}},$$

$h$  désignant un facteur constant très petit que l'on peut supprimer quand on ne considère que les équations linéaires (2').

Connaissant une solution:

$$\xi = \frac{y}{m}, \quad \eta = \frac{dV}{dx}$$

de ces équations, on peut déduire une intégrale:

$$\sum \frac{y\eta}{m} - \sum \frac{dV}{dx} \xi = \text{const.}$$

Mais cette même intégrale s'obtient très aisément en différentiant l'équation des forces vives (4).

Si les points matériels sont soustraits à toute action extérieure, on peut déduire de la solution (5) une autre solution:

$$\begin{aligned} x_{1i} &= \varphi_{1i}(t) + h + kt, & y_{1i} &= m_i \varphi'_{1i}(t) + m_i k, \\ x_{2i} &= \varphi_{2i}(t), & y_{2i} &= m_i \varphi'_{2i}(t), \\ x_{3i} &= \varphi_{3i}(t), & y_{3i} &= m_i \varphi'_{3i}(t), \end{aligned}$$

$h$  et  $k$  étant des constantes quelconques. En regardant ces constantes comme infiniment petites, on obtient deux solutions des équations (2')

$$\begin{aligned} \xi_{1i} &= 1, & \xi_{2i} &= \xi_{3i} = \eta_{1i} = \eta_{2i} = \eta_{3i} = 0, \\ \xi_{1i} &= t, & \xi_{2i} &= \xi_{3i} = \eta_{2i} = \eta_{3i} = 0, & \eta_{1i} &= m_i. \end{aligned}$$

On obtient ainsi deux intégrales de (2')

$$\sum_i \eta_{1i} = \text{const.},$$

$$\sum \eta_{1i} t - \sum m_i \xi_{1i} = \text{const.}$$

On peut obtenir ces intégrales en différentiant les équations du mouvement du centre de gravité:

$$\sum m_i x_{1i} = t \sum y_{1i} + \text{const.},$$

$$\sum y_{1i} = \text{const.}$$

Si l'on fait tourner la solution (5) d'un angle  $\omega$  autour de l'axe des  $z$ , on obtient une autre solution:

$$x_{1i} = \varphi_{1i} \cos \omega - \varphi_{2i} \sin \omega, \quad \frac{y_{1i}}{m_i} = \varphi'_{1i} \cos \omega - \varphi'_{2i} \sin \omega,$$

$$x_{2i} = \varphi_{1i} \sin \omega + \varphi_{2i} \cos \omega, \quad \frac{y_{2i}}{m_i} = \varphi'_{1i} \sin \omega + \varphi'_{2i} \cos \omega,$$

$$x_{3i} = \varphi_{3i}, \quad \frac{y_{3i}}{m_i} = \varphi'_{3i}.$$

En regardant  $\omega$  comme infiniment petit, on trouve comme solution de (2')

$$\xi_{1i} = -x_{2i}, \quad \eta_{1i} = -y_{2i},$$

$$\xi_{2i} = x_{1i}, \quad \eta_{2i} = y_{1i},$$

$$\xi_{3i} = 0, \quad \eta_{3i} = 0,$$

d'où l'intégrale de (2')

$$\sum_i (x_{1i} \eta_{2i} - y_{1i} \xi_{2i} - x_{2i} \eta_{1i} + y_{2i} \xi_{1i}) = \text{const.}$$

que l'on pouvait obtenir aussi en différentiant l'intégrale des aires de (1')

$$\sum (x_{1i} y_{2i} - x_{2i} y_{1i}) = \text{const.}$$

Supposons maintenant que la fonction  $V$  soit homogène et de degré — 1 par rapport aux  $x$  ce qui est le cas de la nature.

Les équations (1') ne changeront pas quand on multipliera  $t$  par  $\lambda^3$ ,

les  $x$  par  $\lambda^2$  et les  $y$  par  $\lambda^{-1}$ ,  $\lambda$  étant une constante quelconque. De la solution (4) on déduira donc la solution suivante:

$$x_{ki} = \lambda^2 \varphi_{ki} \left( \frac{t}{\lambda^3} \right), \quad y_{ki} = \lambda^{-1} m_i \varphi'_{ki} \left( \frac{t}{\lambda^3} \right).$$

Si l'on regarde  $\lambda$  comme très voisin de l'unité, on obtiendra comme solution des équations (2')

$$\xi_{ki} = 2\varphi_{ki} - 3t\varphi'_{ki}, \quad \eta_{ki} = -m_i\varphi'_{ki} - 3m_i t\varphi''_{ki},$$

ou

$$(6) \quad \xi_{ki} = 2x_{ki} - 3t \frac{y_{ki}}{m_i}, \quad \eta_{ki} = -y_{ki} - 3t \frac{dV}{dx_{ki}},$$

d'où l'intégrale suivante des équations (2'), laquelle, à la différence de celles que nous avons envisagées jusqu'ici, ne peut être obtenue en différentiant une intégrale connue des équations (1'):

$$\sum (2x_{ki}\eta_{ki} + y_{ki}\xi_{ki}) = 3t \left[ \sum \left( \frac{y_{ki}\eta_{ki}}{m_i} - \frac{dV}{dx_{ki}} \xi_{ki} \right) \right] + \text{const.}$$

## § 6. Définition des invariants intégraux.

Considérons un système d'équations différentielles:

$$\frac{dx_i}{dt} = X_i,$$

$X_i$  étant une fonction donnée de  $x_1, x_2, \dots, x_n$ . Si l'on a:

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = \text{const.},$$

cette relation s'appelle une intégrale des équations données. Le premier membre de cette relation peut s'appeler un invariant puisqu'il n'est pas altéré quand on augmente les  $x_i$  d'accroissements infiniment petits  $dx_i$  compatibles avec les équations différentielles.

Soit maintenant

$$x'_1, x'_2, \dots, x'_n$$

une autre solution des mêmes équations différentielles, de telle façon que l'on ait:

$$\frac{dx'_i}{dt} = X'_i,$$

$X'_i$  étant une fonction formée avec  $x'_1, x'_2, \dots, x'_n$  comme  $X_i$  l'était avec  $x_1, x_2, \dots, x_n$ .

Il pourra se faire qu'on ait entre les  $2n$  quantités  $x$  et  $x'$ , une relation:

$$F_1(x_1, x_2, \dots, x_n, x'_1, x'_2, \dots, x'_n) = \text{const.}$$

Le premier membre  $F_1$  pourra encore s'appeler un invariant de nos équations différentielles, mais au lieu de dépendre d'une seule solution de ces équations, il dépendra de deux solutions.

On peut supposer que  $x_1, x_2, \dots, x_n$  représentent les coordonnées d'un point dans l'espace à  $n$  dimensions et que les équations différentielles données définissent la loi du mouvement de ce point. Si l'on considère deux solutions de ces équations, on aura deux points mobiles différents, se mouvant d'après une même loi définie par nos équations différentielles. L'invariant  $F_1$  sera alors une fonction des coordonnées de ces deux points, qui dans le mouvement de ces deux points conservera sa valeur initiale.

On pourrait évidemment de même, au lieu de deux points mobiles, en envisager trois ou même un plus grand nombre.

Supposons maintenant que l'on considère une infinité de points mobiles et que les positions initiales de ces points forment un certain arc de courbe  $C$  dans l'espace à  $n$  dimensions.

Quand on se donne la position initiale d'un point mobile et les équations différentielles qui définissent la loi de son mouvement, la position du point à un instant quelconque se trouve entièrement déterminée.

Si donc nous savons que nos points mobiles, en nombre infini, forment à l'origine des temps un arc  $C$ , nous connaîtrons leurs positions à un instant  $t$  quelconque et nous verrons que les points mobiles à l'instant  $t$  forment dans l'espace à  $n$  dimensions un nouvel arc de courbe  $C'$ . Nous sommes donc en présence d'un arc de courbe qui se déplace en se déformant parce que ses différents points se meuvent conformément à la loi définie par les équations différentielles données.

Supposons maintenant que dans ce déplacement et cette déformation l'intégrale suivante:

$$\int (Y_1 dx_1 + Y_2 dx_2 + \dots + Y_n dx_n) = \int \sum Y_i dx_i$$

(où les  $Y$  sont des fonctions données des  $x$  et qui est étendue à tout l'arc de courbe) ne change pas de valeur. Cette intégrale sera encore pour nos équations différentielles un invariant, dépendant non plus d'un, de deux ou de trois, mais d'une infinité de points mobiles. Pour indiquer quelle en est la forme, je l'appellerai un invariant intégral.

De même on pourrait imaginer qu'une intégrale de la forme:

$$\int \sqrt{\sum Y_{ik} dx_i dx_k},$$

étendue à tout l'arc de courbe, demeure invariable; ce serait encore un invariant intégral.

On peut imaginer également des invariants intégraux qui soient définis par des intégrales doubles ou multiples.

Imaginons qu'on considère un fluide en mouvement permanent et de telle sorte que les trois composantes  $X, Y, Z$  de la vitesse d'une molécule quelconque soient des fonctions données des trois coordonnées  $x, y, z$  de cette molécule. Alors on pourra dire que la loi du mouvement d'une quelconque des molécules du fluide est définie par les équations différentielles:

$$\frac{dx}{dt} = X, \quad \frac{dy}{dt} = Y, \quad \frac{dz}{dt} = Z.$$

On sait que l'équation aux dérivées partielles

$$\frac{dX}{dx} + \frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz} = 0$$

exprime que le fluide est incompressible. Supposons donc que les fonctions  $X, Y, Z$  satisfassent à cette équation et considérons un ensemble de molécules occupant à l'origine des temps un certain volume. Les molécules se déplaceront, mais, en vertu de l'incompressibilité du fluide

le volume qu'elles occuperont demeurera invariable. En d'autres termes le volume, c'est à dire l'intégrale triple:

$$\iiint dx dy dz$$

sera un invariant intégral. Plus généralement si l'on envisage les équations:

$$\frac{dx_i}{dt} = X_i \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

et que l'on ait la relation:

$$\sum_{i=1}^{i=n} \frac{dX_i}{dx_i} = 0,$$

l'intégrale d'ordre  $n$

$$\int dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

que je continuerai à appeler le volume, sera un invariant intégral.

C'est ce qui arrivera en particulier pour les équations générales de la dynamique; car si l'on considère ces équations:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i},$$

il est aisément de voir que

$$\sum \frac{d\left(\frac{dF}{dy_i}\right)}{dx_i} + \sum \frac{d\left(-\frac{dF}{dx_i}\right)}{dy_i} = 0.$$

Mais en ce qui concerne ces équations générales de la dynamique, il y a autre le volume, un autre invariant intégral qui nous sera encore plus utile. Nous avons vu en effet que:

$$\sum (\xi_i \eta'_i - \xi'_i \eta_i) = \text{const.}$$

Cela traduit dans notre nouveau langage signifie que l'intégrale double

$$\iint \sum_i dx_i dy_i$$

est un invariant intégral, ainsi que je le démontrerai plus loin.

Pour exprimer ce résultat d'une autre manière, prenons le cas du problème des  $n$  corps.

Nous représenterons la situation du système des  $n$  corps par la position de  $3n$  points dans un plan. Le premier point aura pour abscisse l' $x$  du premier corps et pour ordonnée la projection sur l'axe des  $x$  de la quantité de mouvement de ce corps; le second point aura pour abscisse l' $y$  de ce même corps et pour ordonnée la projection sur l'axe des  $y$  de sa quantité de mouvement et ainsi de suite.

Imaginons une double infinité de situations initiales du système. A chacune d'elles correspond une position de nos  $3n$  points et si l'on considère l'ensemble de ces situations, on verra que ces  $3n$  points remplissent  $3n$  aires planes.

Si maintenant le système se déplace conformément à la loi de l'attraction, les  $3n$  points qui représentent sa situation vont aussi se déplacer; les  $3n$  aires planes que je viens de définir vont donc se déformer, mais leur somme demeurera constante.

Le théorème sur la conservation du volume n'est qu'une conséquence de celui qui précède.

Il y a dans le cas du problème des  $n$  corps, un autre invariant intégral sur lequel je veux attirer l'attention.

Considérons une simple infinité de positions initiales du système formant un arc de courbe dans l'espace à  $6n$  dimensions. Soient  $C_0$  et  $C_1$  les valeurs de la constante des forces vives aux deux extrémités de cet arc. Je démontrerai plus loin que l'expression

$$\int \sum (2x_i dy_i + y_i dx_i) + 3(C_1 - C_0)t$$

(où l'intégrale est étendue à l'arc de courbe tout entier et où le temps n'entre plus si  $C_1 = C_0$ ) est encore un invariant intégral; on peut d'ailleurs en déduire aisément les autres invariants intégraux dont il a été question plus haut.

Nous dirons qu'un invariant intégral est du 1<sup>er</sup> ordre, du 2<sup>d</sup> ordre, .... ou du  $n^e$  ordre selon qu'il sera une intégrale simple, double, .... ou d'ordre  $n$ .

Parmi les invariants intégraux nous distinguerons les *invariants positifs* que nous définirons comme il suit.

L'invariant intégral d'ordre  $n$

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

sera un invariant positif dans un certain domaine, si  $M$  est une fonction de  $x_1, x_2, \dots, x_n$  qui reste positive, finie et uniforme dans ce domaine.

Il me reste à démontrer les divers résultats que je viens d'énoncer; cette démonstration peut se faire par un calcul très simple.

Soit:

$$(1) \quad \frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2, \quad \dots, \quad \frac{dx_n}{dt} = X_n$$

un système d'équations différentielles où  $X_1, X_2, \dots, X_n$  sont des fonctions de  $x_1, x_2, \dots, x_n$  telles que:

$$(2) \quad \frac{dX_1}{dx_1} + \frac{dX_2}{dx_2} + \dots + \frac{dX_n}{dx_n} = 0.$$

Soit une solution de ce système d'équations dépendant de  $n$  constantes arbitraires:

$$\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n.$$

Cette solution écrira:

$$x_1 = \varphi_1(t, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n),$$

$$x_2 = \varphi_2(t, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n),$$

.....

$$x_n = \varphi_n(t, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n).$$

Il s'agit de démontrer que l'intégrale

$$J = \int dx_1 dx_2 \dots dx_n = \int \Delta d\alpha_1 d\alpha_2 \dots d\alpha_n$$

où

$$\Delta = \begin{vmatrix} \frac{dx_1}{d\alpha_1} & \frac{dx_2}{d\alpha_1} & \cdots & \frac{dx_n}{d\alpha_1} \\ \frac{dx_1}{d\alpha_2} & \frac{dx_2}{d\alpha_2} & \cdots & \frac{dx_n}{d\alpha_2} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \frac{dx_1}{d\alpha_n} & \frac{dx_2}{d\alpha_n} & \cdots & \frac{dx_n}{d\alpha_n} \end{vmatrix}$$

est une constante.

On a en effet:

$$\frac{dJ}{dt} = \int \frac{d\Delta}{dt} d\alpha_1 d\alpha_2 \dots d\alpha_n$$

et

$$\frac{d\Delta}{dt} = \Delta_1 + \Delta_2 + \dots + \Delta_n,$$

$\Delta_k$  étant le déterminant  $\Delta$  dans la  $k^{\text{e}}$  colonne duquel on a remplacé:

$$\frac{dx_k}{d\alpha_1}, \frac{dx_k}{d\alpha_2}, \dots, \frac{dx_k}{d\alpha_n}$$

par

$$\frac{d^2x_k}{d\alpha_1 dt}, \frac{d^2x_k}{d\alpha_2 dt}, \dots, \frac{d^2x_k}{d\alpha_n dt}.$$

Mais on a

$$\frac{dx_k}{dt} = X_k,$$

d'où:

$$\frac{d^2x_k}{d\alpha_i dt} = \frac{dX_k}{dx_1} \frac{dx_1}{d\alpha_i} + \frac{dX_k}{dx_2} \frac{dx_2}{d\alpha_i} + \dots + \frac{dX_k}{dx_n} \frac{dx_n}{d\alpha_i}.$$

On déduit de là:

$$\Delta_k = \Delta \frac{dX_k}{dx_k},$$

d'où

$$\frac{dJ}{dt} = \int (\Delta_1 + \Delta_2 + \dots + \Delta_n) d\alpha_1 d\alpha_2 \dots d\alpha_n$$

$$= \int \left( \frac{dX_1}{dx_1} + \frac{dX_2}{dx_2} + \dots + \frac{dX_n}{dx_n} \right) \Delta d\alpha_1 d\alpha_2 \dots d\alpha_n = 0.$$

C. Q. F. D.

Supposons maintenant qu'au lieu de la relation (2) nous ayons:

$$(2') \quad \frac{dMX_1}{dx_1} + \frac{dMX_2}{dx_2} + \dots + \frac{dMX_n}{dx_n} = 0,$$

$M$  étant une fonction quelconque de  $x_1, x_2, \dots, x_n$ .

Je dis que

$$J = \int M dx_1 dx_2 \dots dx_n = \int M \Delta d\alpha_1 d\alpha_2 \dots d\alpha_n$$

est une constante.

On a en effet:

$$\frac{dJ}{dt} = \int \left( \Delta \frac{dM}{dt} + M \frac{d\Delta}{dt} \right) d\alpha_1 d\alpha_2 \dots d\alpha_n.$$

Il faut montrer que:

$$\Delta \frac{dM}{dt} + M \frac{d\Delta}{dt} = 0.$$

On a en effet (en vertu des équations (1))

$$\frac{dM}{dt} = X_1 \frac{dM}{dx_1} + X_2 \frac{dM}{dx_2} + \dots + X_n \frac{dM}{dx_n}$$

et (d'après ce que nous venons de voir):

$$\frac{d\Delta}{dt} = \Delta \left( \frac{dX_1}{dx_1} + \frac{dX_2}{dx_2} + \dots + \frac{dX_n}{dx_n} \right).$$

Il vient donc:

$$\Delta \frac{dM}{dt} + M \frac{d\Delta}{dt} = \Delta \left( \frac{dMX_1}{dx_1} + \frac{dMX_2}{dx_2} + \dots + \frac{dMX_n}{dx_n} \right) = 0.$$

C. Q. F. D.

Passons maintenant aux équations de la dynamique.

Soient les équations

$$(1') \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = - \frac{dF}{dx_i}. \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

Soit une solution contenant deux constantes arbitraires  $\alpha$  et  $\beta$  et s'écrivant:

$$x_i = \varphi_i(t, \alpha, \beta),$$

$$y_i = \psi_i(t, \alpha, \beta).$$

Je dis que:

$$J = \int (dx_1 dy_1 + dx_2 dy_2 + \dots + dx_n dy_n) = \int \sum_{i=1}^{i=n} \left( \frac{dx_i}{d\alpha} \frac{dy_i}{d\beta} - \frac{dx_i}{d\beta} \frac{dy_i}{d\alpha} \right) d\alpha d\beta$$

est une constante.

Il vient en effet:

$$\frac{dJ}{dt} = \int \sum \left( \frac{d^2x_i}{dt d\alpha} \frac{dy_i}{d\beta} + \frac{d^2y_i}{dt d\beta} \frac{dx_i}{d\alpha} - \frac{d^2x_i}{dt d\beta} \frac{dy_i}{d\alpha} - \frac{d^2y_i}{dt d\alpha} \frac{dx_i}{d\beta} \right) d\alpha d\beta.$$

Il vient ensuite:

$$\begin{aligned} \frac{d^2x_i}{dt d\alpha} &= \sum_k \frac{d^2F}{dy_i dx_k} \frac{dx_k}{d\alpha} + \sum_k \frac{d^2F}{dy_i dy_k} \frac{dy_k}{d\alpha}, \\ \frac{d^2x_i}{dt d\beta} &= \sum_k \frac{d^2F}{dy_i dx_k} \frac{dx_k}{d\beta} + \sum_k \frac{d^2F}{dy_i dy_k} \frac{dy_k}{d\beta}, \\ \frac{d^2y_i}{dt d\alpha} &= - \sum_k \frac{d^2F}{dx_i dx_k} \frac{dx_k}{d\alpha} - \sum_k \frac{d^2F}{dx_i dy_k} \frac{dy_k}{d\alpha}, \\ \frac{d^2y_i}{dt d\beta} &= - \sum_k \frac{d^2F}{dx_i dx_k} \frac{dx_k}{d\beta} - \sum_k \frac{d^2F}{dx_i dy_k} \frac{dy_k}{d\beta}. \end{aligned}$$

On conclut de là que:

$$\begin{aligned} &\sum \left( \frac{d^2x_i}{dt d\alpha d\beta} \frac{dy_i}{d\beta} - \frac{d^2y_i}{dt d\alpha d\beta} \frac{dx_i}{d\beta} \right) \\ &= \sum \sum \left( \frac{d^2F}{dy_i dx_k} \frac{dx_k}{d\alpha} \frac{dy_i}{d\beta} + \frac{d^2F}{dy_i dy_k} \frac{dy_k}{d\alpha} \frac{dy_i}{d\beta} + \frac{d^2F}{dx_i dx_k} \frac{dx_k}{d\beta} \frac{dx_i}{d\alpha} + \frac{d^2F}{dx_i dy_k} \frac{dy_k}{d\beta} \frac{dx_i}{d\alpha} \right). \end{aligned}$$

Le second membre ne change pas quand on permute  $\alpha$  et  $\beta$ , on a donc:

$$\sum \left( \frac{d^2x_i}{dt d\alpha d\beta} \frac{dy_i}{d\beta} - \frac{d^2y_i}{dt d\alpha d\beta} \frac{dx_i}{d\beta} \right) = \sum \left( \frac{d^2x_i}{dt d\beta d\alpha} \frac{dy_i}{d\alpha} - \frac{d^2y_i}{dt d\beta d\alpha} \frac{dx_i}{d\alpha} \right).$$

Cette égalité exprime que la quantité sous le signe  $\int$  dans l'expression de  $\frac{dJ}{dt}$  est nulle et par conséquent que

$$\frac{dJ}{dt} = 0.$$

C. Q. F. D.

Il me reste à envisager le dernier des invariants intégraux qui se présente dans le cas du problème des  $n$  corps.

Reprendons les équations de la dynamique, mais en posant:

$$F = T + U,$$

$T$  ne dépendant que des  $y$  et  $U$  des  $x$  seulement. De plus  $T$  est homogène de degré 2 et  $U$  homogène de degré — 1.

Prenons une solution

$$x_i = \varphi_i(t, \alpha), \quad y_i = \psi_i(t, \alpha)$$

ne dépendant que d'une seule constante arbitraire  $\alpha$ .

Considérons l'intégrale simple:

$$J = \int \sum \left( 2x_i \frac{dy_i}{d\alpha} + y_i \frac{dx_i}{d\alpha} \right) d\alpha + 3(C_1 - C_0)t,$$

$C_1$  et  $C_0$  étant les valeurs constantes de la fonction  $F$  aux extrémités de l'arc le long duquel on intègre.

Il vient:

$$\frac{dJ}{dt} = \int \sum \left( 2 \frac{dx_i}{dt} \frac{dy_i}{d\alpha} + \frac{dy_i}{dt} \frac{dx_i}{d\alpha} + 2x_i \frac{d^2y_i}{dt d\alpha} + y_i \frac{d^2x_i}{dt d\alpha} \right) d\alpha + 3(C_1 - C_0).$$

Il vient:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i} = \frac{dT}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dU}{dx_i},$$

$$\frac{d^2x_i}{dt d\alpha} = \sum_k \frac{d^2T}{dy_i dy_k} \frac{dy_k}{d\alpha}, \quad \frac{d^2y_i}{dt d\alpha} = -\sum_k \frac{d^2U}{dx_i dx_k} \frac{dx_k}{d\alpha},$$

d'où

$$\frac{dJ}{dt} = \int \sum \sum \left( 2 \frac{dT}{dy_i d\alpha} \frac{dy_i}{d\alpha} + y_i \frac{d^2T}{dy_i dy_k} \frac{dy_k}{d\alpha} - \frac{dx_i}{d\alpha} \frac{dU}{dx_i} - 2x_i \frac{d^2U}{dx_i dx_k} \frac{dx_k}{d\alpha} \right) d\alpha + 3(C_1 - C_0).$$

Mais en vertu du théorème des fonctions homogènes on a:

$$\sum_i y_i \frac{d^2T}{dy_i dy_k} = \frac{dT}{dy_k}, \quad \sum_i x_i \frac{d^2U}{dx_i dx_k} = -2 \frac{dU}{dx_k},$$

d'où

$$\frac{dJ}{dt} = \int \sum \left( 3 \frac{dT}{dy_i} \frac{dy_i}{d\alpha} + 3 \frac{dU}{dx_i} \frac{dx_i}{d\alpha} \right) d\alpha + 3(C_1 - C_0)$$

ou

$$\frac{dJ}{dt} = 3 \int (dT + dU) + 3(C_1 - C_0).$$

Or d'après la définition de  $C_1$  et  $C_0$  on a

$$C_0 - C_1 = \int dF = \int (dT + dU).$$

Il vient donc

$$\frac{dJ}{dt} = 0.$$

C. Q. F. D.

### § 7. Transformation des invariants intégraux.

Reprenons nos équations différentielles

$$(1) \quad \frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2, \quad \dots, \quad \frac{dx_n}{dt} = X_n$$

et supposons que l'on ait

$$(2) \quad \frac{d(MX_1)}{dx_1} + \frac{d(MX_2)}{dx_2} + \dots + \frac{d(MX_n)}{dx_n} = 0,$$

de telle sorte que l'intégrale d'ordre  $n$

$$J = \int M dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

soit un invariant intégral.

Changeons de variables en posant:

$$(3) \quad \begin{aligned} x_1 &= \phi_1(z_1, z_2, \dots, z_n), \\ x_2 &= \phi_2(z_1, z_2, \dots, z_n), \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \\ x_n &= \phi_n(z_1, z_2, \dots, z_n), \end{aligned}$$

et appelons  $\Delta$  le déterminant fonctionnel des  $n$  fonctions  $\psi$  par rapport aux  $n$  variables  $z$ .

Nous aurons après le changement de variables:

$$J = \int M \Delta dz_1 dz_2 \dots dz_n.$$

Si l'invariant  $J$  était positif avant le changement de variables, il restera positif après ce changement, pourvu que  $\Delta$  soit toujours positif, fini et uniforme.

Comme en permutant deux des variables  $z$ , on change le signe de  $\Delta$ , il nous suffira de supposer que  $\Delta$  est toujours de même signe ou qu'il ne s'annule jamais. Il devra de plus être toujours fini et uniforme. Cela arrivera si le changement de variables (3) est doublement univoque, c'est à dire si dans le domaine considéré les  $x$  sont fonctions uniformes des  $z$  et les  $z$  fonctions uniformes des  $x$ .

Ainsi après un changement de variables doublement univoque, les invariants positifs restent positifs.

Voici un cas particulier intéressant:

Supposons que l'on connaisse une intégrale des équations (1)

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = C.$$

Prenons pour variables nouvelles  $z_n = C$  d'une part et d'autre part  $n - 1$  autres variables  $z_1, z_2, \dots, z_{n-1}$ . Il arrivera souvent qu'on pourra choisir  $z_1, z_2, \dots, z_{n-1}$  de telle sorte que ce changement de variables soit doublement univoque dans le domaine considéré.

Après le changement de variables, les équations (1) deviendront:

$$(4) \quad \frac{dz_1}{dt} = Z_1, \quad \frac{dz_2}{dt} = Z_2, \quad \dots, \quad \frac{dz_{n-1}}{dt} = Z_{n-1}, \quad \frac{dz_n}{dt} = Z_n = 0,$$

$Z_1, Z_2, \dots, Z_{n-1}$  étant des fonctions connues de  $z_1, z_2, \dots, z_n$ . Si l'on regarde la constante  $C = z_n$  comme une donnée de la question, les équations sont réduites à l'ordre  $n - 1$  et s'écrivent:

$$(4') \quad \frac{dz_1}{dt} = Z_1, \quad \dots, \quad \frac{dz_{n-1}}{dt} = Z_{n-1},$$

les fonctions  $Z$  ne dépendant plus que de  $z_1, z_2, \dots, z_{n-1}$  puisque  $z_n$  y a été remplacé par sa valeur numérique.

Si les équations (1) admettent un invariant positif

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n,$$

les équations (4) admettront également un invariant positif:

$$J = \int \mu dz_1 dz_2 \dots dz_{n-1} dz_n.$$

Je dis maintenant que les équations (4') qui sont d'ordre  $n - 1$  admettent également un invariant intégral positif qui devra être d'ordre  $n - 1$ .

En effet, dire que  $J$  est un invariant intégral c'est dire que

$$\frac{d(\mu Z_1)}{dz_1} + \frac{d(\mu Z_2)}{dz_2} + \dots + \frac{d(\mu Z_n)}{dz_n} = 0$$

ou puisque  $Z_n$  est nul,

$$\frac{d(\mu Z_1)}{dz_1} + \frac{d(\mu Z_2)}{dz_2} + \dots + \frac{d(\mu Z_{n-1})}{dz_{n-1}} = 0,$$

ce qui prouve que l'intégrale d'ordre  $n - 1$

$$\int \mu dz_1 dz_2 \dots dz_{n-1}$$

est un invariant pour les équations (4').

Jusqu'ici nous avons fait porter les changements de variables sur les fonctions inconnues  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , mais nous avons conservé le temps  $t$  qui est notre variable indépendante. Nous allons supposer maintenant que l'on pose:

$$t = \varphi(t_1)$$

et que nous prenions  $t_1$  comme nouvelle variable indépendante.

Les équations (1) deviennent alors:

$$(5) \quad \frac{dx_i}{dt_1} = X'_i = X_i \frac{d\varphi}{dt_1} = X_i \frac{dt}{dt_1}. \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

Si les équations (1) ont un invariant intégral d'ordre  $n$

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

on devra avoir

$$\sum \frac{d}{dx_i} (MX_i) = 0,$$

ce qui peut s'écrire

$$\sum \frac{d}{dx_i} \left( M \frac{dt_1}{dt} X'_i \right) = 0.$$

Cela montre que

$$\int M \frac{dt_1}{dt} dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

est un invariant intégral pour les équations (5).

Pour que cette transformation puisse être utile, il faut que  $t$  et  $t_1$  soient liés de telle sorte que  $\frac{dt_1}{dt}$  puisse être regardé comme une fonction connue, finie, continue et uniforme de  $x_1, x_2, \dots, x_n$ .

Supposons par exemple que nous prenions pour nouvelle variable indépendante:

$$x_n = t_1.$$

Il vient alors

$$\frac{dt_1}{dt} = X_n$$

et les équations (5) s'écrivent

$$\frac{dx_1}{dt_1} = \frac{X_1}{X_n}, \quad \frac{dx_2}{dt_1} = \frac{X_2}{X_n}, \quad \dots, \quad \frac{dx_{n-1}}{dt_1} = \frac{X_{n-1}}{X_n}, \quad \frac{dx_n}{dt_1} = 1,$$

et elles admettent comme invariant intégral:

$$\int M X_n dx_1 dx_2 \dots dx_n.$$

De même si nous prenons pour nouvelle variable indépendante:

$$t_1 = \theta(x_1, x_2, \dots, x_n),$$

$\theta$  étant une fonction quelconque de  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , le nouvel invariant intégral s'écrit:

$$\int M \left( \frac{d\theta}{dx_1} X_1 + \frac{d\theta}{dx_2} X_2 + \dots + \frac{d\theta}{dx_n} X_n \right) dx_1 dx_2 \dots dx_n.$$

Il est à remarquer que la forme et la signification d'un invariant intégral est beaucoup plus profondément modifiée quand on change la variable indépendante appelée temps que quand le changement de variables porte seulement sur les fonctions inconnues  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , car alors les lois du mouvement du point représentatif  $P$  se trouvent complètement transformées.

Supposons  $n = 3$  et regardons  $x_1, x_2, x_3$  comme les coordonnées d'un point  $P$  dans l'espace. L'équation:

$$\theta(x_1, x_2, x_3) = 0$$

représentera une surface. Considérons une portion quelconque de cette surface et appelons  $S$  cette portion de surface.

Je supposerai qu'en tous les points de  $S$  on a

$$\frac{d\theta}{dx_1} X_1 + \frac{d\theta}{dx_2} X_2 + \frac{d\theta}{dx_3} X_3 > 0.$$

Il en résulte que la portion de surface  $S$  n'est tangente à aucune trajectoire. Je dirai alors que  $S$  est une surface sans contact.

Soit  $P_0$  un point de  $S$ ; par ce point passe une trajectoire. Si cette trajectoire prolongée vient recouper  $S$  en un point  $P_1$ , je dirai que  $P_1$  est le *conséquent* de  $P_0$ . A son tour  $P_1$  peut avoir un conséquent  $P_2$  que j'appellerai le *second conséquent* de  $P_0$  et ainsi de suite.

Si on considère une courbe  $C$  tracée sur  $S$ , les  $n^{\text{es}}$  conséquents des divers points de cette courbe formeront une autre courbe  $C'$  que j'appellerai la  $n^{\text{e}}$  *conséquente* de  $C$ . On définirait de la même façon l'aire qui est  $n^{\text{e}}$  conséquente d'une aire donnée faisant partie de  $S$ .

Cela posé, soit une portion de surface sans contact  $S$  ayant pour équation  $\theta = 0$ ; soit  $C$  une courbe fermée tracée sur cette surface et limitant une aire  $A$ ; soient  $C'$  et  $A'$  les premières conséquentes,  $C''$  et  $A''$  les  $n^{\text{es}}$  conséquentes de  $C$  et de  $A$ .

Par chacun des points de  $C$  passe une trajectoire que je prolonge depuis sa rencontre avec  $C$  jusqu'à sa rencontre avec  $C'$ . L'ensemble de ces trajectoires formera une surface trajectoire  $T$ .

Je considère le volume  $V$  limité par la surface trajectoire  $T$  et par les deux aires  $A$  et  $A'$ . Supposons qu'il y ait un invariant positif

$$J = \int M dx_1 dx_2 dx_3.$$

J'étends cet invariant au volume  $V$  et j'écris que  $\frac{dJ}{dt}$  est nul.

Soit  $d\omega$  un élément de la surface  $S$ . Menons la normale à cet élément, prenons sur cette normale une longueur infiniment petite  $dn$ . Soit  $\theta + \frac{d\theta}{dn} dn$  la valeur de  $\theta$  à l'extrémité de cette longueur. Si l'on a mené la normale dans le sens des  $\theta$  croissants, on aura

$$\frac{d\theta}{dn} > 0.$$

Posons:

$$\frac{\frac{d\theta}{dx_1} X_1 + \frac{d\theta}{dx_2} X_2 + \frac{d\theta}{dx_3} X_3}{\frac{d\theta}{dn}} = H,$$

on aura alors

$$\frac{dJ}{dt} = \int_{A'} MH d\omega - \int_A MH d\omega,$$

la première intégrale étant étendue à l'aire  $A'$  et la seconde à l'aire  $A$ .

L'intégrale

$$\int MH d\omega$$

conserve la même valeur qu'on l'étende à l'aire  $A$ , ou à  $A'$ , ou par conséquent à  $A''$ . C'est donc un invariant intégral d'une nature particulière qui conserve la même valeur pour une aire quelconque ou pour l'une de ses conséquentes.

Cet invariant est d'ailleurs positif, car par hypothèse,  $M$ ,  $H$  et par conséquent  $MH$  sont positifs.

### § 8. Usage des invariants intégraux.

Ce qui fait l'intérêt des invariants intégraux, ce sont les théorèmes suivants dont nous ferons un fréquent usage.

Nous avons défini plus haut la stabilité en disant que le point mobile  $P$  doit rester à distance finie; on l'entend quelquefois dans un

autre sens. Pour qu'il y ait stabilité, il faut que le point  $P$  revienne au bout d'un temps suffisamment long sinon à sa position initiale, du moins dans une position aussi voisine que l'on veut de cette position initiale.

C'est dans ce dernier sens que POISSON entendait la stabilité. Lorsqu'il a démontré que, si l'on tient compte des secondes puissances des masses, les grands axes des orbites demeurent invariables, il s'est seulement attaché à établir que les développements de ces grands axes en séries ne contiennent que des termes périodiques de la forme  $\sin \alpha t$  ou  $\cos \alpha t$ , ou des termes mixtes de la forme  $t \sin \alpha t$  ou  $t \cos \alpha t$ , sans contenir aucun terme séculaire de la forme  $t$  ou  $t^2$ . Cela ne signifie pas que les grands axes ne peuvent jamais dépasser une certaine valeur, car un terme mixte  $t \cos \alpha t$  peut croître au delà de toute limite; cela veut dire seulement que les grands axes repasseront une infinité de fois par leur valeur primitive.

La stabilité, au sens de POISSON, peut-elle appartenir à toutes les solutions? POISSON ne le croyait pas, car sa démonstration suppose expressément que les moyens mouvements ne sont pas commensurables; elle ne s'applique donc pas quelles que soient les conditions initiales du mouvement.

L'existence des solutions asymptotiques, que nous établirons plus loin, montre suffisamment que si la position initiale du point  $P$  est convenablement choisie, ce point  $P$  ne repassera pas une infinité de fois aussi près que l'on voudra de cette position initiale.

Mais je me propose d'établir que, dans un des cas particuliers du problème des trois corps, on peut choisir la position initiale du point  $P$  (et cela d'une infinité de manières) de telle façon que ce point  $P$  repasse une infinité de fois aussi près que l'on voudra de sa position initiale.

En d'autres termes, il y aura une infinité de solutions particulières du problème qui ne jouiront pas de la stabilité au second sens du mot, c'est à dire au sens de POISSON; mais il y en aura une infinité qui en jouiront. J'ajouterai que les premières peuvent être regardées comme exceptionnelles et je chercherai plus loin à faire comprendre le sens précis que j'attache à ce mot.

Supposons  $n = 3$  et imaginons que  $x_1, x_2, x_3$  représentent les coordonnées d'un point  $P$  dans l'espace.

**Théorème I.** Supposons que le point  $P$  reste à distance finie, et que le volume  $\int dx_1 dx_2 dx_3$  soit un invariant intégral; si l'on considère une région  $r_0$  quelconque, quelque petite que soit cette région, il y aura des trajectoires qui la traverseront une infinité de fois.

En effet le point  $P$  restant à distance finie, ne sortira jamais d'une région limitée  $R$ . J'appelle  $V$  le volume de cette région  $R$ .

Imaginons maintenant une région très petite  $r_0$ , j'appelle  $v$  le volume de cette région. Par chacun des points de  $r_0$  passe une trajectoire que l'on peut regarder comme parcourue par un point mobile suivant la loi définie par nos équations différentielles. Considérons donc une infinité de points mobiles remplissant au temps 0 la région  $r_0$  et se mouvant ensuite conformément à cette loi. Au temps  $\tau$  ils rempliront une certaine région  $r_1$ , au temps  $2\tau$  une région  $r_2$ , etc. au temps  $n\tau$  une région  $r_n$ . Je puis supposer que  $\tau$  est assez grand et  $r_0$  assez petit pour que  $r_0$  et  $r_1$  n'aient aucun point commun.

Le volume étant un invariant intégral, ces diverses régions  $r_0, r_1, \dots, r_n$  auront même volume  $v$ . Si ces régions n'avaient aucun point commun, le volume total serait plus grand que  $nv$ ; mais d'autre part toutes ces régions sont intérieures à  $R$ , le volume total est donc plus petit que  $V$ . Si donc on a:

$$n > \frac{V}{v},$$

il faut que deux au moins de nos régions aient une partie commune. Soient  $r_p$  et  $r_q$  ces deux régions ( $q > p$ ). Si  $r_p$  et  $r_q$  ont une partie commune, il est clair que  $r_0$  et  $r_{q-p}$  devront avoir une partie commune.

Plus généralement, si on ne pouvait trouver  $k$  régions ayant une partie commune, aucun point de l'espace ne pourrait appartenir à plus de  $k-1$  des régions  $r_0, r_1, \dots, r_n$ . Le volume total occupé par ces régions serait donc plus grande que  $\frac{nv}{k-1}$ . Si donc on a

$$n > (k-1) \frac{V}{v},$$

il faut que l'on puisse trouver  $k$  régions ayant une partie commune. Soient:

$$r_{p_1}, r_{p_2}, \dots, r_{p_k}$$

ces régions. Alors

$$r_0, r_{p_2-p_1}, r_{p_3-p_1}, \dots, r_{p_n-p_1}$$

auront aussi une partie commune.

Mais reprenons la question à un autre point de vue. Par analogie avec la nomenclature du paragraphe précédent nous conviendrons de dire que la région  $r_n$  est la  $n^e$  conséquente de  $r_0$  et que  $r_0$  est la  $n^e$  antécédente de  $r_n$ .

Supposons alors que  $r_p$  soit la première des conséquentes successives de  $r_0$  qui ait une partie commune avec  $r_0$ . Soit  $r'_0$  cette partie commune; soit  $s'_0$  la  $p^e$  antécédente de  $r'_0$  qui fera aussi partie de  $r_0$  puisque sa  $p^e$  conséquente fait partie de  $r_p$ .

Soit ensuite  $r'_{p_1}$  la première des conséquentes de  $r'_0$  qui ait une partie commune avec  $r'_0$ ; soit  $r''_0$  cette partie commune; sa  $p_1^e$  antécédente fera partie de  $r'_0$  et par conséquent de  $r_0$ , et sa  $p + p_1^e$  antécédente que j'appellerai  $s''_0$  fera partie de  $s'_0$  et par conséquent de  $r_0$ .

Ainsi  $s''_0$  fera partie de  $r_0$  ainsi que ses  $p^e$  et  $p + p_1^e$  conséquentes. Et ainsi de suite.

Avec  $r''_0$  nous formerons  $r'''_0$  comme nous avons formé  $r''_0$  avec  $r'_0$  et  $r'_0$  avec  $r_0$ ; nous formerons ensuite  $r^{IV}_0, \dots, r^n_0, \dots$

Je supposerai que la première des conséquentes successives de  $r^n_0$  qui ait une partie commune avec  $r^n_0$  soit celle d'ordre  $p_n$ .

J'appellerai  $s^n_0$  l'antécédente d'ordre  $p + p_1 + p_2 + \dots + p_{n-1}$  de  $r^n_0$ .

Alors  $s^n_0$  fera partie de  $r_0$  ainsi que ses  $n$  conséquentes d'ordre:

$$p, p + p_1, p + p_1 + p_2, \dots, p + p_1 + p_2 + \dots + p_{n-1}.$$

De plus  $s^n_0$  fera partie de  $s^{n-1}_0, s^{n-1}_0$  de  $s^{n-2}_0, \dots$

Il y aura alors des points qui appartiendront à la fois aux régions  $r_0, s'_0, s''_0, \dots, s^n_0, s^{n+1}_0, \dots$  ad. inf. L'ensemble de ces points formera une région  $\sigma$  qui pourra d'ailleurs se réduire à un ou à plusieurs points.

Alors la région  $\sigma$  fera partie de  $r_0$  ainsi que ses conséquentes d'ordre  $p, p + p_1, \dots, p + p_1 + \dots + p_n, p + p_1 + \dots + p_n + p_{n+1}, \dots$  ad. inf.

En d'autres termes, toute trajectoire issue d'un des points de  $\sigma$  traversera une infinité de fois la région  $r_0$ .

C. Q. F. D.

*Corollaire.* Il résulte de ce qui précède qu'il existe une infinité de trajectoires qui traversent une infinité de fois la région  $r_0$ ; mais il peut en exister d'autres qui ne traversent cette région qu'un nombre fini de fois. Je me propose maintenant d'expliquer pourquoi ces dernières trajectoires peuvent être regardées comme exceptionnelles.

Cette expression n'ayant par elle-même aucun sens précis, je suis obligé d'abord d'en compléter la définition.

Nous conviendrons de dire que la probabilité pour que la position initiale du point mobile  $P$  appartienne à une certaine région  $r_0$  est à la probabilité pour que cette position initiale appartienne à une autre région  $r'_0$  dans le même rapport que le volume de  $r_0$  au volume de  $r'_0$ .

Les probabilités étant ainsi définies, je me propose d'établir que la probabilité pour qu'une trajectoire issue d'un point de  $r_0$  ne traverse pas cette région plus de  $k$  fois est nulle, quelque grand que soit  $k$  et quelque petite que soit la région  $r_0$ . C'est là ce que j'entends quand je dis que les trajectoires qui ne traversent  $r_0$  qu'un nombre fini de fois sont exceptionnelles.

Je suppose que la position initiale du point  $P$  appartienne à  $r_0$  et je me propose de calculer la probabilité pour que la trajectoire issue de ce point ne traverse pas  $k+1$  fois la région  $r_0$  depuis l'époque 0 jusqu'à l'époque  $n\tau$ .

Nous avons vu que si le volume  $v$  de  $r_0$  est tel que:

$$n > \frac{kV}{v}$$

on pourra trouver  $k+1$  régions que j'appellerai

$$r_0, r_{\alpha_1}, r_{\alpha_2}, \dots, r_{\alpha_k}$$

et qui auront une partie commune. Soit  $s_{\alpha_k}$  cette partie commune, soit  $s_0$  son antécédente d'ordre  $\alpha_k$ ; et désignons par  $s_p$  la  $p^{\text{e}}$  conséquente de  $s_0$ .

Je dis que si la position initiale du point  $P$  appartient à  $s_0$ , la trajectoire issue de ce point traversera  $k+1$  fois au moins la région  $r_0$  entre l'époque 0 et l'époque  $n\tau$ .

En effet le point mobile qui décrit cette trajectoire se trouvera à l'époque 0 dans la région  $s_0$ , à l'époque  $p\tau$  dans la région  $s_p$ , à l'époque

$n\tau$  dans la région  $s_n$ . Il traversera donc nécessairement, entre les époques 0 et  $n\tau$ , les régions suivantes:

$$s_0, s_{a_k-a_{k-1}}, s_{a_k-a_{k-2}}, \dots, s_{a_k-a_2}, s_{a_k-a_1}, s_{a_k}.$$

Or je dis que toutes ces régions font partie de  $r_0$ . En effet  $s_{a_k}$  fait partie de  $r_0$  par définition;  $s_0$  fait partie de  $r_0$  parce que sa  $a_k^e$  conséquente  $s_{a_k}$  fait partie de  $r_{a_k}$ , et en général  $s_{a_k-a_i}$  fera partie de  $r_0$  parce que sa  $a_i^e$  conséquente  $s_{a_k}$  fait partie de  $r_{a_i}$ .

Donc le point mobile traversera  $k+1$  fois au moins la région  $r_0$ .

C. Q. F. D.

Soit maintenant  $\sigma_0$  la portion de  $r_0$  qui n'appartient ni à  $s_0$ , ni à aucune région analogue, de telle façon que les trajectoires issues des divers points de  $\sigma_0$  ne traversent pas la région  $r_0$  au moins  $k+1$  fois entre les époques 0 et  $n\tau$ . Soit  $w$  le volume de  $\sigma_0$ .

La probabilité cherchée, c'est à dire la probabilité pour que notre trajectoire ne traverse pas  $k+1$  fois  $r_0$  entre ces deux époques sera alors  $\frac{w}{v}$ .

Or par hypothèse aucune trajectoire issue de  $\sigma_0$  ne traverse  $k+1$  fois  $r_0$  ni a fortiori  $\sigma_0$  entre ces deux époques. On a donc:

$$w < \frac{kV}{n}$$

et notre probabilité sera plus petite que

$$\frac{kV}{nv}.$$

Quelque grand que soit  $k$ , quelque petit que soit  $v$ , on pourra toujours prendre  $n$  assez grand pour que cette expression soit aussi petite que nous le voudrons. Donc il y a une probabilité nulle pour que notre trajectoire, que nous savons issue d'un point de  $r_0$ , ne traverse pas cette région plus de  $k$  fois depuis l'époque 0 jusqu'à l'époque  $+\infty$ .

C. Q. F. D.

*Extension du théorème I.* Nous avons supposé:

1° que  $n = 3$ ,

2° que le volume est un invariant intégral,

3° que le point  $P$  est assujetti à rester à distance finie.

Le théorème est encore vrai si le volume n'est pas un invariant intégral, pourvu qu'il existe un invariant positif quelconque:

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_3.$$

Il est encore vrai si  $n > 3$ , s'il existe un invariant positif:

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

et si  $x_1, x_2, \dots, x_n$ , coordonnées du point  $P$  dans l'espace à  $n$  dimensions, sont assujetties à rester finies.

Mais il y a plus.

Supposons que  $x_1, x_2, \dots, x_n$  ne soient plus assujetties à rester finies, mais que l'invariant intégral positif

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

étendu à l'espace à  $n$  dimensions tout entier ait une valeur finie. Le théorème sera encore vrai.

Voici un cas qui se présentera plus fréquemment.

Supposons que l'on connaisse une intégrale des équations (1)

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = \text{const.}$$

Si  $F = \text{const.}$  est l'équation générale d'un système de surfaces fermées dans l'espace à  $n$  dimensions, si en d'autres termes  $F$  est une fonction uniforme qui devient infinie quand une quelconque des variables  $x_1, x_2, \dots, x_n$  cesse d'être finie, il est clair que  $x_1, x_2, \dots, x_n$  resteront toujours finies, puisque  $F$  conserve une valeur constante finie; on se trouve donc dans les conditions de l'énoncé du théorème.

Mais supposons que les surfaces  $F = \text{const.}$  ne soient pas fermées; il pourra se faire néanmoins que l'invariant intégral positif

$$\int M dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

étendu à tous les systèmes de valeurs des  $x$  tels que:

$$C_1 < F < C_2$$

ait une valeur finie; le théorème sera encore vrai.

C'est ce qui arrive en particulier dans le cas suivant.

M. HILL dans sa théorie de la lune a négligé dans une première approximation la parallaxe du soleil, l'excentricité du soleil et l'inclinaison des orbites; il est ainsi arrivé aux équations suivantes:

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= x', & \frac{dx'}{dt} &= 2n'y' - x\left(\frac{\mu}{\sqrt{(x^2 + y^2)^3}} - 3n'^2\right), \\ \frac{dy}{dt} &= y', & \frac{dy'}{dt} &= -2n'x' - \frac{\mu y}{\sqrt{(x^2 + y^2)^3}},\end{aligned}$$

qui admettent l'intégrale:

$$F = \frac{x'^2 + y'^2}{2} - \frac{\mu}{\sqrt{x^2 + y^2}} - \frac{3}{2}n'^2x^2 = \text{const.}$$

et l'invariant intégral

$$\int dx dy dx' dy'.$$

Si l'on regarde  $x, y, x'$  et  $y'$  comme les coordonnées d'un point dans l'espace à 4 dimensions, l'équation  $F = \text{const.}$  représente un système de surfaces qui ne sont pas fermées. Mais l'invariant intégral étendu à tous les points compris entre deux de ces surfaces est fini, comme nous allons le montrer.

Le théorème I est donc encore vrai; c'est à dire qu'il existe des trajectoires qui traversent une infinité de fois toute région de l'espace à 4 dimensions, quelque petite que soit cette région.

Soit donc à calculer l'intégrale quadruple

$$J = \int dx dy dx' dy',$$

cette intégrale étant étendue à tous les systèmes de valeurs tels que

$$C_1 < F < C_2.$$

Changeons de variables et transformons notre intégrale quadruple, en posant:

$$\begin{aligned}x' &= \cos \varphi \sqrt{2r}, & y' &= \sin \varphi \sqrt{2r}, \\ x &= \rho \cos \omega, & y &= \rho \sin \omega;\end{aligned}$$

cette intégrale devient:

$$J = \int \rho d\rho dr d\omega d\varphi$$

et il vient d'autre part:

$$F = r - \frac{\mu}{\rho} - \frac{3}{2} n'^2 \rho^2 \cos^2 \omega.$$

Nous devons intégrer d'abord par rapport à  $\varphi$  entre les limites 0 et  $2\pi$ , ce qui donne:

$$J = 2\pi \int \rho d\rho dr d\omega$$

et l'intégration doit être étendue à tous les systèmes de valeurs de  $\rho$ ,  $r$  et  $\omega$  qui satisfont aux inégalités:

$$(1) \quad \begin{aligned} r &> 0, \quad r > C_1 + \frac{\mu}{\rho} + \frac{3}{2} n'^2 \rho^2 \cos^2 \omega, \\ r &< C_2 + \frac{\mu}{\rho} + \frac{3}{2} n'^2 \rho^2 \cos^2 \omega. \end{aligned}$$

De ces inégalités on peut déduire la suivante:

$$C_2 + \frac{\mu}{\rho} + \frac{3}{2} n'^2 \rho^2 \cos^2 \omega > 0.$$

Regardons  $\rho$  et  $\omega$  comme les coordonnées polaires d'un point et construisons la courbe

$$C_2 + \frac{\mu}{\rho} + \frac{3}{2} n'^2 \rho^2 \cos^2 \omega = 0.$$

Nous verrons que si  $C_2$  est plus petit que  $-\frac{1}{2}(9n'\mu)^{\frac{2}{3}}$  cette courbe se compose d'une ovale fermée située tout entière à l'intérieur du cercle

$$\rho = \sqrt[3]{\frac{\mu}{3n'^2}}$$

et de deux branches infinies situées tout entières à l'extérieur de ce cercle.

Le lecteur fera facilement cette construction; s'il y éprouvait quelque difficulté, je le renverrais au mémoire original de M. HILL dans le tome I de l'American Journal of Mathematics.

M. HILL conclut de là que si le point  $\rho$ ,  $\omega$  est à l'origine des temps à l'intérieur de cette ovale fermée, il y restera toujours; que par consé-

quent  $\rho$  restera toujours plus petit que  $\sqrt[3]{\frac{\mu}{3n'^2}}$ . Ainsi si l'on négligeait la parallaxe du soleil, son excentricité et les inclinaisons, il serait permis d'assigner une limite supérieure au rayon vecteur de la lune. En ce qui concerne la lune en effet, la constante  $C_2$  est plus petite que  $-\frac{1}{2}(9n'\mu)^{\frac{2}{3}}$ .

C'est ce remarquable résultat de M. HILL que je me propose de compléter en montrant que, dans ces conditions, la lune jouirait également de la stabilité au sens de POISSON; je veux dire par là que, si les conditions initiales du mouvement ne sont pas exceptionnelles, la lune repassera une infinité de fois aussi près que l'on voudra de sa position primitive. C'est pour cela, comme je l'ai expliqué plus haut, que je me propose de démontrer que l'intégrale  $J$  est finie.

Comme  $\rho$  est plus petit que  $\sqrt[3]{\frac{\mu}{3n'^2}}$  et par conséquent limité, l'intégrale:

$$J = 2\pi \int \rho d\rho dr d\omega$$

ne peut devenir infinie que si  $r$  croît indéfiniment, et  $r$  ne peut devenir infini, en vertu des inégalités (1) que si  $\rho$  s'annule.

Posons donc:

$$J = J' + J'',$$

$J'$  représentant l'intégrale étendue à tous les systèmes de valeurs tels que

$$(2) \quad r > 0, \rho > \rho_0, C_1 < F < C_2$$

et  $J''$  représentant l'intégrale étendue à tous les systèmes de valeurs tels que:

$$(3) \quad r > 0, \rho < \rho_0, C_1 < F < C_2.$$

Quand les inégalités (2) sont satisfaites  $\rho$  ne peut s'annuler; donc  $r$  ne peut devenir infini. Donc la première intégrale  $J'$  est finie.

Examinons maintenant  $J''$ . Je puis supposer que  $\rho_0$  a été pris assez petit pour que

$$C_1 + \frac{\mu}{\rho_0} > 0.$$

Les inégalités  $F > C_1$ ,  $\rho < \rho_0$  entraînent alors  $r > 0$ . Nous devons donc intégrer par rapport à  $r$  entre les limites:

$$C_1 + \frac{\mu}{\rho} + \frac{3}{2} n'^2 \rho^2 \cos^2 \omega \quad \text{et} \quad C_2 + \frac{\mu}{\rho} + \frac{3}{2} n'^2 \rho^2 \cos^2 \omega.$$

Il vient alors:

$$J' = 2\pi(C_2 - C_1) \int_0^{2\pi} d\omega \int_0^{\rho_0} \rho d\rho = 2\pi^2 \rho_0^2 (C_2 - C_1).$$

$J'$  et par conséquent  $J$  est donc fini.

C. Q. F. D.

M. BOHLIN a généralisé de la manière suivante le résultat de M. HILL. Considérons le cas particulier suivant du problème des trois corps. Soit  $A$  un corps de masse  $1 - \mu$ ,  $B$  un corps de masse  $\mu$  et  $C$  un corps de masse infiniment petite. Imaginons que les deux corps  $A$  et  $B$  (dont le mouvement doit être Képlerien, puisqu'il n'est pas troublé par la masse de  $C$ ) décrivent autour de leur centre de gravité commun supposé fixe deux circonférences concentriques, et que  $C$  se meuve dans le plan de ces deux circonférences. Je prendrai pour unité de longueur la distance constante  $AB$ , de telle façon que les rayons de ces deux circonférences soient  $1 - \mu$  et  $\mu$ . Je supposerai que l'unité de temps ait été choisie de telle sorte que la vitesse angulaire des deux points  $A$  et  $B$  sur leurs circonférences soit égale à 1 (ou ce qui revient au même que la constante de GAUSS soit égale à 1).

Choisissons alors deux axes mobiles ayant leur origine au centre de gravité des deux masses  $A$  et  $B$ ; le premier de ces axes sera la droite  $AB$ , et le second sera perpendiculaire au premier.

Les coordonnées de  $A$  par rapport à ces deux axes sont  $-\mu$  et 0; celles de  $B$  sont  $1 - \mu$  et 0; quant à celles de  $C$  je les appelle  $x$  et  $y$ ; j'ai alors pour les équations du mouvement:

$$\frac{dx}{dt} = x', \quad \frac{dx'}{dt} = -2y' + \frac{dV}{dx} + x,$$

$$\frac{dy}{dt} = y', \quad \frac{dy'}{dt} = -2x' + \frac{dV}{dy} + y,$$

en posant

$$V = \frac{1 - \mu}{AC} + \frac{\mu}{BC}.$$

On a d'ailleurs:

$$\overline{AC}^2 = (x + \mu)^2 + y^2, \quad \overline{BC}^2 = (x + \mu - 1)^2 + y^2.$$

Ces équations admettent une intégrale:

$$F = \frac{x'^2 + y'^2}{2} - V - \frac{x^2 + y^2}{2} = K$$

et un invariant intégral:

$$J = \int dx dy dx' dy'.$$

M. BOHLIN, dans le tome 10 des Acta mathematica, a généralisé le résultat de M. HILL, en montrant que si la constante  $K$  a une valeur convenable (ce que nous supposerons) et si les valeurs initiales de  $x$  et de  $y$  sont assez petites, ces quantités  $x$  et  $y$  resteront limitées.

Je me propose maintenant de montrer que l'intégrale  $J$  étendue à tous les systèmes de valeurs tels que

$$K_1 < F < K_2$$

est finie; d'où nous pourrons conclure, comme nous l'avons fait plus haut, que la stabilité au sens de POISSON subsiste encore dans ce cas.

Si les constantes  $K_1$  et  $K_2$  sont convenablement choisies, le théorème de M. BOHLIN montre que  $x$  et  $y$  seront limités. Quant à  $x'$  et  $y'$  ils ne pourront devenir infinis que si  $V$  devient infini, c'est à dire si  $AC$  s'annule, ou si  $BC$  s'annule.

Posons alors:

$$J = J' + J'' + J''',$$

l'intégrale  $J'$  étant étendue à tous les systèmes de valeurs tels que:

$$K_1 < F < K_2, \quad \overline{AC}^2 > \rho_0^2, \quad \overline{BC}^2 > \rho_0^2, \quad \left( \rho_0 < \frac{1}{2} \right)$$

l'intégrale  $J''$  à tous les systèmes de valeurs tels que:

$$K_1 < F < K_2, \quad \overline{AC}^2 < \rho_0^2, \quad (\text{d'où } \overline{BC}^2 > \rho_0^2),$$

et l'intégrale  $J''$  à tous les systèmes de valeurs tels que:

$$K_1 < F < K_2, \quad \overline{BC}^2 < \rho_0^2, \quad (\text{d'où } \overline{AC}^2 > \rho_0^2).$$

Comme pour aucun des systèmes de valeurs auxquels l'intégrale  $J'$  est étendue,  $AC$  ou  $BC$  ne s'annule, cette intégrale  $J'$  est finie.

Examinons maintenant l'intégrale  $J''$ . Je puis supposer que  $\rho_0$  ait été choisi assez petit pour que

$$\frac{1-\mu}{\rho_0} + K_1 > 0, \quad \frac{\mu}{\rho_0} + K_1 > 0.$$

Dans ce cas  $\frac{x'^2 + y'^2}{2}$  peut varier entre les limites

$$L_1 = K_1 + \frac{1-\mu}{AC} + \frac{\mu}{BC} + \frac{x^2 + y^2}{2} \quad \text{et} \quad K_2 + \frac{1-\mu}{AC} + \frac{\mu}{BC} + \frac{x^2 + y^2}{2} = L_2,$$

car la plus petite de ces deux limites est positive.

Posons alors comme plus haut:

$$x' = \sqrt{2r} \cos \varphi, \quad y' = \sqrt{2r} \sin \varphi, \quad \text{d'où} \quad r = \frac{x'^2 + y'^2}{2};$$

l'intégrale deviendra

$$J'' = \int dx dy dr d\varphi$$

et on devra intégrer par rapport à  $\varphi$  entre les limites 0 et  $2\pi$  et par rapport à  $r$  entre les limites  $L_1$  et  $L_2$ ; il viendra donc:

$$J'' = 2\pi(K_2 - K_1) \int dx dy.$$

L'intégrale double  $\int dx dy$  devra être étendue à tous les systèmes de valeurs tels que  $\overline{AC}^2 < \rho_0^2$ ; elle est donc égale à  $\pi\rho_0^2$ ; de sorte qu'il vient:

$$J'' = 2\pi^2\rho_0^2(K_2 - K_1).$$

$J''$  est donc fini, et il en est de même de  $J'''$  et de  $J$ .

C. Q. F. D.

Nous devons donc conclure que (si les conditions initiales du mouvement ne sont pas exceptionnelles au sens donné à ce mot dans le corol-

laire du théorème I) le troisième corps  $C$  repassera une infinité de fois aussi près que l'on voudra de sa position initiale.

Dans le cas général du problème des trois corps, on ne peut plus affirmer qu'il en sera encore de même.

**Théorème II.** Si  $n = 3$  et que  $x_1, x_2, x_3$  représentent les coordonnées d'un point dans l'espace ordinaire, et s'il y a un invariant positif, il ne peut pas y avoir de surface *fermée* sans contact.

Soit en effet

$$J = \int M dx_1 dx_2 dx_3$$

un invariant intégral positif. Supposons qu'il existe une surface  $S$  fermée et sans contact, ayant pour équation

$$F(x_1, x_2, x_3) = 0.$$

Soit  $V$  le volume limité par cette surface; nous étendrons l'invariant  $J$  à ce volume tout entier.

La surface  $S$  étant sans contact, l'expression:

$$\frac{dF}{dx_1} X_1 + \frac{dF}{dx_2} X_2 + \frac{dF}{dx_3} X_3$$

ne pourra s'annuler et par conséquent changer de signe; nous la supposerons positive pour fixer les idées.

Soit  $d\omega$  un élément de la surface  $S$ ; menons la normale à cet élément du côté des  $F$  croissants; prenons sur cette normale un segment infiniment petit  $dn$ . Soit  $\frac{dF}{dn} dn$  la valeur de  $F$  à l'extrémité de ce segment. On aura:

$$\frac{dF}{dn} > 0.$$

$J$  étant un invariant, on devrait avoir

$$\frac{dJ}{dt} = 0.$$

Mais nous trouvons

$$\frac{dJ}{dt} = \int M \frac{\frac{dF}{dx_1} X_1 + \frac{dF}{dx_2} X_2 + \frac{dF}{dx_3} X_3}{\frac{dF}{dn}} d\omega.$$

L'intégrale du second membre, étendue à toute la surface  $S$ , est positive puisque la fonction sous le signe  $\int$  est toujours positive.

Nous arrivons donc à deux résultats contradictoires et nous devons conclure qu'il ne peut exister de surface fermée sans contact.

*Extension du théorème II.* Il est facile d'étendre ce théorème au cas de  $n > 3$ ; il suffit pour cela, puisque la représentation géométrique n'est plus possible, de la traduire dans le langage analytique et de dire:

S'il y a un invariant intégral positif, il ne peut pas exister une fonction uniforme  $F(x_1, x_2, \dots, x_n)$  qui soit positive, qui devienne infinie toutes les fois que l'un des  $x$  cesse d'être fini et qui soit telle que

$$\frac{dF}{dt} = \frac{dF}{dx_1} X_1 + \frac{dF}{dx_2} X_2 + \dots + \frac{dF}{dx_n} X_n$$

soit toujours de même signe quand  $F$  est nul.

Pour faire comprendre l'importance de ce théorème, je me bornerai à faire observer que c'est une généralisation de celui dont je me suis servi pour démontrer la légitimité de la belle méthode de M. LINDSTEDT.

Je préfère toutefois, au point de vue des applications ultérieures, lui donner une forme un peu différente en y introduisant une notion nouvelle, celle des courbes invariantes.

Nous avons à la fin du paragraphe précédent envisagé une portion de surface  $S$ , définie par l'équation

$$\theta(x_1, x_2, x_3) = 0$$

et telle que l'on ait pour tous les points de  $S$

$$\frac{d\theta}{dx_1} X_1 + \frac{d\theta}{dx_2} X_2 + \frac{d\theta}{dx_3} X_3 > 0,$$

de telle sorte que  $S$  soit une portion de surface sans contact.

Nous avons défini ensuite ce qu'on doit entendre par le  $n^{\text{e}}$  conséquent d'un point de  $S$  ou par la  $n^{\text{e}}$  conséquente d'une courbe ou d'une aire appartenant à  $S$ . J'entends maintenant et j'entendrai désormais le mot conséquent, dans le sens du paragraphe précédent, et non dans le sens employé plus haut dans la démonstration du théorème I.

Nous avons vu que s'il existe un invariant positif

$$\iiint M dx_1 dx_2 dx_3,$$

il existe également une autre intégrale

$$\int MH d\omega$$

que l'on doit étendre à tous les éléments  $d\omega$  d'une aire appartenant à  $S$  et qui jouit des propriétés suivantes:

1°. La quantité sous le signe  $\int$ ,  $MH$  est toujours positive.

2°. L'intégrale a la même valeur pour une aire quelconque appartenant à  $S$  et pour toutes celles de ses conséquentes qui existent.

Cela posé, j'appellerai *courbe invariante* du  $n^{\text{e}}$  ordre, toute courbe tracée sur  $S$  et qui coïncidera avec sa  $n^{\text{e}}$  conséquente.

Dans la plupart des questions de dynamique il entre certains paramètres très petits de sorte qu'on est naturellement conduit à développer les solutions suivant les puissances croissantes de ces paramètres. Telles sont les masses en mécanique céleste.

Nous imaginerons donc que nos équations différentielles

$$\frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2, \quad \frac{dx_3}{dt} = X_3$$

dépendent d'un paramètre  $\mu$ . Nous supposerons que  $X_1, X_2, X_3$  sont des fonctions données de  $x_1, x_2, x_3$  et  $\mu$ , susceptibles d'être développées selon les puissances croissantes de  $\mu$  et que  $\mu$  est très petit.

Considérons alors une fonction quelconque de  $\mu$ ; je suppose que cette fonction tende vers 0 quand  $\mu$  tend vers 0, de telle façon que le rapport de cette fonction à  $\mu^n$  tende vers une limite finie. Je dirai que cette fonction de  $\mu$  est une quantité très petite du  $n^{\text{e}}$  ordre.

Il importe de remarquer qu'il n'est pas nécessaire que cette fonction de  $\mu$  soit susceptible d'être développée suivant les puissances de  $\mu$ .

Cela posé, soient  $A_0$  et  $B_0$  deux points d'une surface sans contact  $S$ , et soient  $A_1$  et  $B_1$  leurs conséquents. Si la position de  $A_0$  et  $B_0$  dépend de  $\mu$  suivant une loi quelconque il en sera de même de la position de  $A_1$  et  $B_1$ . Je me propose de démontrer les lemmes suivants:

*Lemme I.* Si on envisage une portion de surface sans contact  $S$ , passant par le point  $a_0, b_0, c_0$ ; si  $x_0, y_0, z_0$  sont les coordonnées d'un point de  $S$  et si  $x_1, y_1, z_1$  sont les coordonnées de son conséquent, on pourra développer  $x_1, y_1, z_1$  suivant les puissances de  $x_0 - a_0, y_0 - b_0, z_0 - c_0$  et  $\mu$  pourvu que ces quantités soient suffisamment petites.

Je puis toujours prendre pour origine le point  $a_0, b_0, c_0$  de telle façon que

$$a_0 = b_0 = c_0 = 0.$$

Si alors

$$z = \varphi(x, y)$$

est l'équation de la surface  $S$ ; cette surface passera par l'origine  $O$  et on aura:

$$\varphi(0, 0) = 0.$$

Je supposerai de plus qu'en tous les points de la portion de surface  $S$  envisagée la fonction  $\varphi(x, y)$  est holomorphe. Par l'origine  $O$  passe une trajectoire; imaginons que quand  $\mu = 0$  cette trajectoire vienne au temps  $t = \tau$  recouper la surface  $S$  en un point  $P$  dont les coordonnées seront:

$$x = a, \quad y = b, \quad z = c.$$

D'après la terminologie que nous avons adopté, le point  $P$  sera *quand on suppose  $\mu = 0$*  le conséquent du point  $O$ .

Soit maintenant  $x_0, y_0, z_0$  un point  $A$  très voisin de  $O$  et appartenant à la surface  $S$ . Si l'on fait passer par ce point  $A$  une trajectoire, si on suppose que  $\mu$  cesse d'être nul, mais reste très petit, on verra que cette trajectoire viendra, à une époque  $t$  très peu différente de  $\tau$  couper la surface  $S$  en un point  $B$  très voisin de  $P$ .

Ce point  $B$  dont j'appellerai les coordonnées  $x_1, y_1, z_1$  sera d'après notre terminologie le conséquent du point  $A$ .

Ce que je me propose de démontrer, c'est que  $x_1, y_1, z_1$  peuvent se développer suivant les puissances croissantes de  $x_0, y_0, z_0$  et  $\mu$ .

En effet, d'après le théorème III § 2, si  $x, y, z$  sont les coordonnées au temps  $t$  du point mobile qui décrit la trajectoire issue

du point  $A$ , si de plus  $x_0, y_0, z_0, \mu$  et  $t - \tau$  sont suffisamment petits, on aura:

$$(4) \quad \begin{aligned} x &= \psi_1(t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ y &= \psi_2(t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \\ z &= \psi_3(t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0), \end{aligned}$$

$\psi_1, \psi_2$  et  $\psi_3$  étant des séries ordonnées suivant les puissances de  $t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0$ .

Ces séries se réduiront respectivement à  $a, b, c$  pour

$$t - \tau = \mu = x_0 = y_0 = z_0 = 0.$$

Comme  $\varphi(x, y)$  est développable suivant les puissances de  $x - a$  et  $y - b$ , si  $x - a$  et  $y - b$  sont assez petits, nous aurons également:

$$\varphi(x, y) = \psi_4(t - \tau, \mu, x_0, y_0, z_0),$$

$\psi_4$  étant une série de même forme que  $\psi_1, \psi_2$  et  $\psi_3$ .

Ecrivons que le point  $x, y, z$  se trouve sur la surface  $S$ , nous aurons:

$$(5) \quad \psi_3 = \psi_4.$$

La relation (5) peut être regardée comme une équation entre  $t - \tau, \mu, x_0, y_0$  et  $z_0$  et on peut chercher à la résoudre par rapport à  $t - \tau$ .

Pour:

$$t - \tau = \mu = x_0 = y_0 = z_0 = 0$$

cette relation est satisfaite, car on a

$$\psi_3 = \psi_4 = 0.$$

D'après un théorème de CAUCHY, que nous avons démontré dans un des paragraphes qui précédent, on pourra tirer de la relation (5)  $t - \tau$  sous la forme suivante:

$$(6) \quad t - \tau = \theta(\mu, x_0, y_0, z_0),$$

$\theta$  étant une série ordonnée suivant les puissances de  $\mu, x_0, y_0$  et  $z_0$ .

Il n'y aurait d'exception que si pour

$$t - \tau = \mu = x_0 = y_0 = z_0 = 0$$

on avait

$$\frac{d\phi_3}{dt} = \frac{d\phi_4}{dt}.$$

Or cette équation exprime que la trajectoire issue du point  $O$  pour  $\mu = 0$  va *toucher* la surface  $S$  au point  $P$ .

Mais il n'en sera pas ainsi, parce que nous supposerons toujours que  $S$  est une surface ou une portion de surface sans contact.

Dans les équations (4) remplaçons  $t - \tau$  par  $\theta$  et  $x, y, z$  par  $x_1, y_1, z_1$ ; il viendra:

$$\begin{aligned} x_1 &= \theta_1(\mu, x_0, y_0, z_0), \\ y_1 &= \theta_2(\mu, x_0, y_0, z_0), \\ z_1 &= \theta_3(\mu, x_0, y_0, z_0), \end{aligned}$$

$\theta_1, \theta_2$  et  $\theta_3$  étant des séries développées selon les puissances de  $\mu, x_0, y_0$  et  $z_0$ .

C. Q. F. D.

*Lemme II.* Si la distance de deux points  $A_0$  et  $B_0$  appartenant à la portion de surface sans contact  $S$  est une quantité très petite d'ordre  $n$ , il en sera de même de la distance de leurs conséquents  $A_1$  et  $B_1$ .

Soient en effet  $a_1, a_2, a_3$  les coordonnées d'un point fixe  $P_0$  de  $S$  très voisin de  $A_0$  et de  $B_0$ ;  $a'_1, a'_2, a'_3$  les coordonnées de son conséquent  $P_1$ .

Soient  $x_1, x_2, x_3; x'_1, x'_2, x'_3; y_1, y_2, y_3; y'_1, y'_2, y'_3$  les coordonnées de  $A_0, A_1, B_0$  et  $B_1$ .

D'après le lemme I  $x'_1 - a'_1, x'_2 - a'_2, x'_3 - a'_3$  peuvent se développer selon les puissances croissantes de  $x_1 - a_1, x_2 - a_2, x_3 - a_3$  et  $\mu$ .

L'expression de  $y'_1 - a'_1, y'_2 - a'_2, y'_3 - a'_3$  en fonctions de  $y_1 - a_1, y_2 - a_2, y_3 - a_3$  et  $\mu$  sera évidemment la même que celle de  $x'_1 - a'_1, x'_2 - a'_2, x'_3 - a'_3$  en fonctions de  $x_1 - a_1, x_2 - a_2, x_3 - a_3$  et  $\mu$ .

On déduit de là que l'on peut écrire:

$$(7) \quad \begin{aligned} x'_1 - y'_1 &= (x_1 - y_1)F_1 + (x_2 - y_2)F_2 + (x_3 - y_3)F_3, \\ x'_2 - y'_2 &= (x_1 - y_1)F'_1 + (x_2 - y_2)F'_2 + (x_3 - y_3)F'_3, \\ x'_3 - y'_3 &= (x_1 - y_1)F''_1 + (x_2 - y_2)F''_2 + (x_3 - y_3)F''_3, \end{aligned}$$

les  $F$  étant des séries développées suivant les puissances de:

$$\mu, x_1 - a_1, x_2 - a_2, x_3 - a_3, y_1 - a_1, y_2 - a_2, y_3 - a_3.$$

Les quantités  $F_1, F_2$ , etc. sont finies; si donc  $x_1 - y_1, x_2 - y_2$  et  $x_3 - y_3$  sont des quantités très petites d'ordre  $n$ , il en sera de même de  $x'_1 - y'_1, x'_2 - y'_2, x'_3 - y'_3$ .

C. Q. F. D.

**Théorème III.** Soit  $A_1AMB_1B$  une courbe invariante, de telle façon que  $A_1$  et  $B_1$  soient les conséquents de  $A$  et  $B$ .

Je suppose que les arcs  $AA_1$  et  $BB_1$  soient très petits (c'est à dire tendent vers  $0$  avec  $\mu$ ) mais que leur courbure soit finie.

Je suppose que cette courbe invariante et la position des points  $A$  et  $B$  dépendent de  $\mu$  suivant une loi quelconque. Je suppose qu'il existe un invariant intégral positif. Si la distance  $AB$  est très petite du  $n^{\text{e}}$  ordre et que la distance  $AA_1$  ne soit pas très petite du  $n^{\text{e}}$  ordre, l'arc  $AA_1$  coupe l'arc  $BB_1$ .

Fig. 1.

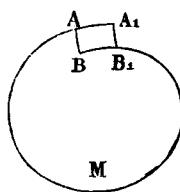
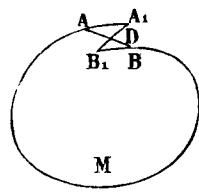


Fig. 2.



Je puis toujours joindre les points  $A$  et  $B$  par un arc de courbe  $AB$  situé tout entier sur la portion de surface sans contact  $S$  et dont la longueur totale soit du même ordre de grandeur que la distance  $AB$ , c'est à dire une quantité très petite du  $n^{\text{e}}$  ordre. Soit  $A_1B_1$  un arc de courbe qui soit le conséquent de  $AB$ , il sera aussi très petit du  $n^{\text{e}}$  ordre d'après le lemme II.

Voici maintenant les diverses hypothèses que l'on peut concevoir:

1<sup>ère</sup> hypothèse. Les deux arcs  $AA_1$  et  $BB_1$  se coupent. Je me propose d'établir que c'est cette hypothèse qui est réalisée.

2<sup>e</sup> hypothèse. Le quadrilatère curviligne  $AA_1B_1B$  est tel que les quatre arcs qui lui servent de côtés n'ont d'autre point commun que les quatre sommets  $A, A_1, B$  et  $B_1$ . C'est le cas de la figure 1.

3<sup>e</sup> hypothèse. Les deux arcs  $AB$  et  $A_1B_1$  se coupent. C'est le cas de la figure 2.

4<sup>e</sup> hypothèse. L'un des arcs  $AB$  ou  $A_1B_1$  coupe l'un des arcs  $AA_1$  ou  $BB_1$ ; mais les arcs  $AA_1$  et  $BB_1$  ne se coupent pas, non plus que les deux arcs  $AB$  et  $A_1B_1$ .

S'il y a un invariant positif il existera d'après le paragraphe précédent une certaine intégrale

$$\int MHd\omega$$

dont tous les éléments seront positifs et qui devra avoir la même valeur pour l'aire  $ABB_1MA$  et pour sa conséquente  $AA_1B_1MA$ .

Cette intégrale étendue à l'aire

$$ABA_1B_1 = AA_1B_1MA - ABB_1MA$$

doit donc être nulle et comme tous les éléments de l'intégrale sont positifs, la disposition ne peut être celle de la figure 1 où l'aire  $ABA_1B_1$  est convexe.

La seconde hypothèse doit donc être rejetée.

La disposition ne peut non plus être celle de la figure 2.

En effet dans le triangle  $ADA_1$ , les distances  $AD$  et  $A_1D$  sont très petites du  $n^{\text{e}}$  ordre car elles sont plus petites que les arcs  $AD$  et  $A_1D$ , lesquels sont plus petits que les arcs  $AB$  et  $A_1B_1$  qui sont du  $n^{\text{e}}$  ordre. De plus on a:

$$AA_1 < AD + A_1D.$$

La distance  $AA_1$  devrait donc être une quantité très petite du  $n^{\text{e}}$  ordre, ce qui est contraire à l'énoncé du théorème.

La 3<sup>e</sup> hypothèse doit donc être rejetée.

Je dis que la 4<sup>e</sup> hypothèse ne peut non plus être acceptée. Supposons en effet par exemple que l'arc  $AB$  coupe l'arc  $AA_1$  en un point  $A'$ . Soit  $ANA_1$  la portion de l'arc  $AB$  qui va de  $A$  en  $A'$ ; soit  $APA'$  la portion de l'arc  $AA_1$  qui va de  $A$  en  $A'$ .

Je dis qu'on pourra remplacer l'arc  $ANA'B$  par l'arc  $APA'B$ ; et que le nouvel arc  $APA'B$  sera comme l'arc primitif  $ANA'B$  une quantité très petite du  $n^{\text{e}}$  ordre.

En effet l'arc  $ANA'$  est plus petit que  $AB$ , il est donc du  $n^{\text{e}}$  ordre;

la distance  $AA'$  est donc elle-même du  $n^{\text{e}}$  ordre; l'arc  $APA'$  est plus petit que  $AA_1$  qui est très petit, c'est à dire qui tend vers 0 avec  $\mu$ ; l'arc  $APA'$  est donc très petit et sa courbure est finie; on peut donc assigner une limite au rapport de l'arc  $APA'$  à sa corde  $AA'$ ; ce rapport est fini et  $AA'$  est du  $n^{\text{e}}$  ordre; donc  $APA'$  est du  $n^{\text{e}}$  ordre, c. q. f. d.

D'ailleurs le nouvel arc  $APA'B$  ne coupe plus l'arc  $AA_1$ , il a seulement avec lui une partie commune  $APA'$ .

On retombe donc sur la 2<sup>e</sup> hypothèse qui a déjà été rejetée.

La 1<sup>ère</sup> hypothèse est donc seule acceptable et le théorème est démontré.

*Remarque.* — Nous avons supposé dans l'énoncé du théorème que les arcs  $AA_1$  et  $BB_1$  sont très petits et que leur courbure est finie. En réalité nous ne nous sommes servis de cette hypothèse que pour montrer que si la corde  $AA'$  est très petite du  $n^{\text{e}}$  ordre, il en est de même de l'arc  $APA'$ .

Le théorème sera donc encore vrai quand même l'arc  $AA_1$  ne serait pas très petit et sa courbure finie, pourvu qu'on puisse assigner une limite supérieure au rapport d'un arc quelconque (faisant partie de  $AA_1$  ou de  $BB_1$ ) à sa corde.

### CHAPITRE III.

#### Théorie des solutions périodiques.

##### § 9. Existence des solutions périodiques.

Considérons un système d'équations différentielles

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = X_i \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

où les  $X$  sont des fonctions des  $x$  et d'un paramètre  $\mu$ . Les  $X$  pourront aussi dépendre de  $t$ , mais ce seront alors des fonctions périodiques de cette variable et la période sera  $2\pi$ .

la distance  $AA'$  est donc elle-même du  $n^{\text{e}}$  ordre; l'arc  $APA'$  est plus petit que  $AA_1$  qui est très petit, c'est à dire qui tend vers 0 avec  $\mu$ ; l'arc  $APA'$  est donc très petit et sa courbure est finie; on peut donc assigner une limite au rapport de l'arc  $APA'$  à sa corde  $AA'$ ; ce rapport est fini et  $AA'$  est du  $n^{\text{e}}$  ordre; donc  $APA'$  est du  $n^{\text{e}}$  ordre, c. q. f. d.

D'ailleurs le nouvel arc  $APA'B$  ne coupe plus l'arc  $AA_1$ , il a seulement avec lui une partie commune  $APA'$ .

On retombe donc sur la 2<sup>e</sup> hypothèse qui a déjà été rejetée.

La 1<sup>ère</sup> hypothèse est donc seule acceptable et le théorème est démontré.

*Remarque.* — Nous avons supposé dans l'énoncé du théorème que les arcs  $AA_1$  et  $BB_1$  sont très petits et que leur courbure est finie. En réalité nous ne nous sommes servis de cette hypothèse que pour montrer que si la corde  $AA'$  est très petite du  $n^{\text{e}}$  ordre, il en est de même de l'arc  $APA'$ .

Le théorème sera donc encore vrai quand même l'arc  $AA_1$  ne serait pas très petit et sa courbure finie, pourvu qu'on puisse assigner une limite supérieure au rapport d'un arc quelconque (faisant partie de  $AA_1$  ou de  $BB_1$ ) à sa corde.

### CHAPITRE III.

#### Théorie des solutions périodiques.

##### § 9. Existence des solutions périodiques.

Considérons un système d'équations différentielles

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = X_i \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

où les  $X$  sont des fonctions des  $x$  et d'un paramètre  $\mu$ . Les  $X$  pourront aussi dépendre de  $t$ , mais ce seront alors des fonctions périodiques de cette variable et la période sera  $2\pi$ .

Supposons que pour la valeur  $\circ$  du paramètre  $\mu$ , ces équations admettent une solution périodique, de telle sorte que

$$x_i = \varphi_i(t),$$

$\varphi_i$  étant une fonction périodique du temps dont la période sera par exemple  $2\pi$ .

Posons:

$$x_i = \varphi_i + \xi_i$$

et cherchons pour les valeurs très petites de  $\mu$  à trouver les valeurs des  $\xi$  que nous supposerons également très petites, il viendra

$$\frac{d\xi_i}{dt} = \mu \frac{dX_i}{d\mu} + \sum_k \xi_k \frac{dX_i}{dx_k}.$$

Dans les dérivées partielles des  $X$  les  $x_i$  sont remplacés par les fonctions périodiques  $\varphi_i$ . Les  $\xi$  sont ainsi déterminés par des équations linéaires à second membre dont les coefficients sont des fonctions périodiques.

Deux cas peuvent se présenter.

1°. Les équations sans second membre:

$$(2) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = \sum_k \xi_k \frac{dX_i}{dx_k}$$

n'admettent pas de solution périodique de période  $2\pi$ .

Dans ce cas les équations à second membre en admettent une que j'écrirai:

$$\xi_i = \mu\psi_i(t),$$

$\psi$  étant une fonction périodique de période  $2\pi$ .

2°. Les équations sans second membre admettent une solution périodique de période  $2\pi$ .

Alors les équations à second membre peuvent ne pas avoir de solution périodique, de telle façon qu'en général nous trouverons une solution de la forme suivante:

$$\xi_i = \mu t\psi_{1,i}(t) + \mu\psi_{0,i}(t),$$

les  $\psi$  étant toujours des fonctions périodiques, ou même dans certains cas

$$\xi_i = \mu[t^n\psi_{n,i}(t) + t^{n-1}\psi_{n-1,i}(t) + \dots + \psi_{0,i}(t)].$$

Plaçons-nous dans le premier cas et voyons la chose de plus près.

Cherchons à former une solution périodique et à la développer suivant les puissances de  $\mu$ ; posons par conséquent:

$$x_i = \varphi_i + \mu\varphi_{1,i} + \mu^2\varphi_{2,i} + \dots$$

Quand on substituera à la place des  $x_i$  ces valeurs dans les  $X_i$ , on trouvera

$$X_i = X_{0,i} + \mu X_{1,i} + \mu^2 X_{2,i} + \dots$$

Il est clair que les  $X_{0,i}$  ne dépendent que des  $\varphi_i$ , les  $X_{1,i}$  des  $\varphi_i$  et des  $\varphi_{1,i}$ , les  $X_{2,i}$  des  $\varphi_{1,i}$  et des  $\varphi_{2,i}$  etc. De plus si les  $\varphi_{n,i}$  sont des fonctions périodiques de  $t$  de période  $2\pi$ , il en sera de même des  $X_{n,i}$ .

Nous avons de plus

$$X_{n,i} = \sum_k \frac{dX_i}{dx_k} \varphi_{n,k} + Y_{n,i}.$$

Dans le second membre, dans les dérivées  $\frac{dX_i}{dx_k}$ , on doit substituer les  $\varphi_i$  à la place des  $x_i$  ainsi que nous l'avons fait plus haut. De plus  $Y_{n,i}$  ne dépendra que des  $\varphi_i$ , des  $\varphi_{1,i}$ , des  $\varphi_{2,i}$ , ..., des  $\varphi_{n-1,i}$ ; mais ne dépendra plus des  $\varphi_{n,i}$ .

Cela posé on est conduit aux équations suivantes

$$(3) \quad \frac{d\varphi_{n,i}}{dt} = \sum_k \frac{dX_i}{dx_k} \varphi_{n,k} + Y_{n,i}.$$

Supposons qu'on ait déterminé les quantités

$$\varphi_{1,i}, \varphi_{2,i}, \dots, \varphi_{n-1,i}$$

à l'aide des équations précédentes sous forme de fonctions périodiques de  $t$ ; on pourra ensuite à l'aide des équations (3) déterminer les  $\varphi_{n,i}$ .

Ces équations (3) sont des équations linéaires à second membre et les coefficients sont périodiques.

Par hypothèse les équations sans second membre

$$\frac{d\varphi_{n,i}}{dt} = \sum_k \frac{dX_i}{dx_k} \varphi_{n,k},$$

qui ne sont autres que les équations (2), n'ont pas de solution périodique; donc les équations (3) en admettent une.

Il résulte de là qu'il existe des séries

$$x_i = \varphi_i + \mu\varphi_{1,i} + \mu^2\varphi_{2,i} + \dots$$

dont les coefficients sont périodiques et qui satisfont formellement aux équations (1).

Il resterait à démontrer la convergence de ces séries. Nul doute que cette démonstration ne puisse se faire directement; je ne le ferai pas toutefois, car je vais, en reprenant la question à un point de vue différent, démontrer rigoureusement l'existence des solutions périodiques, ce qui entraîne la convergence de nos séries. Nous n'aurons en effet qu'à nous appuyer sur les principes les plus connus du «calcul des limites.»

Soit  $\varphi_i(0) + \beta_i$  la valeur de  $x_i$  pour  $t = 0$ . Soit  $\varphi_i(0) + \gamma_i$  la valeur de  $x_i$  pour  $t = 2\pi$ . Les  $\gamma_i$  dépendront évidemment de  $\mu$  et des valeurs initiales des variables et elles s'annuleront avec elles.

Cela me permet d'écrire:

$$\begin{aligned}\gamma_i &= \beta_i + a_i\mu + \sum b_{ik}\beta_k + \sum [m, p_1, p_2, \dots, p_n]\mu^m\beta_1^{p_1}\beta_2^{p_2}\dots\beta_n^{p_n} \\ &= \beta_i + \psi_i,\end{aligned}$$

les  $a$ , les  $b$  et les  $[m, p_1, p_2, \dots, p_n]$  étant des coefficients constants.

On obtiendra les solutions périodiques de période  $2\pi$  en cherchant les cas où:

$$\gamma_i = \beta_i.$$

On peut donc considérer  $\mu$  comme une donnée de la question et chercher à résoudre par rapport aux  $n$  inconnues  $\beta$  les équations

$$(4) \quad \psi_1 = \psi_2 = \dots = \psi_n = 0.$$

Nous savons que les  $\psi$  sont des fonctions holomorphes de  $\mu$  et des  $\beta$  s'annulant avec les variables. (Voir théorème III § 2.)

Si le déterminant fonctionnel des  $\psi$  par rapport aux  $\beta$  (c'est à dire le déterminant des  $b_{ik}$ ) n'est pas nul, on peut résoudre ces  $n$  équations et on trouve comme solution:

$$\beta_i = \theta_i(\mu),$$

les  $\theta_i$  étant, d'après un théorème bien connu, des fonctions holomorphes de  $\mu$  s'annulant avec  $\mu$ . (Voir théorème IV § 2.)

C'est le cas que nous avons étudié plus haut et où les équations (2) n'ont pas de solution périodique.

On doit en conclure que pour les valeurs de  $\mu$  suffisamment petites, les équations (1) admettent une solution périodique.

Supposons maintenant que le déterminant fonctionnel des  $\phi$  soit nul; nous pourrons alors, en vertu du théorème VI § 2, éliminer entre les équations (4)  $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{n-1}$ ; nous arriverions ainsi à une équation unique

$$\Phi = 0$$

dont le premier membre sera développé suivant les puissances de  $\mu$  et de  $\beta_n$ .

Il n'y aurait d'exception que si les équations (4) n'étaient pas distinctes; mais dans ce cas nous leur adjoindrions une autre équation choisie arbitrairement.

Si l'on regarde  $\mu$  et  $\beta_n$  comme les coordonnées d'un point dans un plan, l'équation  $\Phi = 0$  représente une courbe passant par l'origine. A chacun des points de cette courbe correspondra une solution périodique, de sorte que pour étudier les solutions périodiques qui correspondent aux petites valeurs de  $\mu$  et des  $\beta$ , il nous suffira de construire la partie de cette courbe qui avoisine l'origine.

Si le déterminant fonctionnel des  $\phi$  est nul on aura, (pour  $\mu = \beta_n = 0$ ):

$$\frac{d\Phi}{d\beta_n} = 0.$$

En d'autres termes, la courbe  $\Phi = 0$  sera tangente à l'origine à la droite  $\mu = 0$ , ou bien encore pour  $\mu = 0$ , l'équation  $\Phi = 0$  sera une équation en  $\beta_n$  qui admettra 0 comme racine multiple; j'appelle  $m$  l'ordre de multiplicité de cette racine.

En vertu du théorème V § 2 on pourra trouver  $m$  séries développées suivant les puissances fractionnaires et positives de  $\mu$ , s'annulant avec  $\mu$  et qui substituées à la place de  $\beta_n$  satisfassent à l'équation  $\Phi = 0$ .

Considérons l'intersection de la courbe  $\Phi = 0$  ou plutôt de la portion de cette courbe qui avoisine l'origine avec deux droites  $\mu = \varepsilon, \mu = -\varepsilon$  très voisines de la droite  $\mu = 0$ . On obtiendra les points d'intersection en faisant  $\mu = \varepsilon$ , puis  $\mu = -\varepsilon$  dans les  $m$  séries dont je viens de parler.

Soit  $m_1$  le nombre des points d'intersection de  $\Phi = 0$  et  $\mu = +\varepsilon$  réels et voisins de l'origine. Soit  $m_2$  le nombre des points d'intersection de  $\Phi = 0$  et  $\mu = -\varepsilon$  réels et voisins de l'origine.

Les trois nombres  $m$ ,  $m_1$  et  $m_2$  seront de même parité.

Si donc  $m$  est impair,  $m_1$  et  $m_2$  seront au moins égaux à 1. Donc il existera des solutions périodiques pour les petites valeurs de  $\mu$ , tant positives que négatives.

Comment une solution périodique peut-elle disparaître quand on fait varier  $\mu$  d'une manière continue? Comment peut-il se faire que le nombre des solutions pour  $\mu = +\varepsilon$  soit plus petit que pour  $\mu = -\varepsilon$ , que  $m_1 < m_2$ ?

J'observe d'abord qu'une solution périodique ne peut disparaître quand  $\mu$  passe de la valeur  $-\varepsilon$  à la valeur  $+\varepsilon$  que si pour  $\mu = 0$ , l'équation  $\Phi = 0$  admet une racine multiple; en d'autres termes *une solution périodique ne peut disparaître qu'après s'être confondue avec une autre solution périodique*. De plus  $m_1$  et  $m_2$  étant de même parité, la différence  $m_2 - m_1$  est toujours paire.

*Donc les solutions périodiques disparaissent par couples à la façon des racines réelles des équations algébriques.*

Un cas particulier intéressant est celui où pour  $\mu = 0$ , les équations différentielles (1) admettent une infinité de solutions périodiques que j'écrirai:

$$x_1 = \varphi_1(t, h), \quad x_2 = \varphi_2(t, h), \quad \dots, \quad x_n = \varphi_n(t, h),$$

$h$  étant une constante arbitraire.

Dans ce cas les équations (4) ne sont plus distinctes pour  $\mu = 0$  et  $\Phi$  contient  $\mu$  en facteur de sorte que nous pouvons poser:

$$\Phi = \mu \Phi_1,$$

$\Phi_1$  étant holomorphe en  $\beta_n$  et  $\mu$ ; d'ailleurs  $\Phi_1$  dépendra aussi de  $h$ . La courbe  $\Phi = 0$  se décompose alors en deux autres, à savoir la droite  $\mu = 0$  et la courbe  $\Phi_1 = 0$ ; c'est cette dernière courbe qu'il convient d'étudier.

La courbe  $\Phi = 0$  passe forcément par l'origine; il n'en est pas toujours de même de  $\Phi_1 = 0$ ; il faudra d'abord s'arranger pour l'y faire passer,

en disposant convenablement de  $h$ . Une fois qu'on l'y aura fait passer, on l'étudiera comme on a fait de la courbe  $\Phi = 0$ .

Si pour  $\mu = \beta_n = 0$ ,  $\frac{d\Phi_1}{d\beta_n}$  n'est pas nul, (ou plus généralement si pour  $\mu = 0$ , l'équation  $\Phi_1 = 0$  admet  $\beta_n = 0$  comme racine multiple d'ordre impair) il y aura encore des solutions périodiques pour les petites valeurs de  $\mu$ .

Il arrivera souvent que, même avant l'élimination, quelques-unes des fonctions  $\phi_i$  contiennent  $\mu$  en facteur. Dans ce cas on commencerait par diviser par  $\mu$  les équations correspondantes.

Si les équations (1) admettent une intégrale uniforme:

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = \text{const.}$$

les équations (4) ne seront pas distinctes à moins que l'on n'ait à la fois

$$\frac{dF}{dx_1} = \frac{dF}{dx_2} = \dots = \frac{dF}{dx_n} = 0$$

pour

$$x_1 = \varphi_1(0), \quad x_2 = \varphi_2(0), \quad \dots, \quad x_n = \varphi_n(0).$$

En effet il viendra identiquement:

$$F[\varphi_i(0) + \beta_i + \phi_i] = F[\varphi_i(0) + \beta_i].$$

Si par exemple pour  $x_i = \varphi_i(0)$ ,  $\frac{dF}{dx_i}$  n'est pas nul; on pourra tirer de cette équation:

$$\phi_1 = \phi_2 \theta_2 + \phi_3 \theta_3 + \dots + \phi_n \theta_n,$$

$\theta_2, \theta_3, \dots, \theta_n$  étant des séries ordonnées suivant les puissances croissantes de

$$\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n, \phi_2, \phi_3, \dots, \phi_n.$$

La première des équations (4) est donc alors une conséquence des  $n - 1$  dernières. On la supprimera alors pour la remplacer par une autre équation choisie arbitrairement.

Dans ce qui précède, nous avons supposé que les fonctions  $X_1, X_2, \dots, X_n$  qui entrent dans les équations différentielles (1) dépendent du temps  $t$ . Les résultats seraient modifiés si le temps  $t$  n'entre pas dans ces équations.

Il y a d'abord entre les deux cas une différence qu'il est impossible de ne pas apercevoir. Nous avions supposé dans ce qui précède que les  $X_i$  étaient des fonctions périodiques du temps et que la période était  $2\pi$ ; il en résultait que, si les équations admettaient une solution périodique, la période de cette solution devait être égale à  $2\pi$  ou à un multiple de  $2\pi$ . Si au contraire les  $X_i$  sont indépendants de  $t$ , la période d'une solution périodique peut être quelconque.

En second lieu, si les équations (1) admettent une solution périodique (et si les  $X$  ne dépendent pas de  $t$ ), elles en admettent une infinité.

Si en effet

$$x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \dots, \quad x_n = \varphi_n(t)$$

est une solution périodique des équations (1), il en sera de même (quelle que soit la constante  $h$ ) de

$$x_1 = \varphi_1(t + h), \quad x_2 = \varphi_2(t + h), \dots, \quad x_n = \varphi_n(t + h).$$

Ainsi le cas sur lequel nous nous sommes étendus d'abord et dans lequel pour  $\mu = 0$ , les équations (1) admettent une solution périodique et une seule, ne peut se présenter si les  $X$  ne dépendent pas de  $t$ .

Plaçons-nous donc dans le cas où le temps  $t$  n'entre pas explicitement dans les équations (1) et supposons que pour  $\mu = 0$ , ces équations admettent une solution périodique de période  $T$ :

$$x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \dots, \quad x_n = \varphi_n(t).$$

Soit  $\varphi_i(0) + \beta_i$  la valeur de  $x_i$  pour  $t = 0$ ; soit  $\varphi_i(0) + \gamma_i$  la valeur de  $x_i$  pour  $t = T + \tau$ . Posons ensuite, comme nous l'avons fait plus haut,

$$\gamma_i - \beta_i = \psi_i.$$

Les  $\psi_i$  seront des fonctions holomorphes de  $\mu$ , de  $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n$  et de  $\tau$  s'annulant avec ces variables.

Nous avons donc à résoudre par rapport aux  $n + 1$  inconnues

$$\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n, \tau$$

les  $n$  équations

$$(5) \quad \psi_1 = \psi_2 = \dots = \psi_n = 0.$$

Nous avons une inconnue de trop, nous pouvons donc poser arbitrairement par exemple

$$\beta_n = 0.$$

Nous tirerons ensuite des équations (5),  $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{n-1}$  et  $\tau$  en fonctions holomorphes de  $\mu$  s'annulant avec  $\mu$ . Cela est possible à moins que le déterminant:

$$\begin{vmatrix} \frac{d\psi_1}{d\beta_1} & \frac{d\psi_1}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\psi_1}{d\beta_{n-1}} & \frac{d\psi_1}{d\tau} \\ \frac{d\psi_2}{d\beta_1} & \frac{d\psi_2}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\psi_2}{d\beta_{n-1}} & \frac{d\psi_2}{d\tau} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \frac{d\psi_n}{d\beta_1} & \frac{d\psi_n}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\psi_n}{d\beta_{n-1}} & \frac{d\psi_n}{d\tau} \end{vmatrix}$$

ne soit nul pour  $\mu = \beta_i = \tau = 0$ .

Si ce déterminant était nul, au lieu de poser arbitrairement  $\beta_n = 0$ , on poserait par exemple  $\beta_i = 0$ , et la méthode ne serait en défaut que si tous les déterminants dans la matrice:

$$\begin{vmatrix} \frac{d\psi_1}{d\beta_1} & \frac{d\psi_1}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\psi_1}{d\beta_n} & \frac{d\psi_1}{d\tau} \\ \frac{d\psi_2}{d\beta_1} & \frac{d\psi_2}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\psi_2}{d\beta_n} & \frac{d\psi_2}{d\tau} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \frac{d\psi_n}{d\beta_1} & \frac{d\psi_n}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\psi_n}{d\beta_n} & \frac{d\psi_n}{d\tau} \end{vmatrix}$$

étaient nuls à la fois. (Il est à remarquer que le déterminant obtenu en supprimant la dernière colonne de cette matrice est toujours nul pour  $\mu = \beta_i = \tau = 0$ .)

Comme en général tous ces déterminants ne seront pas nuls à la fois, les équations (1) admettront pour les petites valeurs de  $\mu$ , une solution périodique de période  $T + \tau$ .

### § 10. Exposants caractéristiques.

Reprendons les équations:

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = X_i$$

et imaginons qu'elles admettent une solution périodique

$$x_i = \varphi_i(t).$$

Formons les équations aux variations (voir chapitre I) des équations (1) en posant:

$$x_i = \varphi_i(t) + \xi_i$$

et négligeant les carrés des  $\xi$ .

Ces équations aux variations s'écriront:

$$(2) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = \frac{dX_i}{dx_1} \xi_1 + \frac{dX_i}{dx_2} \xi_2 + \dots + \frac{dX_i}{dx_n} \xi_n.$$

Ces équations sont linéaires par rapport aux  $\xi$ , et leurs coefficients  $\frac{dX_i}{dx_k}$ , (quand on y a remplacé  $x_i$  par  $\varphi_i(t)$ ) sont des fonctions périodiques de  $t$ . Nous avons donc à intégrer des équations linéaires à coefficients périodiques.

On sait quelle est en général la forme des solutions de ces équations; on obtient  $n$  solutions particulières de la forme suivante:

$$(3) \quad \begin{aligned} \xi_1 &= e^{\alpha_1 t} S_{11}, & \xi_2 &= e^{\alpha_1 t} S_{21}, & \dots &= e^{\alpha_1 t} S_{n1}, \\ \xi_1 &= e^{\alpha_2 t} S_{12}, & \xi_2 &= e^{\alpha_2 t} S_{22}, & \dots &= e^{\alpha_2 t} S_{n2}, \\ &\dots &&\dots &&\dots \\ \xi_1 &= e^{\alpha_n t} S_{1n}, & \xi_2 &= e^{\alpha_n t} S_{2n}, & \dots &= e^{\alpha_n t} S_{nn}, \end{aligned}$$

les  $\alpha$  étant des constantes et les  $S_{ik}$  des fonctions périodiques de  $t$  de même période que les  $\varphi_i(t)$ .

Les constantes  $\alpha$  s'appellent les *exposants caractéristiques* de la solution périodique.

Si  $\alpha$  est purement imaginaire de façon que son carré soit négatif, le module de  $e^{\alpha t}$  est constant et égal à 1. Si au contraire  $\alpha$  est réel, ou si  $\alpha$  est complexe de telle façon que son carré ne soit pas réel, le module  $e^{\alpha t}$  tend vers l'infini pour  $t = +\infty$  ou pour  $t = -\infty$ . Si donc tous les  $\alpha$  ont leurs carrés réels et négatifs, les quantités  $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$  resteront finies; je dirai alors que la solution périodique  $x_i = \varphi_i(t)$  est stable; dans le cas contraire, je dirai que cette solution est instable.

Un cas particulier intéressant est celui où deux ou plusieurs des exposants caractéristiques  $\alpha$  sont égaux entre eux. Dans ce cas les solutions des équations (2) ne peuvent plus se mettre sous la forme (3). Si par exemple

$$\alpha_1 = \alpha_2$$

les équations (2) admettraient deux solutions particulières qui s'écriraient

$$\xi_i = e^{\alpha_1 t} S_{i,1}$$

et

$$\xi_i = t e^{\alpha_1 t} S_{i,1} + e^{\alpha_1 t} S_{i,2},$$

les  $S_{i,1}$  et les  $S_{i,2}$  étant des fonctions périodiques de  $t$ .

Si trois des exposants caractéristiques étaient égaux entre eux, on verrait apparaître, non seulement  $t$ , mais encore  $t^2$  en dehors des signes trigonométriques et exponentiels.

Supposons que le temps  $t$  n'entre pas explicitement dans les équations (1) de telle sorte que les fonctions  $X_i$  ne dépendent pas de cette variable; supposons de plus que ces équations (1) admettent une intégrale

$$(4) \quad F(x_1, x_2, \dots, x_n) = C.$$

Il est aisément de voir que dans ce cas deux des exposants caractéristiques sont nuls.

On se trouve donc alors dans le cas d'exception que nous venons de signaler; mais il n'en résulte pas de difficulté; il est aisément en effet à l'aide de l'intégrale (4) d'abaisser d'une unité l'ordre des équations (1). Il n'y a plus alors que  $n - 1$  exposants caractéristiques et il n'y en a plus qu'un qui soit nul.

Nous allons maintenant envisager un cas particulier qui est celui où les équations (1) ont la forme des équations de la dynamique. Ecrivons-les donc sous la forme:

$$(1') \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}, \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

$F$  étant une fonction quelconque de  $x_1, x_2, \dots, x_n, y_1, y_2, \dots, y_n$ ; nous pourrons supposer, soit que  $F$  est indépendant de  $t$ ; soit que  $F$  dépend non seulement des  $x$  et des  $y$ , mais encore de  $t$ , et que par rapport à cette dernière variable, c'est une fonction périodique de période  $2\pi$ .

Supposons que les équations (1') admettent une solution périodique de période  $2\pi$ :

$$x_i = \varphi_i(t), \quad y_i = \psi_i(t),$$

et formons les équations aux variations en posant:

$$x_i = \varphi_i(t) + \xi_i, \quad y_i = \psi_i(t) + \eta_i.$$

Nous avons vu dans le chapitre II que l'intégrale double:

$$\iint (dx_1 dy_1 + dx_2 dy_2 + \dots + dx_n dy_n)$$

est un invariant intégral, ou (ce qui revient au même) que si  $\xi_i, \eta_i$  et  $\xi'_i, \eta'_i$  sont deux solutions particulières quelconques des équations aux variations, on a

$$\sum_{i=1}^n (\xi_i \eta'_i - \xi'_i \eta_i) = \text{const.}$$

Je dis qu'il en résulte que les exposants caractéristiques sont deux à deux égaux et de signe contraire.

Soient en effet  $\xi_i^0$  et  $\eta_i^0$  les valeurs initiales de  $\xi_i$  et de  $\eta_i$  pour  $t = 0$  dans une des équations aux variations; soient  $\xi_i^1$  et  $\eta_i^1$  les valeurs correspondantes de  $\xi_i$  et de  $\eta_i$  pour  $t = 2\pi$ . Il est clair que les  $\xi_i^1$  et les  $\eta_i^1$  seront des fonctions linéaires des  $\xi_i^0$  et des  $\eta_i^0$  de telle sorte que la substitution:

$$T = (\xi_i^0, \eta_i^0; \xi_i^1, \eta_i^1)$$

sera une substitution linéaire.

Soit:

$$\left| \begin{array}{cccc} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1,2n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2,2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{2n,1} & a_{2n,2} & \dots & a_{2n,2n} \end{array} \right|$$

le tableau des coefficients de cette substitution linéaire.

Formons l'équation en  $\lambda$

$$\left| \begin{array}{cccc} a_{11} - \lambda & a_{12} & \dots & a_{1,2n} \\ a_{21} & a_{22} - \lambda & \dots & a_{2,2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{2n,1} & a_{2n,2} & \dots & a_{2n,2n} - \lambda \end{array} \right| = 0.$$

Les  $2n$  racines de cette équation seront ce qu'on appelle les  $2n$  multiplicateurs de la substitution linéaire  $T$ . Mais cette substitution linéaire  $T$  ne peut pas être quelconque. Il faut qu'elle n'altère pas la forme bilinéaire:

$$\sum (\xi_i \eta'_i - \xi'_i \eta_i).$$

Pour cela, l'équation en  $\lambda$  doit être réciproque. Si donc on pose:

$$\lambda = e^{2i\pi},$$

les quantités  $\alpha$  devront être deux à deux égales et de signe contraire.

C. Q. F. D.

Il y aura donc en général  $n$  quantités  $\alpha^2$  distinctes. Nous les appellerons les *coefficients de stabilité* de la solution périodique considérée.

Si ces  $n$  coefficients sont tous réels et négatifs, la solution périodique sera stable, car les quantités  $\xi_i$  et  $\eta_i$  resteront inférieures à une limite donnée.

Il ne faut pas toutefois entendre ce mot de stabilité au sens absolu. En effet, nous avons négligé les carrés des  $\xi$  et des  $\eta$  et rien ne prouve qu'en tenant compte de ces carrés, le résultat ne serait pas changé. Mais nous pouvons dire au moins que les  $\xi$  et  $\eta$ , s'ils sont originarialement très petits, resteront très petits pendant très longtemps. Nous pouvons ex-

primer ce fait en disant que la solution périodique jouit, sinon de la stabilité *séculaire*, du moins de la stabilité *temporaire*.

On peut se rendre compte de cette stabilité en se reportant aux valeurs des  $\xi_i$ ; on trouve en effet, pour la solution générale des équations aux variations:

$$\xi_i = \sum A_k e^{\alpha_k t} S_{ik},$$

les  $A_k$  étant des coefficients constants et les  $S_{ik}$  des séries trigonométriques.

Or si  $\alpha_k^2$  est réel négatif, on trouve

$$e^{\alpha_k t} = \cos t \sqrt{-\alpha_k^2} + i \sin t \sqrt{-\alpha_k^2},$$

de sorte que  $\xi_i$  s'exprime trigonométriquement.

Au contraire si un ou plusieurs des coefficients de stabilité devient réel positif ou imaginaire, la solution périodique considérée ne jouit plus de la stabilité temporaire.

On voit aisément en effet que  $\xi_i$  est alors représenté par une série dont le terme général est de la forme:

$$Ae^{ht} \cos(kt + mt + l)$$

où  $(h + ik)^2$  est un des coefficients de stabilité, où  $m$  est un entier et  $l$  et  $A$  des constantes quelconques. Le défaut de stabilité se trouve ainsi mis en évidence.

Si deux des coefficients de stabilité deviennent égaux entre eux, ou si l'un d'eux devient nul, on trouvera en général dans la série qui représente  $\xi_i$  des termes de la forme:

$$At e^{ht} \cos(kt + mt + l) \quad \text{ou} \quad At \cos(mt + l).$$

En résumé,  $\xi_i$  peut dans tous les cas être représenté par une série toujours convergente. Dans cette série le temps peut entrer sous le signe sinus ou cosinus, ou par l'exponentielle  $e^{ht}$ , ou enfin en dehors des signes trigonométriques ou exponentiels.

Si tous les coefficients de stabilité sont réels, négatifs et distincts, le temps n'apparaîtra que sous les signes sinus et cosinus et il y aura stabilité temporaire.

Si l'un des coefficients est positif ou imaginaire, le temps apparaîtra sous un signe exponentiel; si deux des coefficients sont égaux ou que

l'un d'eux soit nul, le temps apparaît en dehors de tout signe trigonométrique ou exponentiel.

Si donc tous les coefficients ne sont pas réels, négatifs et distincts, il n'y a pas en général de stabilité temporaire.

Toutes les fois que  $F$  ne dépend pas du temps  $t$ , l'un des  $n$  coefficients de stabilité est nul; car d'une part le temps n'entre pas explicitement dans les équations différentielles; d'autre part ces équations admettent une intégrale

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n; y_1, y_2, \dots, y_n) = \text{const.}$$

Nous nous trouvons donc dans le cas dont nous avons parlé plus haut et où deux des exposants caractéristiques sont nuls. Mais, comme nous l'avons dit, cela ne peut créer une difficulté parce que l'on peut, à l'aide de l'intégrale connue, abaisser à  $2n - 1$  l'ordre des équations (1'). Il n'y a plus alors que  $2n - 1$  exposants caractéristiques; l'un d'eux est nul et les  $2n - 2$  autres, aux carrés desquels on peut conserver le nom de coefficients de stabilité, sont deux à deux égaux et de signe contraire.

Reprendons le déterminant que nous avons eu à envisager dans le paragraphe précédent.

Nous avons dans ce paragraphe envisagé d'abord le cas où les équations (1) dépendent du temps  $t$  et d'un paramètre  $\mu$ , et admettent pour  $\mu = 0$  une solution périodique et une seule. Nous avons vu que si le déterminant fonctionnel:

$$\Delta = \frac{\partial(\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n)}{\partial(\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n)} \neq 0$$

les équations admettront encore une solution périodique pour les petites valeurs de  $\mu$ .

Ce déterminant peut s'écrire:

$$\Delta = \begin{vmatrix} \frac{d\gamma_1}{d\beta_1} - 1 & \frac{d\gamma_1}{d\beta_2} & \dots & \frac{d\gamma_1}{d\beta_n} \\ \frac{d\gamma_2}{d\beta_1} & \frac{d\gamma_2}{d\beta_2} - 1 & \dots & \frac{d\gamma_2}{d\beta_n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{d\gamma_n}{d\beta_1} & \frac{d\gamma_n}{d\beta_2} & \dots & \frac{d\gamma_n}{d\beta_n} - 1 \end{vmatrix}.$$

Or les exposants caractéristiques  $\alpha$  sont donnés par l'équation:

$$\left| \begin{array}{cccc} \frac{d\gamma_1}{d\beta_1} - e^{2a\pi} & \frac{d\gamma_1}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\gamma_1}{d\beta_n} \\ \frac{d\gamma_2}{d\beta_1} & \frac{d\gamma_2}{d\beta_2} - e^{2a\pi} & \cdots & \frac{d\gamma_2}{d\beta_n} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \frac{d\gamma_n}{d\beta_1} & \frac{d\gamma_n}{d\beta_2} & \cdots & \frac{d\gamma_n}{d\beta_n} - e^{2a\pi} \end{array} \right| = 0.$$

Dire que  $\Delta$  est nul, c'est donc dire que l'un des exposants caractéristiques est nul de sorte que nous pouvons énoncer de la façon suivante le premier des théorèmes démontrés au paragraphe précédent.

*Si les équations (1) qui dépendent d'un paramètre  $\mu$  admettent pour  $\mu = 0$  une solution périodique dont aucun des exposants caractéristiques ne soit nul, elles admettront encore une solution périodique pour les petites valeurs de  $\mu$ .*

### § 11. Solutions périodiques des équations de la dynamique.

Je prendrai, pour fixer les idées, les équations de la dynamique avec trois degrés de liberté, mais ce que je vais dire s'appliquerait évidemment au cas général. J'écrirai donc mes équations sous la forme:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \frac{dF}{dy_2}, & \frac{dx_3}{dt} &= \frac{dF}{dy_3}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{dx_2}, & \frac{dy_3}{dt} &= -\frac{dF}{dx_3}, \end{aligned}$$

$F$  étant une fonction uniforme quelconque des  $x$  et des  $y$ , indépendante de  $t$ .

Je supposerai ensuite que  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$  sont des variables linéaires, mais que  $y_1$ ,  $y_2$  et  $y_3$  sont des variables angulaires, c'est à dire que  $F$  est une fonction périodique de  $y_1$ ,  $y_2$  et  $y_3$  avec la période  $2\pi$ , de telle façon que la situation du système ne change pas quand une ou plusieurs des trois quantités  $y$  augmente d'un multiple de  $2\pi$ . (Cf. chapitre I.)

Je supposerai de plus que  $F$  dépend d'un paramètre arbitraire  $\mu$  et peut se développer suivant les puissances croissantes de ce paramètre de telle sorte que l'on ait:

$$F = F_0 + \mu F_1 + \mu^2 F_2 + \mu^3 F_3 + \dots$$

Je supposerai enfin que  $F_0$  ne dépend que des  $x$  et est indépendant des  $y$  de telle sorte que:

$$\frac{dF_0}{dy_1} = \frac{dF_0}{dy_2} = \frac{dF_0}{dy_3} = 0.$$

Rien n'est plus simple alors que d'intégrer les équations (1) quand  $\mu = 0$ ; elles s'écrivent en effet:

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{dx_2}{dt} = \frac{dx_3}{dt} = 0,$$

$$\frac{dy_1}{dt} = -\frac{dF_0}{dx_1}, \quad \frac{dy_2}{dt} = -\frac{dF_0}{dx_2}, \quad \frac{dy_3}{dt} = -\frac{dF_0}{dx_3}.$$

Ces équations montrent d'abord que  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$  sont des constantes. On en conclut que

$$-\frac{dF_0}{dx_1}, \quad -\frac{dF_0}{dx_2}, \quad -\frac{dF_0}{dx_3}$$

qui ne dépendent que de  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$  sont aussi des constantes que nous appellerons pour abréger  $n_1$ ,  $n_2$  et  $n_3$  et qui sont complètement définies quand on se donne les valeurs constantes de  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$ . Il vient alors:

$$y_1 = n_1 t + \bar{\omega}_1, \quad y_2 = n_2 t + \bar{\omega}_2, \quad y_3 = n_3 t + \bar{\omega}_3,$$

$\bar{\omega}_1$ ,  $\bar{\omega}_2$  et  $\bar{\omega}_3$  étant de nouvelles constantes d'intégration.

Quelle est la condition pour que la solution ainsi trouvée soit périodique et de période  $T$ . Il faut que si l'on change  $t$  en  $t + T$ ,  $y_1$ ,  $y_2$  et  $y_3$  augmentent d'un multiple de  $2\pi$ , c'est à dire que:

$$n_1 T, n_2 T \text{ et } n_3 T$$

soient des multiples de  $2\pi$ .

Ainsi pour que la solution que nous venons de trouver soit périodique, il faut et il suffit que les trois nombres  $n_1$ ,  $n_2$  et  $n_3$  soient commensurables entre eux.

Quant à la période  $T$ , ce sera le plus petit commun multiple des trois quantités:

$$\frac{2\pi}{n_1}, \frac{2\pi}{n_2} \text{ et } \frac{2\pi}{n_3}.$$

Nous exclurons, au moins provisoirement de nos recherches, le cas où les trois fonctions  $\frac{dF_0}{dx_1}$ ,  $\frac{dF_0}{dx_2}$  et  $\frac{dF_0}{dx_3}$  ne sont pas indépendantes l'une de l'autre. Si on laisse ce cas de côté, on peut toujours choisir  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$  de telle façon que  $n_1$ ,  $n_2$  et  $n_3$  aient telles valeurs que l'on veut, au moins dans un certain domaine. Il y aura donc une infinité de choix possibles pour les trois constantes  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$  qui conduiront à des solutions périodiques.

Je me propose de rechercher s'il existe encore des solutions périodiques de période  $T$  lorsque  $\mu$  n'est plus égal à 0.

Pour le prouver je vais employer un raisonnement analogue à celui du § 9.

Supposons que  $\mu$  cesse d'être nul, et imaginons que, dans une certaine solution, les valeurs des  $x$  et des  $y$  pour  $t = 0$  soient respectivement:

$$\begin{aligned} x_1 &= a_1 + \delta a_1, & x_2 &= a_2 + \delta a_2, & x_3 &= a_3 + \delta a_3, \\ y_1 &= \bar{\omega}_1 + \delta \bar{\omega}_1, & y_2 &= \bar{\omega}_2 + \delta \bar{\omega}_2, & y_3 &= \bar{\omega}_3 + \delta \bar{\omega}_3. \end{aligned}$$

Supposons que, dans cette même solution, les valeurs des  $x$  et des  $y$  pour  $t = T$  soient

$$\begin{aligned} x_1 &= a_1 + \delta a_1 + \Delta a_1, \\ x_2 &= a_2 + \delta a_2 + \Delta a_2, \\ x_3 &= a_3 + \delta a_3 + \Delta a_3, \\ y_1 &= \bar{\omega}_1 + n_1 T + \delta \bar{\omega}_1 + \Delta \bar{\omega}_1, \\ y_2 &= \bar{\omega}_2 + n_2 T + \delta \bar{\omega}_2 + \Delta \bar{\omega}_2, \\ y_3 &= \bar{\omega}_3 + n_3 T + \delta \bar{\omega}_3 + \Delta \bar{\omega}_3. \end{aligned}$$

La condition pour que cette solution soit périodique de période  $T$  c'est que l'on ait:

$$(2) \quad \Delta a_1 = \Delta a_2 = \Delta a_3 = \Delta \bar{\omega}_1 = \Delta \bar{\omega}_2 = \Delta \bar{\omega}_3 = 0.$$

Les six équations (2) ne sont pas distinctes. En effet, comme  $F = \text{const.}$  est une intégrale des équations (1), et que d'ailleurs  $F$  est périodique par rapport aux  $y$ , on a:

$$\begin{aligned} F(a_i + \delta a_i, \bar{\omega}_i + \delta \bar{\omega}_i) &= F(a_i + \delta a_i + \Delta a_i, \bar{\omega}_i + n_i T + \delta \bar{\omega}_i + \Delta \bar{\omega}_i) \\ &= F(a_i + \delta a_i + \Delta a_i, \bar{\omega}_i + \delta \bar{\omega}_i + \Delta \bar{\omega}_i). \end{aligned}$$

Il nous suffira donc de satisfaire à cinq des équations (2). Je supposerai de plus:

$$\bar{\omega}_1 = \delta \bar{\omega}_1 = 0,$$

ce qui revient à prendre pour origine du temps l'époque où  $y_1$  est nul. Il est aisément de voir que les  $\Delta a_i$  et les  $\Delta \bar{\omega}_i$  sont des fonctions holomorphes de  $\mu$ , des  $\delta a_i$  et des  $\delta \bar{\omega}_i$  s'annulant quand toutes ces variables s'annulent.

Il s'agit donc de démontrer que l'on peut tirer des cinq dernières équations (2)  $\delta a_1, \delta a_2, \delta a_3, \delta \bar{\omega}_2$  et  $\delta \bar{\omega}_3$  en fonctions de  $\mu$ .

Remarquons que quand  $\mu$  est nul, on a

$$\Delta a_1 = \Delta a_2 = \Delta a_3 = 0.$$

Par conséquent  $\Delta a_1, \Delta a_2$  et  $\Delta a_3$ , développés suivant les puissances de  $\mu$ , des  $\delta a_i$  et des  $\delta \bar{\omega}_i$ , contiennent  $\mu$  en facteur. Nous supprimerons ce facteur  $\mu$ , et nous écrirons par conséquent les cinq équations (2) que nous avons à résoudre sous la forme:

$$(3) \quad \frac{\Delta a_2}{\mu} = \frac{\Delta a_3}{\mu} = \Delta \bar{\omega}_1 = \Delta \bar{\omega}_2 = \Delta \bar{\omega}_3 = 0.$$

Il nous faut déterminer  $\bar{\omega}_2$  et  $\bar{\omega}_3$  de telle façon que ces équations soient satisfaites pour

$$(4) \quad \mu = \delta \bar{\omega}_2 = \delta \bar{\omega}_3 = \delta a_1 = \delta a_2 = \delta a_3 = 0.$$

Voyons ce que deviennent les premiers membres des équations (3) quand on y fait  $\mu = 0$ .

Il vient:

$$n_1 T + \Delta \bar{\omega}_1 = + \int_0^T \frac{dy_1}{dt} dt = - \int_0^T \frac{dF}{dx_1} dt = - \int_0^T \frac{dF_0}{d(a_1 + \delta a_1)} dt,$$

d'où:

$$\Delta \bar{\omega}_1 = - T \left( \frac{dF_0}{dx_1} + n_1 \right)$$

et de même:

$$\Delta \bar{\omega}_2 = - T \left( \frac{dF_0}{dx_2} + n_2 \right),$$

$$\Delta \bar{\omega}_3 = - T \left( \frac{dF_0}{dx_3} + n_3 \right).$$

Il importe d'observer que dans  $F_0$  il faut remplacer  $x_1, x_2$  et  $x_3$  par  $a_1 + \delta a_1, a_2 + \delta a_2, a_3 + \delta a_3$ ; en effet pour  $\mu = 0$ ,  $F$  se réduit à  $F_0$  et  $x_1, x_2, x_3$  à des constantes qui restent constamment égales à leurs valeurs initiales  $a_1 + \delta a_1, a_2 + \delta a_2, a_3 + \delta a_3$ .

Il vient d'autre part:

$$\frac{\Delta a_2}{\mu} = \frac{1}{\mu} \int_0^T \frac{dx_2}{dt} dt = \frac{1}{\mu} \int_0^T \frac{dy_2}{dt} dt$$

ou puisque  $F_0$  ne dépend pas de  $y_2$ :

$$\frac{\Delta a_2}{\mu} = \int_0^T \frac{d}{dy_2} \left( \frac{F - F_0}{\mu} \right) dt$$

ou pour  $\mu = 0$

$$\frac{\Delta a_2}{\mu} = \int_0^T \frac{dF_1}{dy_2} dt.$$

Supposons que  $\mu$ , les  $\delta \bar{\omega}$  et les  $\delta a$  soient nuls à la fois; il faudra alors faire dans  $F_1$

$$x_1 = a_1, \quad x_2 = a_2, \quad x_3 = a_3, \quad y_1 = n_1 t, \quad y_2 = n_2 t + \bar{\omega}_2, \quad y_3 = n_3 t + \bar{\omega}_3.$$

$F_1$  deviendra alors une fonction périodique de  $t$  de période  $T$ , et une fonction périodique de  $\bar{\omega}_2$  et de  $\bar{\omega}_3$  de période  $2\pi$ .

Soit  $\phi$  la valeur moyenne de  $F_1$  considérée comme fonction périodique de  $t$ . Il viendra:

$$\frac{\Delta a_2}{\mu} = \int_0^T \frac{dF_1}{d\bar{\omega}_2} dt = T \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_2}$$

et de même

$$\frac{\Delta a_3}{\mu} = T \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_3}.$$

Nous devons donc choisir  $\bar{\omega}_2$  et  $\bar{\omega}_3$  de façon à satisfaire aux équations

$$(5) \quad \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_2} = \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_3} = 0.$$

Cela est toujours possible; en effet la fonction  $\psi$  est périodique en  $\bar{\omega}_2$  et en  $\bar{\omega}_3$  et elle est finie; donc elle a au moins un maximum et un minimum, pour lesquels ses deux dérivées doivent s'annuler. Quand on aura choisi de la sorte  $\bar{\omega}_2$  et  $\bar{\omega}_3$ , on verra que les équations (3) sont satisfaites quand on y fait à la fois:

$$\mu = \partial\bar{\omega}_2 = \partial\bar{\omega}_3 = \partial a_1 = \partial a_2 = \partial a_3 = 0.$$

Nous pourrons donc tirer des équations (3) les cinq inconnues  $\partial a_i$  et  $\partial\bar{\omega}_i$  sous la forme de fonctions holomorphes de  $\mu$ , s'annulant avec  $\mu$ . Il n'y aurait d'exception que si le déterminant fonctionnel:

$$\frac{\partial \left( \frac{\Delta a_2}{\mu}, \frac{\Delta a_3}{\mu}, \Delta\bar{\omega}_1, \Delta\bar{\omega}_2, \Delta\bar{\omega}_3 \right)}{\partial (\partial a_1, \partial a_2, \partial a_3, \partial\bar{\omega}_2, \partial\bar{\omega}_3)}$$

était nul. Mais pour  $\mu = 0$ ,  $\Delta\bar{\omega}_1$ ,  $\Delta\bar{\omega}_2$  et  $\Delta\bar{\omega}_3$  sont indépendants de  $\partial\bar{\omega}_2$  et de  $\partial\bar{\omega}_3$ , de sorte que ce déterminant fonctionnel est le produit de deux autres:

$$\frac{\partial \left( \frac{\Delta a_2}{\mu}, \frac{\Delta a_3}{\mu} \right)}{\partial (\partial\bar{\omega}_2, \partial\bar{\omega}_3)} \quad \text{et} \quad \frac{\partial (\Delta\bar{\omega}_1, \Delta\bar{\omega}_2, \Delta\bar{\omega}_3)}{\partial (\partial a_1, \partial a_2, \partial a_3)}.$$

Si l'on supprime les facteurs  $T^2$  et  $-T^3$ , le premier de ces déterminants est égal au hessien de  $\phi$  par rapport à  $\bar{\omega}_2$  et  $\bar{\omega}_3$  et le second au hessien de  $F_1$  par rapport à  $x_1^0, x_2^0$  et  $x_3^0$ .

Si donc aucun de ces deux hessiens n'est nul, il sera possible de satisfaire aux cinq équations (3) et par conséquent pour des valeurs suffisamment petites de  $\mu$ , il existera une solution périodique de période  $T$ .

C. Q. F. D.

Nous allons maintenant chercher à déterminer, non plus seulement les solutions périodiques de période  $T$ , mais les solutions de période peu différente de  $T$ . Nous avons pris pour point de départ les trois nombres  $n_1, n_2, n_3$ ; nous aurions pu tout aussi bien choisir trois autres nombres  $n'_1, n'_2, n'_3$ , pourvu qu'ils soient commensurables entre eux, et nous serions arrivés à une autre solution périodique dont la période  $T$  aurait été le plus petit commun multiple de  $\frac{2\pi}{n'_1}, \frac{2\pi}{n'_2}, \frac{2\pi}{n'_3}$ .

Si nous prenons en particulier:

$$n'_1 = n_1(1 + \varepsilon), \quad n'_2 = n_2(1 + \varepsilon), \quad n'_3 = n_3(1 + \varepsilon)$$

les trois nombres  $n'_1, n'_2, n'_3$  seront commensurables entre eux puisqu'ils sont proportionnels aux trois nombres  $n_1, n_2$  et  $n_3$ .

Il nous conduiront donc à une solution périodique de période:

$$T' = \frac{1 + \varepsilon}{T}$$

de telle façon que nous aurons:

$$(6) \quad x_i = \varphi_i(t, \mu, \varepsilon), \quad y_i = \varphi'_i(t, \mu, \varepsilon),$$

les  $\varphi_i$  et les  $\varphi'_i$  étant des fonctions développables suivant les puissances de  $\mu$  et de  $\varepsilon$ , et périodiques en  $t$ , mais de façon que la période dépende de  $\varepsilon$ .

Si dans  $F$  nous remplaçons les  $x_i$  et les  $y_i$  par leurs valeurs (4),  $F$  doit devenir une constante indépendante du temps (puisque  $F = \text{const.}$  est une des intégrales des équations (1)). Mais cette constante qui est dite constante des forces vives, dépendra de  $\mu$  et de  $\varepsilon$  et pourra être développée suivant les puissances croissantes de ces variables.

Si la constante des forces vives  $B$  est une donnée de la question l'équation

$$F(\mu, \varepsilon) = B$$

peut être regardée comme une relation qui lie  $\varepsilon$  à  $\mu$ . Si donc nous nous donnons arbitrairement  $B$ , il existera toujours une solution périodique quelle que soit la valeur choisie pour cette constante, mais la période dépendra de  $\varepsilon$  et par conséquent de  $\mu$ .

Un cas plus particulier que celui que nous venons de traiter en détail est celui où il n'y a que deux degrés de liberté.  $F$  ne dépend alors que de quatre variables  $x_1, y_1, x_2, y_2$  et la fonction  $\psi$  ne dépend plus que d'une seule variable  $\bar{\omega}_2$ . Les relations (5) se réduisent alors à

$$(7) \quad \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_2} = 0$$

et le hessian de  $\psi$  se réduit à  $\frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_2^2}$ . D'où cette conclusion:

A chacune des racines simples de l'équation (7) correspond une solution périodique des équations (1), qui existe pour toutes les valeurs de  $\mu$  suffisamment petites.

Je pourrais même ajouter qu'il en est encore de même pour chacune des racines d'ordre impair ainsi que nous l'avons vu au § 9, et que cette équation admet toujours de pareilles racines puisque la fonction  $\psi$  a au moins un maximum qui ne peut correspondre qu'aux racines impaires de l'équation (7).

Revenons au cas où l'on a trois degrés de liberté, et où la période est constante et égale à  $T$ .

Je dis que  $x_1, x_2, x_3, y_1, y_2, y_3$  peuvent se développer suivant les puissances croissantes de  $\mu$ . En effet, en vertu du théorème III § 2, les  $x$  et les  $y$  peuvent être développés suivant les puissances de  $\mu$ , et de  $\partial a_1, \partial a_2, \partial a_3, \partial \bar{\omega}_1, \partial \bar{\omega}_2$  et  $\partial \bar{\omega}_3$ . Mais imaginons que l'on ait déterminé les  $\partial a$  et les  $\partial \bar{\omega}$  de façon que la solution soit périodique de période  $T$ . On tirera alors les  $\partial a$  et les  $\partial \bar{\omega}$  des équations (3) sous la forme de séries ordonnées suivant les puissances de  $\mu$ , de sorte que les  $x$  et les  $y$  seront finalement ordonnées suivant les puissances de  $\mu$ .

La solution devant être périodique de période  $T$  quel que soit  $\mu$ , les coefficients des diverses puissances de  $\mu$  seront des fonctions périodiques de  $t$ .

Remarquons de plus que l'on peut toujours supposer que l'origine du temps ait été choisie de telle sorte que  $y_1$  s'annule avec  $t$ , et que cela ait lieu quel que soit  $\mu$ . Alors pour  $t = 0$  on aura:

$$0 = y_1^0 = y_1^1 = y_1^2 = \dots$$

L'existence et la convergence de ces séries étant ainsi établie, je vais déterminer les coefficients.

Pour cela, je vais chercher à satisfaire aux équations (1) en faisant<sup>1</sup>

$$(8) \quad \begin{aligned} x_1 &= x_1^0 + \mu x_1^1 + \mu^2 x_1^2 + \dots, \\ x_2 &= x_2^0 + \mu x_2^1 + \mu^2 x_2^2 + \dots, \\ x_3 &= x_3^0 + \mu x_3^1 + \mu^2 x_3^2 + \dots, \\ y_1 &= y_1^0 + \mu y_1^1 + \mu^2 y_1^2 + \dots, \\ y_2 &= y_2^0 + \mu y_2^1 + \mu^2 y_2^2 + \dots, \\ y_3 &= y_3^0 + \mu y_3^1 + \mu^2 y_3^2 + \dots \end{aligned}$$

Dans ces formules,  $x_1^0, x_2^0, x_3^0$  désignent les valeurs constantes que j'avais été conduit plus haut à attribuer à  $x_1, x_2$  et  $x_3$  quand je supposais  $\mu = 0$  et qui sont telles que:

$$\frac{d}{dx_1^0} F_0(x_1^0, x_2^0, x_3^0) = -n_1, \quad \frac{d}{dx_2^0} F_0(x_1^0, x_2^0, x_3^0) = -n_2, \quad \frac{d}{dx_3^0} F_0(x_1^0, x_2^0, x_3^0) = -n_3.$$

On a de plus:

$$y_i^0 = n_i t + \varpi_i.$$

Enfin les  $x_i^1$ , les  $y_i^1$ , les  $x_i^2$ , les  $y_i^2$  etc. sont des fonctions du temps qu'il s'agira de déterminer et qui devront être périodiques de période  $T$ .

Dans  $F$ , à la place des  $x$  et des  $y$ , substituons leurs valeurs (8), puis développons  $F$  suivant les puissances croissantes de  $\mu$  de telle sorte que l'on ait:

$$F = \Phi_0 + \mu \Phi_1 + \mu^2 \Phi_2 + \dots$$

Il est clair que

$$\Phi_0 = F_0(x_1^0, x_2^0, x_3^0)$$

ne dépend que des  $x_i^0$ ; que

$$(9) \quad \Phi_1 = F_1(x_1^0, x_2^0, x_3^0, y_1^0, y_2^0, y_3^0) + x_1^1 \frac{dF_0}{dx_1^0} + x_2^1 \frac{dF_0}{dx_2^0} + x_3^1 \frac{dF_0}{dx_3^0}$$

<sup>1</sup> Les chiffres placés en haut et à droite des lettres  $x$  et  $y$  dans les équations (8) sont des indices et non des exposants.

ne dépend que des  $x_i^0$ , des  $y_i^0$  et des  $x_i^1$ ; que  $\Phi_k$  ne dépend que des  $x_i^0$ , des  $y_i^0$ , des  $x_i^1$ , des  $y_i^1$  et des  $x_i^2$  etc.

Plus généralement, je puis écrire:

$$\Phi_k = \theta_k + x_1^k \frac{dF_0}{dx_1^0} + x_2^k \frac{dF_0}{dx_2^0} + x_3^k \frac{dF_0}{dx_3^0} = \theta_k - n_1 x_1^k - n_2 x_2^k - n_3 x_3^k,$$

où  $\theta_k$  dépend seulement

$$\begin{aligned} &\text{des } x_i^0, \text{ des } x_i^1, \dots \text{ et des } x_i^{k-1}, \\ &\text{des } y_i^0, \text{ des } y_i^1, \dots \text{ et des } y_i^{k-1}. \end{aligned}$$

Je puis ajouter que par rapport à  $y_1^0, y_2^0, y_3^0$  la fonction  $\theta_k$  est une fonction périodique de période  $2\pi$ . L'équation (9) montre que  $\theta_1 = F_1$ .

Cela posé les équations différentielles peuvent s'écrire, en égalant les puissances de même nom de  $\mu$ :

$$\frac{dx_1^0}{dt} = \frac{dx_2^0}{dt} = \frac{dx_3^0}{dt} = 0, \quad \frac{dy_1^0}{dt} = n_1, \quad \frac{dy_2^0}{dt} = n_2, \quad \frac{dy_3^0}{dt} = n_3.$$

On trouve ensuite:

$$(10) \quad \frac{dx_1^1}{dt} = \frac{dF_1}{dy_1^0}, \quad \frac{dx_2^1}{dt} = \frac{dF_1}{dy_2^0}, \quad \frac{dx_3^1}{dt} = \frac{dF_1}{dy_3^0}$$

et

$$(11) \quad \frac{dy_1^1}{dt} = -\frac{d\Phi_1}{dx_1^0}, \quad \frac{dy_2^1}{dt} = -\frac{d\Phi_1}{dx_2^0}, \quad \frac{dy_3^1}{dt} = -\frac{d\Phi_1}{dx_3^0},$$

et plus généralement:

$$(10') \quad \frac{dx_i^k}{dt} = \frac{d\Phi_k}{dy_i^0}$$

et

$$(11') \quad \frac{dy_i^k}{dt} = -\frac{d\Phi_k}{dx_i^0} = -\frac{d\theta_k}{dx_i^0} - x_1^k \frac{d^2 F_0}{dx_1^0 dx_i^0} - x_2^k \frac{d^2 F_0}{dx_2^0 dx_i^0} - x_3^k \frac{d^2 F_0}{dx_3^0 dx_i^0}.$$

Intégrons d'abord les équations (10). Dans  $F_1$  nous remplacerons  $y_1^0, y_2^0, y_3^0$  par leurs valeurs:

$$n_1 t + \bar{\omega}_1, n_2 t + \bar{\omega}_2, n_3 t + \bar{\omega}_3.$$

Puisque  $y_i^0$  doit s'annuler avec  $t, \bar{\omega}_i$  sera nul. Alors les seconds membres des équations (10) sont des fonctions périodiques de  $t$  de période

$T$ ; ces seconds membres peuvent donc être développés en séries procédant suivant les sinus et les cosinus des multiples de  $\frac{2\pi t}{T}$ . Pour que les valeurs de  $x_1^1, x_2^1$  et  $x_3^1$  tirées des équations (10) soient des fonctions périodiques de  $t$ , il faut et il suffit que ces séries ne contiennent pas de termes tout connus.

Je puis écrire en effet:

$$F_1 = \sum A \sin(m_1 y_1^0 + m_2 y_2^0 + m_3 y_3^0 + h),$$

où  $m_1, m_2, m_3$  sont des entiers positifs ou négatifs et où  $A$  et  $h$  sont des fonctions de  $x_1^0, x_2^0, x_3^0$ . J'écrirai pour abréger:

$$F_1 = \sum A \sin \omega$$

en posant

$$\omega = m_1 y_1^0 + m_2 y_2^0 + m_3 y_3^0 + h.$$

Je trouverai alors

$$\frac{dF_1}{dy_1^0} = \sum A m_1 \cos \omega, \quad \frac{dF_1}{dy_2^0} = \sum A m_2 \cos \omega, \quad \frac{dF_1}{dy_3^0} = \sum A m_3 \cos \omega$$

et

$$\omega = t(m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3) + h + m_2 \bar{\omega}_2 + m_3 \bar{\omega}_3.$$

Parmi les termes de ces séries, je distinguerai ceux pour lesquels

$$m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3 = 0$$

et qui sont indépendants de  $t$ . Ces termes existent puisque nous avons supposé que les trois nombres  $n_1, n_2$  et  $n_3$  sont commensurables entre eux.

Je poserai alors

$$\psi = S A \sin \omega, \quad (m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3 = 0, \omega = h + m_2 \bar{\omega}_2 + m_3 \bar{\omega}_3)$$

la sommation représentée par le signe  $S$  s'étendant à tous les termes de  $F_1$  pour lesquels le coefficient de  $t$  est nul. Nous aurons alors:

$$\frac{d\psi}{d\bar{\omega}_2} = S A m_2 \cos \omega, \quad \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_3} = S A m_3 \cos \omega.$$

Si donc on a:

$$(12) \quad \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_2} = \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_3} = 0,$$

il viendra:

$$(13) \quad SAm_1 \cos \omega = 0, \quad SAm_2 \cos \omega = 0, \quad SAm_3 \cos \omega = 0.$$

La première des équations (11) est en effet une conséquence des deux autres, puisque en vertu de la relation  $m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3 = 0$ , on a identiquement

$$n_1 SAm_1 \cos \omega + n_2 SAm_2 \cos \omega + n_3 SAm_3 \cos \omega = 0.$$

Si donc les relations (12) sont satisfaites, les séries  $\sum Am_i \cos \omega$  ne contiendront pas de terme tout connu, et les équations (10) nous donneront:

$$\begin{aligned} x_1^1 &= \sum \frac{Am_1 \sin \omega}{m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3} + C_1^1, & x_2^1 &= \sum \frac{Am_2 \sin \omega}{m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3} + C_2^1, \\ x_3^1 &= \sum \frac{Am_3 \sin \omega}{m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3} + C_3^1, \end{aligned}$$

$C_1^1$ ,  $C_2^1$  et  $C_3^1$  étant trois nouvelles constantes d'intégration.

Il me reste à démontrer que l'on peut choisir les constantes  $\bar{\omega}_2$  et  $\bar{\omega}_3$  de façon à satisfaire aux relations (10). La fonction  $\phi$  est une fonction périodique de  $\bar{\omega}_2$  et de  $\bar{\omega}_3$  qui ne change pas quand l'une de ces deux variables augmente de  $2\pi$ . De plus elle est finie, elle aura donc au moins un maximum et un minimum. Il y a donc au moins deux manières de choisir  $\bar{\omega}_2$  et  $\bar{\omega}_3$  de façon à satisfaire aux relations (12).

Je pourrais même ajouter qu'il y en a au moins quatre, sans pouvoir toutefois affirmer qu'il en est encore de même quand le nombre de degrés de liberté est supérieur à trois.

Je vais maintenant chercher à déterminer à l'aide des équations (11) les trois fonctions  $y_i^1$  et les trois constantes  $C_i^1$ .

Nous pouvons regarder comme connus les  $x_i^0$  et les  $y_i^0$ ; les  $x_i^1$  sont connus également aux constantes près  $C_i^1$ . Je puis donc écrire les équations (11) sous la forme suivante:

$$(14) \quad \frac{dy_i^1}{dt} = H_i - C_1^1 \frac{d^2 F_0}{dx_1^0 dx_i^0} - C_2^1 \frac{d^2 F_0}{dx_2^0 dx_i^0} - C_3^1 \frac{d^2 F_0}{dx_3^0 dx_i^0},$$

où les  $H_i$  représentent des fonctions entièrement connues développées en séries suivant les sinus et cosinus des multiples de  $\frac{2\pi t}{T}$ . Les coefficients de  $C_1^1$ ,  $C_2^1$  et  $C_3^1$  sont des constantes que l'on peut regarder comme connues.

Pour que la valeur de  $y_i^1$  tirée de cette équation soit une fonction périodique de  $t$ , il faut et il suffit que dans le second membre le terme tout connu soit nul. Si donc  $H_i^0$  désigne le terme tout connu de la série trigonométrique  $H_i$ , je devrai avoir:

$$(15) \quad C_1^1 \frac{d^2 F_0}{dx_1^0 dx_i^0} + C_2^1 \frac{d^2 F_0}{dx_2^0 dx_i^0} + C_3^1 \frac{d^2 F_0}{dx_3^0 dx_i^0} = H_i^0.$$

Les trois équations linéaires (15) déterminent les trois constantes  $C_1^1$ ,  $C_2^1$  et  $C_3^1$ .

Il n'y aurait d'exception qui si le déterminant de ces trois équations était nul; c'est à dire si le *hessien* de  $F_0$  par rapport à  $x_1^0$ ,  $x_2^0$  et  $x_3^0$  était nul; nous exclurons ce cas.

Les équations (14) me donneront donc:

$$y_1^1 = \eta_1^1 + k_1^1, \quad y_2^1 = \eta_2^1 + k_2^1, \quad y_3^1 = \eta_3^1 + k_3^1,$$

les  $\eta_i^1$  étant des fonctions périodiques de  $t$  entièrement connues s'annulant avec  $t$ , et les  $k_i^1$  étant trois nouvelles constantes d'intégration.

Venons maintenant aux équations (10') en  $y$  faisant  $k=2$  et  $i=1, 2, 3$  et cherchons à déterminer à l'aide des trois équations ainsi obtenues, les trois fonctions  $x_i^2$  et les trois constantes  $k_i^1$ .

Il est aisément de voir que nous avons:

$$\varrho_2 = \varrho_2 + y_1^1 \frac{dF_1}{dy_1^0} + y_2^1 \frac{dF_1}{dy_2^0} + y_3^1 \frac{dF_1}{dy_3^0},$$

où  $\varrho_2$  dépend seulement des  $x_i^0$ , des  $y_i^0$  et des  $x_i^1$  et où l'on a, comme plus haut:

$$\frac{dF_1}{dy_i^0} = \sum A m_i \cos \omega.$$

Les équations (10') s'écrivent alors:

$$\frac{dx_i^2}{dt} = \frac{d\varrho_2}{dy_i^0} + \sum_k y_k^1 \frac{d^2 F_1}{dy_k^0 dy_i^0}$$

ou

$$(16) \quad \frac{dx_i^2}{dt} = H'_i - k_1^1 \sum Am_1 m_i \sin \omega - k_2^1 \sum Am_2 m_i \sin \omega - k_3^1 \sum Am_3 m_i \sin \omega,$$

$H'_i$  étant une fonction périodique de  $t$ , que l'on peut regarder comme entièrement connue. Pour que l'on puisse tirer de cette équation  $x_i^2$  sous la forme d'une fonction périodique, il faut et il suffit que les seconds membres des équations (16), développés en séries trigonométriques, ne possèdent pas de termes tout connus. Nous devons donc disposer des quantités  $k_i^1$  de manière à annuler ces termes tout connus. Nous serions ainsi conduits à trois équations linéaires entre les trois quantités  $k_i^1$ ; mais comme le déterminant de ces trois équations est nul, il y a une petite difficulté et je suis forcé d'entrer dans quelques détails.

Comme  $y_1^1$  s'annule avec  $t$ , on doit avoir:

$$k_1^1 = 0;$$

nous n'aurons plus alors que deux inconnues  $k_2^1$  et  $k_3^1$  et trois équations à saisir; mais ces trois équations ne sont pas distinctes comme nous allons le voir.

Appelons en effet  $E_i$  le terme tout connu de  $H'_i$ , ces trois équations s'écriront:

$$(17) \quad \begin{aligned} E_1 &= k_2^1 SAm_2 m_1 \sin \omega + k_3^1 SAm_3 m_1 \sin \omega, \\ E_2 &= k_2^1 SAm_2^2 \sin \omega + k_3^1 SAm_3 m_2 \sin \omega, \\ E_3 &= k_2^1 SAm_2 m_3 \sin \omega + k_3^1 SAm_3^2 \sin \omega, \end{aligned}$$

en conservant au signe de sommation  $S$  le même sens que plus haut. Je ne considérerai d'abord que les deux dernières des équations (17) que j'écrirai:

$$-E_2 = k_2^1 \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_2^2} + k_3^1 \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_3 d\bar{\omega}_2},$$

$$-E_3 = k_2^1 \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_2 d\bar{\omega}_3} + k_3^1 \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_3^2}.$$

De ces deux équations on peut tirer  $k_2^1$  et  $k_3^1$ , à moins que le hessien de  $\psi$  par rapport à  $\bar{\omega}_2$  et  $\bar{\omega}_3$  ne soit nul. Si l'on donne aux  $k_i^1$  les

valeurs ainsi obtenues, les deux dernières équations (16) nous donneront  $x_2^2$  et  $x_3^2$  sous la forme suivante:

$$x_2^2 = \xi_2^2 + C_2^2, \quad x_3^2 = \xi_3^2 + C_3^2,$$

les  $\xi_i^2$  étant des fonctions périodiques de  $t$  entièrement connues et les  $C_i^2$  étant de nouvelles constantes d'intégration.

Pour trouver  $x_1^2$  nous pouvons, au lieu d'employer la première des équations (16), nous servir des considérations suivantes:

Les équations (1) admettent une intégrale:

$$F = B,$$

$B$  étant une constante d'intégration que je supposerai développée suivant les puissances de  $\mu$  en écrivant:

$$B = B_0 + \mu B_1 + \mu^2 B_2 + \dots,$$

de sorte que l'on a:

$$\Phi_0 = B_0, \quad \Phi_1 = B_1, \quad \Phi_2 = B_2, \dots,$$

$B_0, B_1, B_2$  etc. étant autant de constantes différentes.

Le premier membre de l'équation:

$$\Phi_2 = B_2$$

dépend des  $x_i^0$ , des  $y_i^0$ , des  $x_i^1$ , des  $y_i^1$ , de  $x_2^2$  et de  $x_3^2$  qui sont des fonctions connues de  $t$  et de  $x_1^2$  que nous n'avons pas encore calculé. De cette équation, nous pourrons donc tirer  $x_1^2$  sous la forme suivante:

$$x_1^2 = \xi_1^2 + C_1^2.$$

$\xi_1^2$  sera une fonction périodique de  $t$  entièrement déterminée et  $C_1^2$  est une constante qui dépend de  $B_2$ , de  $C_2^2$  et de  $C_3^2$ .

Nous pouvons conclure de là que la première des équations (17) doit être satisfaite et par conséquent que ces trois équations (17) ne sont pas distinctes.

Prenons maintenant les équations (11') et faisons-y  $k=2$ ; nous ob-

tiendrons trois équations qui nous permettront de déterminer les constantes  $C_1^1$ ,  $C_1^2$  et  $C_1^3$  et d'où l'on tirera en outre les  $y_i^2$  sous la forme:

$$y_1^2 = \eta_1^2 + k_1^2, \quad y_2^2 = \eta_2^2 + k_2^2, \quad y_3^2 = \eta_3^2 + k_3^2,$$

les  $\eta$  étant des fonctions périodiques de  $t$  entièrement connues et les  $k_i^2$  étant trois nouvelles constantes d'intégration.

Reprendons ensuite les équations (10') en y faisant  $k = 3$ ; si nous supposons  $k_1^2 = 0$ , nous pourrons tirer des trois équations ainsi obtenues, d'abord les deux constantes  $k_2^2$  et  $k_3^2$ , puis les  $x_i^3$  sous la forme:

$$x_i^3 = \xi_i^3 + C_i^3,$$

les  $\xi$  étant des fonctions périodiques connues de  $t$  et les  $C_i^3$  étant trois nouvelles constantes d'intégration.

Et ainsi de suite.

Voilà un procédé pour trouver des séries ordonnées suivant les puissances de  $\mu$ , périodiques de période  $T$  par rapport au temps et satisfaisant aux équations (1). Ce procédé ne serait en défaut que si le hessien de  $F_0$  par rapport aux  $x_i^0$  était nul ou si le hessien de  $\phi$  par rapport à  $\bar{\omega}_2$  et  $\bar{\omega}_3$  était nul.

Ce que nous venons de dire s'applique en particulier à une équation que l'on rencontre quelquefois en mécanique céleste et dont plusieurs géomètres se sont déjà occupés. Cette équation est la suivante:

$$(18) \quad \frac{d^3\rho}{dt^3} + n^2\rho + m\rho^3 = \mu R(\rho, t).$$

$n$  et  $m$  sont des constantes,  $\mu$  est un paramètre très petit et  $R$  est une fonction de  $\rho$  et de  $t$ , développée suivant les puissances croissantes de  $\rho$  et périodique par rapport à  $t$ .

Pour bien nous en rendre compte, il faut d'abord ramener l'équation (18) à la forme canonique des équations de la dynamique. Cela se fera en posant:

$$\xi = t, \quad \frac{d\rho}{dt} = \sigma, \quad F = \frac{\sigma^2}{2} + \frac{n^2\rho^2}{2} + \frac{m\rho^4}{4} - \mu \int R(\rho, \xi) d\rho + \eta,$$

$\xi$  et  $\eta$  étant deux nouvelles variables auxiliaires et l'intégrale  $\int R(\rho, \xi) d\rho$  étant calculée en regardant  $\xi$  comme une constante. On trouve alors:

$$(19) \quad \frac{d\rho}{dt} = \frac{dF}{d\sigma}, \quad \frac{d\sigma}{dt} = -\frac{dF}{d\rho}, \quad \frac{d\xi}{dt} = \frac{dF}{d\eta},$$

auxquelles nous pourrons adjoindre ( $\eta$  étant restée jusqu'ici complètement arbitraire) l'équation suivante:

$$(19) \quad \frac{d\eta}{dt} = -\frac{dF}{d\xi}$$

qui complète un système canonique.

Quand  $\mu = 0$  l'intégrale générale de l'équation (18) s'écrit

$$(20) \quad \rho = h \operatorname{sn}(gt + \bar{\omega}), \quad \sigma = hg \operatorname{cn}(gt + \bar{\omega}) \operatorname{dn}(gt + \bar{\omega})$$

où  $g$  et  $\bar{\omega}$  sont deux constantes d'intégration et où  $h$ , ainsi que le module du sinus amplitude sont deux fonctions de  $g$  faciles à déterminer.

Nous allons changer de variables; nous prendrons au lieu de  $\xi, \eta, \rho$  et  $\sigma$ , quatre variables  $x_1, y_1, x_2, y_2$ , définies comme il suit. Nous aurons d'abord:

$$x_2 = \eta, \quad y_2 = \xi.$$

Des équations (20) qui donnent  $\rho$  et  $\sigma$  en fonctions de  $g$  et de  $gt + \bar{\omega}$  pour  $\mu = 0$ , on peut tirer  $g$  et  $gt + \bar{\omega}$  en fonctions de  $\rho$  et de  $\sigma$ . Il vient:

$$g = \chi_1(\rho, \sigma), \quad gt + \bar{\omega} = \chi_2(\rho, \sigma).$$

Nous prendrons alors pour  $x_1$  une certaine fonction de  $\chi_1(\rho, \sigma)$  et pour  $y_1$

$$y_1 = \frac{k}{2\pi} \chi_2(\rho, \sigma),$$

$k$  désignant la période réelle de  $\operatorname{sn}(x)$ .

Si alors  $x_1$  a été convenablement choisi en fonction de  $\chi_1$  les équations conserveront leur forme canonique

$$\frac{dy_1}{dt} = \frac{dF}{dx_1}, \quad \frac{dy_2}{dt} = \frac{dF}{dx_2}, \quad \frac{dx_1}{dt} = -\frac{dF}{dy_1}, \quad \frac{dx_2}{dt} = -\frac{dF}{dy_2}.$$

Il est clair d'ailleurs que pour  $\mu = 0$ ,  $F$  ne dépend que de  $x_1$  et de  $x_2$  et non de  $y_1$  et de  $y_2$ .

Nous nous trouvons donc bien dans les conditions énoncées au début de ce paragraphe.

L'équation (18) a surtout été étudiée par les géomètres dans le cas où  $m = 0$ ; il semble au premier abord qu'elle est alors beaucoup plus simple. Ce n'est qu'une illusion; en effet, si l'on suppose  $m = 0$ , on se trouve dans le cas où le hessien de  $F_0$  est nul et ce que nous avons dit dans ce paragraphe n'est plus applicable sans modification.

Ce n'est pas que les particularités que présente l'équation (18) dans le cas général ne soient encore vraies pour  $m = 0$ , toutes les fois du moins que  $\mu$  n'est pas nul. La seule différence, c'est qu'on ne peut les mettre en évidence par un développement suivant les puissances de  $\mu$ . L'apparente simplification qu'a reçue ainsi l'équation (18) n'a fait qu'augmenter les difficultés. Il est vrai qu'on est conduit quand  $m = 0$ , à des séries beaucoup plus simples que dans le cas général, mais ces séries ne convergent pas comme nous le verrons dans la suite.

La méthode exposée dans ce paragraphe s'applique également à un cas particulier du problème des trois corps.

Supposons une masse nulle  $C$  attirée par deux masses mobiles  $A$  et  $B$  égales l'une à  $1 - \mu$  et l'autre à  $\mu$  et décrivant d'un mouvement uniforme deux circonférences concentriques autour de leur centre de gravité commun supposé fixe. Imaginons de plus que la masse  $C$  se meuve dans le plan de ces deux circonférences.

Nous verrons plus loin que dans ce cas les équations du mouvement peuvent se mettre sous la forme suivante:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \frac{dF}{dy_2}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{dx_2}. \end{aligned}$$

On désigne par  $x_1$  la vitesse aréolaire du point  $C$ , par  $x_2$  la racine carrée du grand axe de l'orbite de  $C$ , par  $y_1$  la différence de la longitude du périhélie de  $C$  et de la longitude de  $B$ , par  $y_2$  l'anomalie moyenne.

D'ailleurs  $F$  peut être développée suivant les puissances de  $\mu$  et l'on a:

$$F_0 = x_1 + \frac{1}{2x_2^2}.$$

Il est aisément de voir que le hessien de  $F_0$  par rapport à  $x_1$  et à  $x_2$  est nul.

Il semble donc d'abord que les méthodes du présent paragraphe sont en défaut. Il n'en est rien et un artifice très simple permet de tourner la difficulté.

Les équations (1) admettent comme intégrale

$$F = C.$$

Considérons la constante  $C$  comme une donnée de la question.

Si alors  $\varphi(F)$  est une fonction quelconque de  $F$  et  $\varphi'(F)$  sa dérivée, on aura:

$$\varphi'(F) = \varphi'(C)$$

et les équations (1) pourront s'écrire:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{\varphi'(F) dF}{\varphi'(C) dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{\varphi'(F) dF}{\varphi'(C) dx_i}$$

ou

$$(1') \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{d}{dy_i} \left[ \frac{\varphi(F)}{\varphi'(C)} \right], \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{d}{dx_i} \left[ \frac{\varphi(F)}{\varphi'(C)} \right].$$

En général, le hessien de  $\frac{\varphi(F)}{\varphi'(C)}$  ne sera pas nul. C'est ce qui arrive en particulier quand

$$\varphi(F_0) = F_0^2 = x_1^2 + \frac{x_1}{x_2^2} + \frac{1}{4x_2^4}.$$

Les solutions des équations (1) qui correspondent à la valeur particulière  $C$  de l'intégrale  $F$  appartiennent aussi aux équations (1').

Considérons maintenant une solution des équations (1) qui soit telle que l'intégrale  $F$  soit égale à une constante  $C_1$  différente de  $C$ .

Je dis que cette solution appartiendra encore aux équations (1') pourvu qu'on y change  $t$  en

$$t \frac{\varphi'(C_1)}{\varphi'(C)}.$$

On a en effet:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i};$$

si on change  $t$  en  $t \frac{\varphi'(C_1)}{\varphi'(C)}$  il viendra:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{\varphi'(C_1)}{\varphi'(C)} \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{\varphi'(C_1)}{\varphi'(C)} \frac{dF}{dx_i}$$

ou puisque  $F = C_1$

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{\varphi'(F)}{\varphi'(C)} \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{\varphi'(F)}{\varphi'(C)} \frac{dF}{dx_i}.$$

C. Q. F. D.

Des solutions de (1) il est donc aisément de déduire celles de (1') et inversement.

Les méthodes du présent paragraphe sont donc, grâce à cet artifice, applicables à ce cas particulier du problème des trois corps.

Elles ne le seraient pas aussi aisément au cas général. Dans le cas général en effet, non seulement le hessien de  $F_0$  est nul, mais celui de  $\varphi(F_0)$  est encore nul, quelle que soit la fonction  $\varphi$ .

De là certaines difficultés dont je ne parlerai pas ici; j'y reviendrais plus loin et je me bornerai pour le moment à renvoyer le lecteur à un travail que j'ai inséré dans le Bulletin astronomique, tome 1<sup>er</sup>, page 65.

### § 12. Calcul des exposants caractéristiques.

Reprendons les équations (1) du paragraphe précédent

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}. \quad (i=1, 2, 3)$$

Supposons qu'on ait trouvé une solution périodique de ces équations:

$$x_i = \varphi_i(t), \quad y_i = \psi_i(t)$$

et proposons-nous de déterminer les exposants caractéristiques de cette solution.

Pour cela nous poserons:

$$x_i = \varphi_i(t) + \xi_i, \quad y_i = \psi_i(t) + \eta_i,$$

puis nous formerons les équations aux variations des équations (1) que nous écrirons:

$$(2) \quad \begin{aligned} \frac{d\xi_i}{dt} &= \sum_k \frac{d^2F}{dy_idx_k} \xi_k + \sum_k \frac{d^2F}{dy_idy_k} \eta_k, \\ \frac{d\eta_i}{dt} &= - \sum_k \frac{d^2F}{dx_idx_k} \xi_k - \sum_k \frac{d^2F}{dx_idy_k} \eta_k, \end{aligned} \quad (i, k = 1, 2, 3)$$

et nous chercherons à intégrer ces équations en faisant:

$$(3) \quad \xi_i = e^{at} S_i, \quad \eta_i = e^{at} T_i,$$

$S_i$  et  $T_i$  étant des fonctions périodiques de  $t$ . Nous savons qu'il existe en général six solutions particulières de cette forme (les équations linéaires (2) étant du sixième ordre). Mais il importe d'observer, que dans le cas particulier qui nous occupe, il n'y a plus que quatre solutions particulières qui conservent cette forme, parce que deux des exposants caractéristiques sont nuls, et qu'il y a par conséquent deux solutions particulières d'une forme dégénérante.

Cela posé, supposons d'abord  $\mu = 0$ , alors  $F$  se réduit à  $F_0$  comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent et ne dépend plus que de  $x_1^0$ ,  $x_2^0$  et  $x_3^0$ .

Alors les équations (2) se réduisent à:

$$(2') \quad \frac{d\xi_i}{dt} = 0, \quad \frac{d\eta_i}{dt} = - \sum_k \frac{d^2F_0}{dx_i^0 dx_k^0} \xi_k.$$

Les coefficients de  $\xi_k$  dans la seconde équation (2') sont des constantes.

Nous prendrons comme solutions des équations (2')

$$\xi_1 = \xi_2 = \xi_3 = 0, \quad \eta_1 = \eta_1^0, \quad \eta_2 = \eta_2^0, \quad \eta_3 = \eta_3^0,$$

$\eta_1^0$ ,  $\eta_2^0$  et  $\eta_3^0$  étant trois constantes d'intégration.

Cette solution n'est pas la plus générale puisqu'elle ne contient que trois constantes arbitraires, mais c'est la plus générale parmi celles que l'on peut ramener à la forme (3). Nous voyons ainsi que pour  $\mu = 0$ , les six exposants caractéristiques sont nuls.

Ne supposons plus maintenant que  $\mu$  soit nul. Nous allons main-

tenant chercher à développer  $\alpha$ ,  $S_i$  et  $T_i$ , non pas suivant les puissances croissantes de  $\mu$ , mais suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$  en écrivant:

$$\begin{aligned}\alpha &= \alpha_1 \sqrt{\mu} + \alpha_2 \mu + \alpha_3 \mu \sqrt{\mu} + \dots, \\ S_i &= S_i^0 + S_i^1 \sqrt{\mu} + S_i^2 \mu + S_i^3 \mu \sqrt{\mu} + \dots, \\ T_i &= T_i^0 + T_i^1 \sqrt{\mu} + T_i^2 \mu + T_i^3 \mu \sqrt{\mu} + \dots\end{aligned}$$

Je me propose d'abord d'établir que ce développement est possible.

Montrons d'abord que les exposants caractéristiques  $\alpha$  peuvent se développer suivant les puissances croissantes de  $\sqrt{\mu}$ .

D'après ce que nous avons vu au § 10, les exposants caractéristiques nous seront donnés par l'équation suivante, en reprenant les notations des §§ 9 et 10:

$$\left| \begin{array}{cccc} \frac{d\gamma_1}{d\beta_1} - e^{\alpha T} & \frac{d\gamma_1}{d\beta_2} & \dots & \frac{d\gamma_1}{d\beta_n} \\ \frac{d\gamma_2}{d\beta_1} & \frac{d\gamma_2}{d\beta_2} - e^{\alpha T} & \dots & \frac{d\gamma_2}{d\beta_n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{d\gamma_n}{d\beta_1} & \frac{d\gamma_n}{d\beta_2} & \dots & \frac{d\gamma_n}{d\beta_n} - e^{\alpha T} \end{array} \right| = 0.$$

Le premier membre de cette équation est holomorphe en  $\alpha$ ; de plus d'après le théorème III, § 2, les  $\gamma$  peuvent être développés suivant les puissances de  $\mu$  et des  $\beta$  (cf. § 9), d'ailleurs d'après le § 9 les  $\beta$  peuvent se développer eux-mêmes suivant les puissances de  $\mu$ . D'après cela les  $\gamma$  et le déterminant que je viens d'écrire peuvent eux-mêmes être développés suivant les puissances de  $\mu$ . Il résulte de là que les exposants  $\alpha$  nous sont donnés en fonctions de  $\mu$  par une équation:

$$G(\alpha, \mu) = 0$$

dont le premier membre est holomorphe en  $\alpha$  et en  $\mu$ .

Si pour  $\mu = 0$ , tous les exposants  $\alpha$  étaient différents les uns des autres, l'équation  $G = 0$  n'aurait pour  $\mu = 0$  que des racines simples, et on en conclurait que les  $\alpha$  seraient développables suivant les puissances de  $\mu$  (théorème IV, § 2).

Mais il n'en est pas ainsi; nous venons de voir en effet que pour  $\mu = 0$ , tous les  $\alpha$  sont nuls.

Reprendons les notations du § 11, notre équation pourra s'écrire, en supposant trois degrés de liberté seulement:

$$0 = G(\alpha, \mu) =$$

$\frac{d\Delta a_1}{d\delta a_1} + 1 - e^{\alpha T}$	$\frac{d\Delta a_1}{d\delta a_2}$	$\frac{d\Delta a_1}{d\delta a_3}$	$\frac{d\Delta a_1}{d\delta \bar{w}_1}$	$\frac{d\Delta a_1}{d\delta \bar{w}_2}$	$\frac{d\Delta a_1}{d\delta \bar{w}_3}$
$\frac{d\Delta a_2}{d\delta a_1}$	$\frac{d\Delta a_2}{d\delta a_2} + 1 - e^{\alpha T}$	$\frac{d\Delta a_2}{d\delta a_3}$	$\frac{d\Delta a_2}{d\delta \bar{w}_1}$	$\frac{d\Delta a_2}{d\delta \bar{w}_2}$	$\frac{d\Delta a_2}{d\delta \bar{w}_3}$
$\frac{d\Delta a_3}{d\delta a_1}$	$\frac{d\Delta a_3}{d\delta a_2}$	$\frac{d\Delta a_3}{d\delta a_3} + 1 - e^{\alpha T}$	$\frac{d\Delta a_3}{d\delta \bar{w}_1}$	$\frac{d\Delta a_3}{d\delta \bar{w}_2}$	$\frac{d\Delta a_3}{d\delta \bar{w}_3}$
$\frac{d\Delta \bar{w}_1}{d\delta a_1}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_1}{d\delta a_2}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_1}{d\delta a_3}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_1}{d\delta \bar{w}_1} + 1 - e^{\alpha T}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_1}{d\delta \bar{w}_2}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_1}{d\delta \bar{w}_3}$
$\frac{d\Delta \bar{w}_2}{d\delta a_1}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_2}{d\delta a_2}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_2}{d\delta a_3}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_2}{d\delta \bar{w}_1}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_2}{d\delta \bar{w}_2} + 1 - e^{\alpha T}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_2}{d\delta \bar{w}_3}$
$\frac{d\Delta \bar{w}_3}{d\delta a_1}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_3}{d\delta a_2}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_3}{d\delta a_3}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_3}{d\delta \bar{w}_1}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_3}{d\delta \bar{w}_2}$	$\frac{d\Delta \bar{w}_3}{d\delta \bar{w}_3} + 1 - e^{\alpha T}$

Cela fait, je pose:

$$\alpha = \lambda \sqrt{\mu}.$$

Je divise les trois premières lignes du déterminant par  $\sqrt{\mu}$ ; je divise ensuite les trois dernières colonnes par  $\sqrt{\mu}$  (de sorte que le déterminant lui-même se trouve finalement divisé par  $\mu^3$ ).

Je fais ensuite  $\mu = 0$ .

J'observe que d'après ce que nous avons vu au § 11,  $\Delta a_1, \Delta a_2, \Delta a_3$  sont divisibles par  $\mu$ . Si donc j'envisage le premier élément de la première ligne cet élément après la division par  $\sqrt{\mu}$  s'écrira:

$$\frac{d\Delta a_1}{\sqrt{\mu} d\delta a_1} + \frac{1 - e^{\lambda T \sqrt{\mu}}}{\sqrt{\mu}}$$

et quand on y fera  $\mu = 0$  il deviendra  $-\lambda T$ .

De même le second élément de la 1<sup>re</sup> ligne s'écrit:

$$\frac{d\Delta a_1}{\sqrt{\mu} d\delta a_2}$$

et il tend vers 0 avec  $\mu$ .

Ainsi quand on aura fait  $\mu = 0$ , les trois premiers éléments des trois premières lignes s'annuleront à l'exception des éléments de la diagonale principale qui deviendront égaux à  $-\lambda T$ .

Considérons maintenant les trois derniers éléments des trois dernières lignes; ils s'écriront:

$$\frac{d\Delta \bar{w}_i}{\sqrt{\mu} d\delta \bar{w}_i} + \frac{1 - e^{\lambda T \sqrt{\mu}}}{\sqrt{\mu}} \quad \text{ou} \quad \frac{d\Delta \bar{w}_k}{\sqrt{\mu} d\delta \bar{w}_i}$$

selon qu'ils appartiennent ou non à la diagonale principale. D'après ce que nous avons vu au § 11,  $\Delta \bar{w}_k$  est développable suivant les puissances de  $\mu$ , des  $\delta a_i$  et des  $\delta \bar{w}_i$ , de plus pour  $\mu = 0$ ,  $\Delta \bar{w}_i$  ne dépend pas des  $\delta \bar{w}_i$ . On en conclura que  $\frac{d\Delta \bar{w}_k}{d\delta \bar{w}_i}$  est divisible par  $\mu$ .

Donc quand on fera  $\mu = 0$ , les trois derniers éléments des trois dernières lignes deviendront égaux à

$$-\lambda T \quad \text{ou à } 0$$

selon qu'ils appartiennent ou non à la diagonale principale.

Considérons maintenant les trois premiers éléments des trois dernières lignes  $\frac{d\Delta \bar{w}_i}{d\delta a_k}$ . D'après ce que nous avons vu au § 11, on a pour  $\mu = 0$ :

$$\frac{d\Delta \bar{w}_i}{d\delta a_k} = -T \frac{d^2 F_0}{dx_i dx_k}.$$

Passons enfin aux trois derniers éléments des trois premières lignes qui s'écrivent:

$$\frac{d\Delta a_i}{\mu d\delta \bar{w}_k}.$$

D'après ce que nous avons vu au § 11, si dans  $F_1$  on substitue  $a_1, a_2, a_3, n_1 t + \bar{w}_1, n_2 t + \bar{w}_2, n_3 t + \bar{w}_3$  à la place de  $x_1, x_2, x_3, y_1, y_2, y_3$ , on voit que  $F_1$  devient une fonction périodique de  $t$  de période  $T$  et si l'on appelle  $\phi$  la valeur moyenne de cette fonction périodique, on a pour  $\mu = 0$ :

$$\frac{\Delta a_i}{\mu} = T \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_i},$$

d'où

$$\frac{d\Delta a_i}{\mu d\bar{\omega}_k} = T \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_i d\bar{\omega}_k}.$$

Il importe de remarquer que l'on a identiquement:

$$n_1 \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_1} + n_2 \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_2} + n_3 \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_3} = 0.$$

Nous voyons donc que pour  $\mu = 0$  on a:

$$\begin{array}{|c c c c c c|} \hline & & & \frac{G(\lambda \sqrt{\mu}, \mu)}{\mu^3 T^6} = & & \\ & -\lambda & 0 & 0 & \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_1^2} & \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_1 d\bar{\omega}_2} & \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_1 d\bar{\omega}_3} \\ \hline & 0 & -\lambda & 0 & \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_1 d\bar{\omega}_2} & \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_2^2} & \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_2 d\bar{\omega}_3} \\ & 0 & 0 & -\lambda & \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_1 d\bar{\omega}_3} & \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_2 d\bar{\omega}_3} & \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_3^2} \\ \hline & -\frac{d^2F_0}{dx_1^2} & -\frac{d^2F_0}{dx_1 dx_2} & -\frac{d^2F_0}{dx_1 dx_3} & -\lambda & 0 & 0 \\ & -\frac{d^2F_0}{dx_1 dx_2} & -\frac{d^2F_0}{dx_2^2} & -\frac{d^2F_0}{dx_2 dx_3} & 0 & -\lambda & 0 \\ & -\frac{d^2F_0}{dx_1 dx_3} & -\frac{d^2F_0}{dx_2 dx_3} & -\frac{d^2F_0}{dx_3^2} & 0 & 0 & -\lambda \\ \hline \end{array}$$

En égalant à 0 ce déterminant, on a une équation du 6<sup>e</sup> degré en  $\lambda$ ; deux de ses racines sont nulles; nous n'en parlerons pas, car elles se rapportent aux deux solutions particulières de forme dégénérante dont j'ai parlé plus haut. Les quatre autres solutions sont distinctes en général.

Il résulte alors du théorème IV, § 2, que nous pourrons tirer de l'équation

$$\frac{G(\lambda \sqrt{\mu}, \mu)}{\mu^3 T^6} = 0$$

$\lambda$  (et par conséquent  $\alpha$ ) sous la forme d'une série développée suivant les

puissances croissantes de  $\sqrt{\mu}$ . J'ajoutera que  $\lambda$  peut se développer suivant les puissances de  $\mu$  et que le développement de  $\alpha$  ne contient que des puissances impaires de  $\sqrt{\mu}$ . En effet les racines de l'équation:

$$G(\alpha, \mu) = 0$$

doivent être deux à deux égales et de signe contraire (cf. § 10). Donc  $\alpha$  doit changer de signe quand je change  $\sqrt{\mu}$  en  $-\sqrt{\mu}$ .

Démontrons maintenant que  $S_i$  et  $T_i$  peuvent aussi se développer suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ .

$S_i$  et  $T_i$  nous sont donnés en effet par les équations suivantes:

$$(2'') \quad \begin{aligned} \frac{dS_i}{dt} + \alpha S_i &= \sum \frac{d^2 F}{dy_i dx_k} S_k + \sum \frac{d^2 F}{dy_i dy_k} T_k, \\ \frac{dT_i}{dt} + \alpha T_i &= -\sum \frac{d^2 F}{dx_i dx_k} S_k - \sum \frac{d^2 F}{dx_i dy_k} T_k. \end{aligned}$$

Soit  $\beta_i$  la valeur initiale de  $S_i$  et  $\beta'_i$  celle de  $T_i$ ; les valeurs de  $S_i$  et de  $T_i$  pour une valeur quelconque de  $t$  pourront d'après le théorème III, § 2, se développer suivant les puissances de  $\mu$ , de  $\alpha$ , des  $\beta_i$  et des  $\beta'_i$ . De plus à cause de la forme linéaire des équations, ces valeurs seront des fonctions linéaires et homogènes des  $\beta_i$  et des  $\beta'_i$ .

Soit, pour employer des notations analogues à celles du § 9,  $\beta_i + \phi_i$  la valeur de  $S_i$  et  $\beta'_i + \phi'_i$  celle de  $T_i$  pour  $t = T$ . La condition pour que la solution soit périodique c'est que l'on ait

$$\phi_i = \phi'_i = 0.$$

Les  $\phi_i$  et les  $\phi'_i$  sont des fonctions linéaires des  $\beta_i$  et des  $\beta'_i$ ; ces équations sont donc linéaires par rapport à ces quantités. En général ces équations n'admettent d'autre solution que

$$\beta_i = \beta'_i = 0,$$

de sorte que les équations (2'') n'ont d'autre solution périodique que

$$S_i = T_i = 0.$$

Mais nous savons que si l'on choisit  $\alpha$  de façon à satisfaire à  $G(\alpha, \mu) = 0$ , les équations (2'') admettent des solutions périodiques autres que  $S_i = T_i = 0$ .

Par conséquent le déterminant des équations linéaires  $\psi_i = \psi'_i = 0$  est nul. Nous pourrons donc tirer de ces équations les rapports:

$$\frac{\beta_i}{\beta_1} \quad \text{et} \quad \frac{\beta'_i}{\beta'_1}$$

sous la forme de séries développées suivant les puissances de  $\alpha$  et de  $\mu$ .

Comme  $\beta'_1$  reste arbitraire, nous conviendrons de prendre  $\beta'_1 = 1$  de telle sorte que la valeur initiale de  $T_1$  soit égale à 1. Les  $\beta_i$  et les  $\beta'_i$  sont alors développés suivant les puissances de  $\alpha$  et de  $\mu$ ; mais les  $S_i$  et les  $T_i$  sont comme nous l'avons vu développables suivant les puissances de  $\alpha$ , de  $\mu$ , des  $\beta_i$  et des  $\beta'_i$  et d'autre part  $\alpha$  est développable suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ .

Donc les  $S_i$  et les  $T_i$  seront développables suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ .

C. Q. F. D.

On aura en particulier:

$$T_1 = T_1^0 + T_1^1 \sqrt{\mu} + T_1^2 \mu + \dots$$

Comme, d'après notre hypothèse,  $\beta'_1$  qui est la valeur initiale de  $T_1$  doit être égale à 1, quel que soit  $\mu$ , on aura pour  $t = 0$ :

$$T_1^0 = 1, \quad 0 = T_1^1 = T_1^2 = \dots = T_1^m = \dots$$

Ayant ainsi démontré l'existence de nos séries, nous allons chercher à en déterminer les coefficients.

Nous avons:

$$S_i^0 = 0, \quad T_i^0 = \eta_i^0$$

et:

$$\xi_i = e^{\alpha t} (S_i^0 + S_i^1 \sqrt{\mu} + \dots), \quad \eta_i = e^{\alpha t} (T_i^0 + T_i^1 \sqrt{\mu} + \dots),$$

$$(4) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = e^{\alpha t} \left| \begin{array}{l} \frac{dS_i^0}{dt} + \sqrt{\mu} \frac{dS_i^1}{dt} + \dots \\ + \alpha S_i^0 + \alpha \sqrt{\mu} S_i^1 + \dots \end{array} \right|, \quad \frac{d\eta_i}{dt} = e^{\alpha t} \left| \begin{array}{l} \frac{dT_i^0}{dt} + \sqrt{\mu} \frac{dT_i^1}{dt} + \dots \\ + \alpha T_i^0 + \alpha \sqrt{\mu} T_i^1 + \dots \end{array} \right|.$$

Nous développerons d'autre part les dérivées secondees de  $F$  qui entrent comme coefficients dans les équations (2) en écrivant:

$$(5) \quad \begin{aligned} \frac{d^2F}{dy_i dx_k} &= A_{ik}^0 + \mu A_{ik}^2 + \mu^2 A_{ik}^4 + \dots, \\ \frac{d^2F}{dy_i dy_k} &= B_{ik}^0 + \mu B_{ik}^2 + \mu^2 B_{ik}^4 + \dots, \\ -\frac{d^2F}{dx_i dx_k} &= C_{ik}^0 + \mu C_{ik}^2 + \mu^2 C_{ik}^4 + \dots, \\ -\frac{d^2F}{dx_i dy_k} &= D_{ik}^0 + \mu D_{ik}^2 + \mu^2 D_{ik}^4 + \dots \end{aligned}$$

Ces développements ne contiennent que des puissances entières de  $\mu$  et ne possèdent pas comme les développements (4) des termes dépendants de  $\sqrt{\mu}$ .

On observera que:

$$(6) \quad \begin{aligned} A_{ik}^0 &= B_{ik}^0 = D_{ik}^0 = 0, \\ C_{ik}^m &= C_{ki}^m, \quad B_{ik}^m = B_{ki}^m, \quad A_{ik}^m = -D_{ki}^m. \end{aligned}$$

Nous substituons dans les équations (2) les valeurs (4) et (5) à la place des  $\xi$ , des  $\eta$ , de leurs dérivées et des dérivées secondees de  $F$ . Dans les expressions (4) je suppose que  $\alpha$  soit développé suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ , sauf lorsque cette quantité  $\alpha$  entre dans un facteur exponentiel  $e^{\alpha t}$ .

Nous identifierons ensuite en égalant les puissances semblables de  $\sqrt{\mu}$  et nous obtiendrons ainsi une série d'équations qui permettent de déterminer successivement:

$$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \text{ etc.} \quad S_i^0, S_i^1, \dots, T_i^0, T_i^1, \dots$$

Je n'écrirai que les premières de ces équations obtenues en égalant successivement les termes tout connus, les termes en  $\sqrt{\mu}$ , les termes en  $\mu$  etc. Je fais d'ailleurs disparaître le facteur  $e^{\alpha t}$  qui se trouve partout.

Egalons d'abord les termes en  $\sqrt{\mu}$ ; il vient:

$$(7) \quad \begin{aligned} \frac{dS_i^1}{dt} + \alpha_1 S_i^0 &= \sum_k A_{ik}^0 S_k^1 + \sum_k B_{ik}^0 T_k^1, \\ \frac{dT_i^1}{dt} + \alpha_1 T_i^0 &= \sum_k C_{ik}^0 S_k^1 + \sum_k D_{ik}^0 T_k^1. \end{aligned}$$

Egalons les termes en  $\mu$ , il vient:

$$(8) \quad \frac{dS_i^2}{dt} + \alpha_1 S_i^1 + \alpha_2 S_i^0 = \sum_k (A_{ik}^0 S_k^2 + A_{ik}^2 S_k^0 + B_{ik}^0 T_k^2 + B_{ik}^2 T_k^0), \quad (i=1, 2, 3)$$

outre trois équations analogues donnant les  $\frac{dT_i^2}{dt}$ .

Si l'on tient compte maintenant des relations (6), les équations (7) deviennent:

$$\frac{dS_i^1}{dt} = 0, \quad \frac{dT_i^1}{dt} + \alpha_1 \eta_i^0 = \sum_k C_{ik}^0 S_k^1.$$

La première de ces équations montre que  $S_1^1, S_2^1$  et  $S_3^1$  sont des constantes. Quant à la seconde, elle montre que  $\frac{dT_i^1}{dt}$  est une constante; mais comme  $T_i^1$  doit être une fonction périodique, cette constante doit être nulle, de sorte qu'on a:

$$(9) \quad \alpha_1 \eta_i^0 = C_{i1}^0 S_1^1 + C_{i2}^0 S_2^1 + C_{i3}^0 S_3^1,$$

ce qui établit trois relations entre les trois constantes  $\eta_i^0$ , les trois constantes  $S_i^1$  et la quantité inconnue  $\alpha_1$ .

De son côté l'équation (8) s'écrit:

$$\frac{dS_i^2}{dt} + \alpha_1 S_i^1 = \sum_k B_{ik}^2 \eta_i^0.$$

Les  $B_{ik}^2$  sont des fonctions périodiques de  $t$ ; développons-les d'après la formule de FOURIER et soit  $b_{ik}$  le terme tout connu de  $B_{ik}^2$ . Il viendra:

$$\alpha_1 S_i^1 = \sum_k b_{ik} \eta_i^0$$

ou en tenant compte des équations (9), il viendra:

$$(10) \quad \alpha_1^2 S_i^1 = \sum_{k=1}^{k=3} b_{ik} (C_{k1}^0 S_1^1 + C_{k2}^0 S_2^1 + C_{k3}^0 S_3^1).$$

En faisant dans cette équation (10)  $i = 1, 2$  et  $3$ , nous aurons trois relations linéaires et homogènes entre les trois constantes  $S_i^1$ . En éliminant ces trois constantes, nous aurons alors une équation du 3<sup>me</sup> degré qui déterminera  $\lambda_1^2$ .

Si nous posons pour abréger

$$e_{ik} = b_{i1} C_{1k}^0 + b_{i2} C_{2k}^0 + b_{i3} C_{3k}^0,$$

l'équation due à cette élimination s'écrit:

$$(11) \quad \begin{vmatrix} e_{11} - \alpha_1^2 & e_{12} & e_{13} \\ e_{21} & e_{22} - \alpha_1^2 & e_{23} \\ e_{31} & e_{32} & e_{33} - \alpha_1^2 \end{vmatrix} = 0.$$

Elle peut encore s'écrire:

$$\begin{vmatrix} -\alpha_1 & 0 & 0 & C_{11}^0 & C_{12}^0 & C_{13}^0 \\ 0 & -\alpha_1 & 0 & C_{21}^0 & C_{22}^0 & C_{23}^0 \\ 0 & 0 & -\alpha_1 & C_{31}^0 & C_{32}^0 & C_{33}^0 \\ b_{11} & b_{12} & b_{13} & -\alpha_1 & 0 & 0 \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} & 0 & -\alpha_1 & 0 \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} & 0 & 0 & -\alpha_1 \end{vmatrix} = 0.$$

La détermination de  $\alpha_1$  est la seule partie du calcul qui présente quelque difficulté.

Les équations analogues à (7) et à (8) formées en égalant dans les équations (2) les coefficients des puissances semblables de  $\sqrt{\mu}$ , permettent ensuite de déterminer sans peine les  $\alpha_k$ , les  $S_i^m$  et les  $T_i^m$ . Nous pouvons donc énoncer le résultat suivant:

*Les exposants caractéristiques  $\alpha$  sont développables suivant les puissances croissantes de  $\sqrt{\mu}$ .*

Concentrant donc toute notre attention sur la détermination de  $\alpha_1$ , nous allons étudier spécialement l'équation (11). Nous devons chercher d'abord à déterminer les quantités  $C_{ik}^0$  et  $b_{ik}$ .

On a évidemment:

$$C_{ik}^0 = -\frac{d^* F_0}{dx_i^0 dx_k^0}$$

et

$$B_{ik}^2 = \frac{d^2 F_1}{dy_i^0 dy_k^0}$$

ou

$$B_{ik}^2 = - \sum A m_i m_k \sin \omega \quad (\omega = m_1 y_1^0 + m_2 y_2^0 + m_3 y_3^0 + h)$$

et

$$b_{ik} = - S A m_i m_k \sin \omega.$$

D'après les conventions faites dans le paragraphe précédent, la sommation représentée par le signe  $\Sigma$  s'étend à tous les termes, quelles que soient les valeurs entières attribuées à  $m_1$ ,  $m_2$  et  $m_3$ . La sommation représentée par le signe  $S$  s'étend seulement aux termes tels que

$$n_1 m_1 + n_2 m_2 + n_3 m_3 = 0.$$

Sous le signe  $S$  nous avons par conséquent:

$$\omega = m_2 \bar{\omega}_2 + m_3 \bar{\omega}_3 + h.$$

Cela nous permet d'écrire

$$b_{ik} = \frac{d^2 \psi}{d \alpha_i d \alpha_k} \quad (\text{pour } i \text{ et } k = 2 \text{ ou } 3).$$

Si un ou deux des indices  $i$  et  $k$  sont égaux à 1,  $b_{ik}$  sera défini par la relation

$$n_1 b_{i1} + n_2 b_{i2} + n_3 b_{i3} = 0.$$

Nous allons à l'aide de cette dernière relation, transformer l'équation (11) de façon à mettre en évidence l'existence de deux racines nulles et à réduire l'équation au quatrième degré.

Je trouve en effet par une simple transformation de déterminant et en divisant par  $\alpha_1^2$ :

$$\begin{vmatrix} n_1 & n_2 & n_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\alpha_1 & 0 & b_{23} & b_{22} & 0 \\ 0 & 0 & -\alpha_1 & b_{33} & b_{32} & 0 \\ C_{13}^0 & C_{23}^0 & C_{33}^0 & -\alpha_1 & 0 & n_3 \\ C_{12}^0 & C_{22}^0 & C_{32}^0 & 0 & -\alpha_1 & n_2 \\ C_{11}^0 & C_{21}^0 & C_{31}^0 & 0 & 0 & n_1 \end{vmatrix} = 0.$$

Dans le cas particulier où l'on n'a plus que deux degrés de liberté, cette équation s'écrit:

$$\begin{vmatrix} n_1 & n_2 & 0 & 0 \\ 0 & -\alpha_1 & \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_2^2} & 0 \\ C_{12}^0 & C_{22}^0 & -\alpha_1 & n_2 \\ C_{11}^0 & C_{21}^0 & 0 & n_1 \end{vmatrix} = 0$$

ou:

$$n_1^2 \alpha_1^2 = \frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_2^2} (n_1^2 C_{22}^0 - 2n_1 n_2 C_{12}^0 + n_2^2 C_{11}^0).$$

L'expression  $n_1^2 C_{22}^0 - 2n_1 n_2 C_{12}^0 + n_2^2 C_{11}^0$  ne dépend que de  $x_1^0$  et  $x_2^0$  ou si l'on veut de  $n_1$  et de  $n_2$ . Quand nous nous serons donné les deux nombres  $n_1$  et  $n_2$ , dont le rapport doit être commensurable, nous pourrons regarder  $n_1^2 C_{22}^0 - 2n_1 n_2 C_{12}^0 + n_2^2 C_{11}^0$  comme une constante donnée.

Alors le signe de  $\alpha_1^2$  dépend seulement de celui de  $\frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_2^2}$ .

Quand on s'est donné  $n_1$  et  $n_2$ , on forme l'équation:

$$(12) \quad \frac{d\psi}{d\bar{\omega}_2} = 0,$$

qui est l'équation (7) du paragraphe précédent. Nous avons vu dans ce paragraphe qu'à chaque racine de cette équation correspond une solution périodique.

Considérons le cas général où l'équation (12) n'a que des racines simples; chacune de ces racines correspond alors à un maximum ou à un minimum de  $\psi$ . Mais la fonction  $\psi$  étant périodique présente dans chaque période au moins un maximum et un minimum et précisément autant de maxima que de minima.

Or pour les valeurs de  $\bar{\omega}_2$  correspondant à un minimum,  $\frac{d^2\psi}{d\bar{\omega}_2^2}$  est positif; pour les valeurs correspondant à un maximum, cette dérivée est négative.

Donc l'équation (12) aura précisément autant de racines pour lesquelles cette dérivée sera positive, que de racines pour lesquelles cette dérivée sera négative, et par conséquent autant de racines pour lesquelles  $\alpha_1^2$  sera positif que de racines pour lesquelles  $\alpha_1^2$  sera négatif.

Cela revient à dire qu'il y aura précisément autant de solutions périodiques stables que de solutions instables, en donnant à ce mot le même sens que dans le § 10.

*Ainsi, à chaque système de valeurs de  $n_1$  et de  $n_2$ , correspondront au moins une solution périodique stable et une solution périodique instable et précisément autant de solutions stables que de solutions instables pourvu que  $\mu$  soit suffisamment petit.*

Je n'examinerai pas ici comment ces résultats s'étendraient au cas où l'équation (12) aurait des racines multiples.

Voici comment il faudrait continuer le calcul.

Imaginons que l'on ait déterminé complètement les quantités

$$\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_m$$

et les fonctions:

$$S_i^0, S_i^1, \dots, S_i^m,$$

$$T_i^0, T_i^1, \dots, T_i^{m-1},$$

et que l'on connaisse les fonctions  $S_i^{m+1}$  et  $T_i^m$  à une constante près. Supposons qu'on se propose ensuite de calculer  $\alpha_{m+1}$ , d'achever la détermination des fonctions  $S_i^{m+1}$  et  $T_i^m$  et de déterminer ensuite les fonctions  $S_i^{m+2}$  et  $T_i^{m+1}$  à une constante près.

En égalant les puissances semblables de  $\mu$  dans les équations (4), on obtient des équations de la forme suivante, analogues aux équations (7) et (8)

$$(13) \quad \begin{aligned} -\frac{dT_i^{m+1}}{dt} + \sum_k C_{ik}^0 S_k^{m+1} - \alpha_1 T_i^m - \alpha_{m+1} T_i^0 &= \text{quantité connue,} \\ -\frac{dS_i^{m+2}}{dt} + \sum_k B_{ik}^2 T_k^m - \alpha_1 S_i^{m+1} - \alpha_{m+1} S_i^1 &= \text{quantité connue.} \end{aligned} \quad (i=1, 2, 3)$$

Les deux membres de ces équations (12) sont des fonctions périodiques de  $t$ . Egalons la valeur moyenne de ces deux membres. Si nous désignons par  $[v]$  la valeur moyenne d'une fonction périodique quelconque  $U$ , si nous observons que si  $U$  est périodique on a

$$\left[ \frac{dU}{dt} \right] = 0,$$

si nous rappelons que,  $T_k^m$  étant connu à une constante près,  $T_k^m - [T_k^m]$  et

$$[E_{ik}^2(T_k^m - [T_k^m])]$$

sont des quantités connues, nous obtiendrons les équations suivantes:

$$(14) \quad \begin{aligned} \sum_k C_{ik}^0 [S_i^{m+1}] - \alpha_1 [T_i^m] - \alpha_{m+1} T_i^0 &= \text{quantité connue,} \\ \sum_k b_{ik} [T_k^m] - \alpha_1 [S_i^{m+1}] - \alpha_{m+1} S_i^0 &= \text{quantité connue.} \end{aligned} \quad (i=1, 2, 3)$$

Ces équations (14) vont nous servir à calculer  $\alpha_{m+1}$ ,  $[T_i^m]$  et  $[S_i^{m+1}]$  et par conséquent à achever la détermination des fonctions  $T_i^m$  et  $S_i^{m+1}$  qui ne sont encore connues qu'à une constante près.

Si l'on additionne les équations (14) après les avoir respectivement multipliées par

$$S_1^1, S_2^1, S_3^1, T_1^0, T_2^0, T_3^0$$

on trouve:

$$2 \sum_i S_i^1 T_i^0 \alpha_{m+1} = \text{quantité connue,}$$

ce qui détermine  $\alpha_{m+1}$ .

Si dans les équations (14) on remplace  $\alpha_{m+1}$  par la valeur ainsi trouvée, on a pour déterminer les six inconnues  $[T_i^m]$  et  $[S_i^{m+1}]$  six équations linéaires dont cinq seulement sont indépendantes.

Cela posé, on déterminera  $[T_1^m]$  par la condition que  $[T_1^m]$  soit nul pour  $t = 0$ , conformément à l'hypothèse faite plus haut, et les cinq équations (14) restées indépendantes permettront de calculer les cinq autres inconnues.

Les équations (13) nous permettront ensuite de calculer  $\frac{dT_i^{m+1}}{dt}$  et  $\frac{dS_i^{m+2}}{dt}$  et par conséquent de déterminer les fonctions  $T_i^{m+1}$  et  $S_i^{m+2}$  à une constante près — et ainsi de suite.

### § 13. *Solutions asymptotiques.*

Soient:

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = X_i \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

$n$  équations différentielles simultanées. Les  $X$  sont des fonctions des  $x$  et de  $t$ .

Par rapport aux  $x$  elles peuvent être développées en séries de puissances.

Par rapport à  $t$ , elles sont périodiques de période  $2\pi$ .

Soit:

$$x_1 = x_1^0, \quad x_2 = x_2^0, \quad \dots, \quad x_n = x_n^0$$

une solution particulière périodique de ces équations. Les  $x_i^0$  seront des fonctions de  $t$  périodiques de période  $2\pi$ . Posons:

$$x_i = x_i^0 + \xi_i.$$

Il viendra:

$$(2) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = \Xi_i.$$

Les  $\Xi$  seront des fonctions des  $\xi$  et de  $t$ , périodiques par rapport à  $t$  et développées suivant les puissances des  $\xi$ ; mais il n'y aura plus de termes indépendants des  $\xi$ .

Si les  $\xi$  sont très petits et qu'on néglige leurs carrés, les équations se réduisent à

$$(3) \quad \frac{d\xi_i}{dt} = \frac{dX_i}{dx_1^0} \xi_1 + \frac{dX_i}{dx_2^0} \xi_2 + \dots + \frac{dX_i}{dx_n^0} \xi_n,$$

qui sont les équations aux variations des équations (1).

Elles sont linéaires et à coefficients périodiques. On connaît la forme de leur solution générale, on trouve:

$$\xi_1 = A_1 e^{\alpha_1 t} \varphi_{11} + A_2 e^{\alpha_2 t} \varphi_{21} + \dots + A_n e^{\alpha_n t} \varphi_{n1},$$

$$\xi_2 = A_1 e^{\alpha_1 t} \varphi_{12} + A_2 e^{\alpha_2 t} \varphi_{22} + \dots + A_n e^{\alpha_n t} \varphi_{n2},$$

$$\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots$$

$$\xi_n = A_1 e^{\alpha_1 t} \varphi_{1n} + A_2 e^{\alpha_2 t} \varphi_{2n} + \dots + A_n e^{\alpha_n t} \varphi_{nn};$$

les  $A$  sont des constantes d'intégration, les  $\alpha$  des constantes fixes qu'on appelle exposants caractéristiques, les  $\varphi$  des fonctions périodiques de  $t$ .

Si alors nous posons:

$$\begin{aligned}\xi_1 &= \eta_1 \varphi_{11} + \eta_2 \varphi_{21} + \dots + \eta_n \varphi_{1n}, \\ \xi_2 &= \eta_1 \varphi_{12} + \eta_2 \varphi_{22} + \dots + \eta_n \varphi_{n2}, \\ &\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ \xi_n &= \eta_1 \varphi_{1n} + \eta_2 \varphi_{2n} + \dots + \eta_n \varphi_{nn},\end{aligned}$$

les équations (2) deviendront:

$$(2') \quad \frac{d\eta_i}{dt} = H_i$$

où les  $H_i$  sont des fonctions de  $t$  et des  $\eta$  de même forme que les  $\Xi$ .

Nous pourrons d'ailleurs écrire

$$(2') \quad \frac{d\eta_i}{dt} = H_i^1 + H_i^2 + \dots + H_i^n + \dots;$$

$H_i^p$  représente l'ensemble des termes de  $H_i$  qui sont de degré  $p$  par rapport aux  $\eta$ .

Quant aux équations (3), elles deviennent:

$$(3') \quad \frac{d\eta_i}{dt} = H_i^1 = \alpha_i \eta_i.$$

Cherchons maintenant la forme des solutions générales des équations (2) et (2').

Je dis que nous devrons trouver:

$\eta_i$  = fonction développée suivant les puissances de  $A_1 e^{a_1 t}, A_2 e^{a_2 t}, \dots, A_n e^{a_n t}$  dont les coefficients sont des fonctions périodiques de  $t$ .

Nous pouvons écrire alors:

$$(4') \quad \eta_i = \eta_i^1 + \eta_i^2 + \dots + \eta_i^p + \dots,$$

$\eta_i^p$  représentant l'ensemble des termes de  $\eta_i$  qui sont de degré  $p$  par rapport aux  $A$ .

Nous remplacerons les  $\eta_i$  par leurs valeurs dans  $H_i^p$  et nous trouverons:

$$H_i^p = H_i^{p,p} + H_i^{p,p+1} + \dots + H_i^{p,q} + \dots,$$

$H_i^{p,q}$  désignant l'ensemble des termes qui sont de degré  $q$  par rapport aux  $A$ .

Nous trouverons alors:

$$\begin{aligned} \frac{d\eta_i^1}{dt} - \alpha_i \eta_i^1 &= A_i e^{\alpha_i t}, & \eta_i^1 &= A_i e^{\alpha_i t}, \\ \frac{d\eta_i^2}{dt} - \alpha_i \eta_i^2 &= H_i^{2,2}, & \frac{d\eta_i^3}{dt} - \alpha_i \eta_i^3 &= H_i^{2,3} + H_i^{3,3}, \\ \dots &\dots &\dots &\dots \\ \frac{d\eta_i^q}{dt} - \alpha_i \eta_i^q &= H_i^{2,q} + H_i^{3,q} + \dots + H_i^{q,q} = K_q. \end{aligned}$$

Ces équations permettront de calculer successivement par récurrence

$$\eta_i^2, \eta_i^3, \dots, \eta_i^q, \dots$$

En effet  $K_q$  ne dépend que des  $\eta^1, \eta^2, \dots, \eta^{q-1}$ . Si nous supposons que ces quantités aient été préalablement calculées, nous pourrons écrire  $K_q$  sous la forme suivante:

$$K_q = \sum A_1^{\beta_1} A_2^{\beta_2} \dots A_n^{\beta_n} e^{t(\alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2 + \dots + \alpha_n \beta_n)} \psi,$$

les  $\beta$  étant des entiers positifs dont la somme est  $q$  et  $\psi$  une fonction périodique.

On peut écrire encore:

$$\psi = \sum C e^{r\sqrt{-1}},$$

$C$  étant un coefficient généralement imaginaire et  $r$  un entier positif ou négatif. Nous écrirons pour abréger:

$$A_1^{\beta_1} A_2^{\beta_2} \dots A_n^{\beta_n} = A^q, \quad \alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2 + \dots + \alpha_n \beta_n = \sum \alpha \beta,$$

et il viendra:

$$\frac{d\eta_i^q}{dt} - \alpha_i \eta_i^q = \sum C A^q e^{t(r\sqrt{-1} + \sum \alpha \beta)}.$$

Or on peut satisfaire à cette équation en faisant:

$$\eta_i^q = \sum \frac{C A^q e^{t(r\sqrt{-1} + \sum \alpha \beta)}}{r\sqrt{-1} + \sum \alpha \beta - \alpha_i}.$$

Il y aurait exception dans le cas où l'on aurait:

$$\gamma\sqrt{-1} + \sum \alpha_i \beta - \alpha_i = 0,$$

auquel cas il s'introduirait dans les formules des termes en  $t$ . Nous réservons ce cas qui ne se présente pas en général.

Nous devons maintenant traiter la question de la convergence de ces séries. La seule difficulté provient d'ailleurs comme on va le voir des diviseurs

$$(5) \quad \gamma\sqrt{-1} + \sum \alpha_i \beta - \alpha_i.$$

Cette convergence est une conséquence immédiate des résultats obtenus dans le § 3 mais je préfère en donner une démonstration directe.

Remplaçons les équations (2') par les suivantes:

$$(2'') \quad \eta_i = \frac{1}{\varepsilon} A_i e^{\alpha_i t} + \bar{H}_i^2 + \bar{H}_i^3 + \dots + \bar{H}_i^p + \dots$$

Définissons  $\bar{H}_i^p$ . On voit sans peine que  $H_i^p$  est de la forme suivante:

$$H_i^p = \sum C \gamma_1^{\beta_1} \gamma_2^{\beta_2} \dots \gamma_n^{\beta_n} e^{i(t_1 - 1)}.$$

$C$  est une constante quelconque, les  $\beta$  sont des entiers positifs dont la somme est  $p$ ,  $\gamma$  est un entier positif ou négatif. Nous prendrons alors:

$$\bar{H}_i^p = \sum |C| \gamma_1^{\beta_1} \gamma_2^{\beta_2} \dots \gamma_n^{\beta_n}.$$

Les séries ainsi obtenues seront convergentes pourvu que les séries trigonométriques qui définissent les fonctions périodiques dont dépendent les  $H$  convergent absolument et uniformément; or cela aura toujours lieu parce que ces fonctions périodiques sont analytiques. Quant à  $\varepsilon$ , c'est une constante positive.

On peut tirer des équations (2'') les  $\gamma$  sous la forme suivante:

$$(4'') \quad \gamma_i = \sum M \varepsilon^{-\sum \beta_j} A_1^{\beta_1} A_2^{\beta_2} \dots A_n^{\beta_n} e^{(2\alpha_i \beta_j)t}$$

Plusieurs termes pourront d'ailleurs correspondre aux mêmes exposants  $\beta$ . Si on compare avec les séries tirées de (2') qui s'écrivent:

$$\gamma_i = \sum N \frac{A_1^{\beta_1} A_2^{\beta_2} \dots A_n^{\beta_n}}{\Pi} e^{t[\sum \alpha_i \beta_j + \gamma \sqrt{-1}]},$$

voici ce qu'on observe: 1°  $M$  est réel positif et plus grand que  $|N|$

2°  $\prod \alpha_i$  désigne le produit des diviseurs (5) ( $q < \sum \beta_i$ ).

Si donc la série (4'') converge et si aucun des diviseurs (5) n'est plus petit que  $\epsilon$ , la série (4') convergera également. Voici donc comment on peut énoncer la condition de convergence.

La série converge:  
si l'expression

$$\gamma\sqrt{-1} + \sum \alpha_i \beta_i - \alpha_i$$

ne peut pas devenir plus petite que toute quantité donnée  $\epsilon$  pour des valeurs entières et positives des  $\beta_i$  et entières (positives ou négatives) de  $\gamma$ ; c'est à dire si aucun des deux polygones convexes qui enveloppe, le premier les  $\alpha_i$  et  $+\sqrt{-1}$ , le second les  $\alpha_i$  et  $-\sqrt{-1}$ , ne contient l'origine;

ou si toutes les quantités  $\alpha_i$  ont leurs parties réelles de même signe et si aucune d'elles n'a sa partie réelle nulle.

Que ferons-nous alors s'il n'en est pas ainsi.

Supposons par exemple que  $k$  des quantités  $\alpha_i$  aient leur partie réelle positive, et que  $n-k$  aient leur partie réelle négative ou nulle. Il arrivera alors que la série (4') restera convergente si on y annule les constantes  $A_i$  qui correspondent à un  $\alpha_i$  dont la partie réelle est négative ou nulle, de sorte que ces séries ne nous donneront plus la solution générale des équations proposées, mais une solution contenant seulement  $k$  constantes arbitraires.

Si on suppose que les équations données rentrent dans les équations de la dynamique, nous avons vu que  $n$  est pair et que les  $\alpha_i$  sont deux à deux égaux et de signe contraire.

Alors si  $k$  d'entre eux ont leur partie réelle positive,  $k$  auront leur partie réelle négative et  $n-2k$  auront leur partie réelle nulle. En prenant d'abord les  $\alpha_i$  qui ont leur partie réelle positive, on obtiendra une solution particulière contenant  $k$  constantes arbitraires; on en obtiendra une seconde en prenant les  $\alpha_i$  qui ont leur partie réelle négative.

Dans le cas où aucun des  $\alpha_i$  n'a sa partie réelle nulle et en particulier si tous les  $\alpha_i$  sont réels, on a d'ailleurs:

$$k = \frac{n}{2}.$$

Nous allons nous placer maintenant dans un cas très particulier. Supposons d'abord  $n = 2$ , de telle façon que les équations (1) se réduisent à:

$$\frac{dx_1}{dt} = X_1, \quad \frac{dx_2}{dt} = X_2.$$

Supposons de plus que

$$(6) \quad \frac{dX_1}{dx_1} + \frac{dX_2}{dx_2} = 0.$$

La situation du système dépend alors des trois quantités  $x_1$ ,  $x_2$  et  $t$ ; on peut donc la représenter par la position d'un point dans l'espace; voici quel mode de représentation on peut adopter pour fixer les idées:

Les coordonnées rectangulaires du point représentatif seront:

$$e^{x_1} \cos t, e^{x_1} \sin t \text{ et } x_2.$$

De cette façon

1°. à tout système de valeurs des trois quantités  $x_1$ ,  $x_2$  et  $t$  correspondra un point de l'espace;

2°. à tout point de l'espace correspondra un seul système de valeurs des quantités  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $\cos t$ ,  $\sin t$ , et par conséquent une seule situation du système si l'on ne considère pas comme distinctes deux situations qui ne diffèrent que parce que  $t$  a augmenté d'un certain nombre de périodes  $2\pi$ ;

3°. si l'on fait varier  $t$ , ( $x_1$  et  $x_2$  restant constants) le point représentatif décrit une circonférence;

4°. à la condition  $x_1 = x_2 = 0$  correspond le cercle  $z = 0$ ,  $x^2 + y^2 = 1$ ;

5°. à la condition  $x_1 = -\infty$  correspond l'axe des  $z$ .

A toute solution des équations (1) correspondra une courbe décrite par le point représentatif. Si la solution est périodique, cette courbe est fermée.

Considérons donc une courbe fermée  $C$  correspondant à une solution périodique.

Formons les équations (2), (3), (2') et (3') relatives à cette solution périodique et imaginons que l'on calcule les quantités  $\alpha$  correspondantes.

Ces quantités sont au nombre de deux, et en vertu de la relation (6) elles sont égales et de signe contraire.

Deux cas peuvent se présenter: ou bien leur carré est négatif et la solution périodique est stable; ou bien leur carré est positif et la solution est instable.

Plaçons-nous dans ce dernier cas et appelons  $+\alpha$  et  $-\alpha$  les deux valeurs de l'exposant  $\alpha$ ; nous pourrons supposer alors que  $\alpha$  est réel positif.

Cela posé, les séries (4') seront développées suivant les puissances croissantes de  $Ae^{\alpha t}$  et de  $Be^{-\alpha t}$ ; mais elles ne seront pas convergentes si  $A$  et  $B$  y entrent à la fois; elles le deviendront au contraire, si l'on y fait soit  $A = 0$ , soit  $B = 0$ .

Faisons d'abord  $A = 0$ ; alors les  $\gamma$  seront développés suivant les puissances de  $Be^{-\alpha t}$ ; si donc  $t$  croît indéfiniment,  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  tendent simultanément vers 0. Les solutions correspondantes peuvent s'appeler *solutions asymptotiques*; car pour  $t = +\infty$ , les  $\gamma$  et par conséquent les  $\xi$  tendent vers 0, ce qui veut dire que la solution asymptotique se rapproche asymptotiquement de la solution périodique considérée.

Si on fait de même  $B = 0$ , les  $\gamma$  sont développés suivant les puissances de  $Ae^{\alpha t}$ ; ils tendent donc vers 0 quand  $t$  tend vers  $-\infty$ . Ce sont donc encore des solutions asymptotiques.

Il y a donc deux séries de solutions asymptotiques, la première correspondant à  $t = +\infty$ , la seconde à  $t = -\infty$ . Chacune d'elles contient une constante arbitraire, la première  $B$ , la seconde  $A$ .

A chacune de ces séries de solutions asymptotiques correspondra une série de courbes se rapprochant asymptotiquement de la courbe fermée  $C$  et qu'on pourra appeler courbes asymptotiques. L'ensemble de ces courbes asymptotiques formera une *surface asymptotique*. Il y aura deux surfaces asymptotiques, la première correspondant à  $t = +\infty$ , la seconde à  $t = -\infty$ . Ces deux surfaces iront passer par la courbe fermée  $C$ .

Supposons que dans les équations (1) les  $X$  dépendent d'un paramètre  $\mu$  et que les fonctions  $X$  soient développables suivant les puissances de ce paramètre.

Imaginons que pour  $\mu = 0$ , les exposants caractéristiques  $\alpha$  soient tous distincts de telle façon que ces exposants, étant définis par l'équation  $G(\alpha, \mu) = 0$  du paragraphe précédent, soient eux-mêmes développables suivant les puissances de  $\mu$ .

Supposons enfin qu'on ait, ainsi que nous venons de le dire, annulé

toutes les constantes  $A$  qui correspondent à un  $\alpha$  dont la partie réelle est négative ou nulle.

Les séries (4') qui définissent les quantités  $\eta_i$  dépendent alors de  $\mu$ . Je me propose d'établir que ces séries peuvent être développées, non seulement suivant les puissances des  $A_i e^{\alpha_i \mu}$ , mais encore suivant les puissances de  $\mu$ .

Considérons l'inverse de l'un des diviseurs (5)

$$(\gamma\sqrt{-1} + \sum \alpha_i \beta - \alpha_i)^{-1}.$$

Je dis que cette expression peut être développée suivant les puissances de  $\mu$ .

Soient  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_k$  les  $k$  exposants caractéristiques dont la partie réelle est positive et que nous sommes convenus de conserver. Chacun d'eux est développable suivant les puissances de  $\mu$ . Soit  $\alpha_i^0$  la valeur de  $\alpha_i$  pour  $\mu = 0$ ; nous pourrons prendre  $\mu_0$  assez petit pour que  $\alpha_i$  diffère aussi peu que nous voudrons de  $\alpha_i^0$  quand  $|\mu| < \mu_0$ . Soit alors  $h$  une quantité positive plus petite que la plus petite des parties réelles des  $k$  quantités  $\alpha_1^0, \alpha_2^0, \dots, \alpha_k^0$ ; nous pourrons prendre  $\mu_0$  assez petit pour que, quand  $|\mu| < \mu_0$ , les  $k$  exposants  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_k$  ait leur partie réelle plus grande que  $h$ .

La partie réelle de  $\gamma\sqrt{-1} + \sum \alpha_i \beta - \alpha_i$  sera alors plus grande que  $h$  (si  $\beta_i > 0$ ), de sorte qu'on aura:

$$|\gamma\sqrt{-1} + \sum \alpha_i \beta - \alpha_i| > h.$$

Ainsi si  $|\mu| < \mu_0$ , la fonction

$$(\gamma\sqrt{-1} + \sum \alpha_i \beta - \alpha_i)^{-1}$$

reste uniforme, continue, finie et plus petite en valeur absolue que  $\frac{1}{h}$ .

Nous en conclurons d'après un théorème bien connu que cette fonction est développable suivant les puissances de  $\mu$  et que les coefficients du développement sont plus petits en valeur absolue que ceux du développement de

$$\frac{1}{h \left( 1 - \frac{\mu}{\mu_0} \right)}.$$

Il est à remarquer que les nombres  $h$  et  $\mu_0$  sont indépendants des entiers  $\beta$  et  $\gamma$ .

Il y aurait exception dans le cas où  $\beta_i$  serait nul. La partie réelle du diviseur (5) pourrait alors être plus petite que  $h$  et même être négative. Elle est égal en effet à la partie réelle de  $\sum \alpha \beta$  qui est positive, moins la partie réelle de  $\alpha_i$  qui est également positive et qui peut être plus grande que celle de  $\sum \alpha \beta$ , si  $\beta_i$  est nul.

Supposons que la partie réelle de  $\alpha_i$  reste plus petite qu'un certain nombre  $h_1$  tant que  $|\mu| < \mu_0$ . Alors si

$$(7) \quad \sum \beta > \frac{h_1}{h} + 1$$

la partie réelle de (5) est certainement plus grande que  $h$ ; il ne peut donc y avoir de difficulté que pour ceux des diviseurs (5) pour lesquels l'inégalité (7) n'a pas lieu.

Supposons maintenant que la partie imaginaire des quantités  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_k$  reste constamment plus petite en valeur absolue qu'un certain nombre positif  $h_2$ ; si l'on a alors:

$$(8) \quad |r| > h_2 \sum \beta + h$$

la partie imaginaire de (5) et par conséquent son module sera encore plus grand que  $h$ ; de telle sorte qu'il ne peut y avoir de difficulté que pour ceux des diviseurs (5) pour lesquels aucune des inégalités (7) et (8) n'a lieu. Mais ces diviseurs qui ne satisfont à aucune de ces inégalités sont *en nombre fini*.

D'après une hypothèse que nous avons faite plus haut, aucun d'eux ne s'annule pour les valeurs de  $\mu$  que nous considérons; nous pouvons donc prendre  $h$  et  $\mu_0$  assez petits pour que la valeur absolue de l'un quelconque d'entre eux reste plus grande que  $h$  quand  $|\mu|$  reste plus petit que  $\mu_0$ .

Alors l'inverse d'un diviseur (5) *quelconque* est développable suivant les puissances de  $\mu$  et les coefficients du développement sont plus petits en valeur absolue que ceux de

$$\frac{1}{h \left( 1 - \frac{\mu}{\mu_0} \right)}.$$

Nous avons écrit plus haut:

$$H_i^p = \sum C \gamma_1^{\beta_1} \gamma_2^{\beta_2} \dots \gamma_n^{\beta_n} e^{r \sqrt{-1}}.$$

D'après nos hypothèses,  $C$  peut être développé suivant les puissances de  $\mu$  de telle sorte que je puis poser:

$$C = \sum E_i \mu^i, \quad H_i^p = \sum E_i \mu^i \eta_1^{\beta_1} \eta_2^{\beta_2} \dots \eta_n^{\beta_n} e^{i\sqrt{-1}}.$$

Reprendons maintenant les équations (2') en y faisant:

$$\varepsilon = h \left( 1 - \frac{\mu}{\mu_0} \right),$$

$$\bar{H}_i^p = \sum |E| \mu^i \eta_1^{\beta_1} \eta_2^{\beta_2} \dots \eta_n^{\beta_n}.$$

Les seconds membres des équations (2') seront alors des séries convergentes ordonnées selon les puissances de  $\mu$ , de  $\eta_1, \eta_2, \dots$  et  $\eta_n$ .

On en tirera les  $\eta_i$  sous la forme de séries (4') convergentes et ordonnées suivant les puissances de  $\mu$ ,  $A_1 e^{\alpha_1 t}, A_2 e^{\alpha_2 t}, \dots, A_k e^{\alpha_k t}$ .

Des équations (2') nous tirerions d'autre part les  $\eta_i$  sous la forme de séries (4') ordonnées suivant les puissances de  $\mu$ ,  $A_1 e^{\alpha_1 t}, A_2 e^{\alpha_2 t}, \dots, A_k e^{\alpha_k t}, e^{t\sqrt{-1}}, e^{-t\sqrt{-1}}$ . Chacun des termes de (4') est plus petit en valeur absolue que le terme correspondant de (4'') et comme les séries (4'') convergent, il en sera de même des séries (4').

#### § 14. *Solutions asymptotiques des équations de la dynamique.*

Reprendons les équations (1) du § 11

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = - \frac{dF}{dx_i} \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

et les hypothèses faites à leur sujet au début de ce § 11.

Nous avons vu dans ce § 11 que ces équations admettent des solutions périodiques et nous pouvons en conclure que pourvu que l'un des exposants caractéristiques  $\alpha$  correspondants soit réel, ces équations admettront aussi des solutions asymptotiques.

A la fin du paragraphe précédent, nous avons envisagé le cas où dans les équations (1) dudit § 13, les seconds membres  $X_i$  sont développables suivant les puissances de  $\mu$ , mais où les exposants caractéristiques restent distincts les uns des autres pour  $\mu = 0$ .

Dans le cas des équations qui vont maintenant nous occuper, c'est à dire des équations (1) des §§ 11 et 14, les seconds membres sont encore développables selon les puissances de  $\mu$ ; mais tous les exposants caractéristiques sont nuls pour  $\mu = 0$ .

Il en résulte un grand nombre de différences importantes.

En premier lieu les exposants caractéristiques  $\alpha$  ne sont pas développables suivant les puissances de  $\mu$ , mais suivant celles de  $\sqrt{\mu}$  (cf. § 12). De même les fonctions que j'ai appelées  $\varphi_{i,k}$  au début du § 13 (et qui, dans le cas particulier des équations de la dynamique qui nous occupe ici, ne sont autres que les fonctions  $S_i$  et  $T_i$  du § 12) sont développables, non suivant les puissances de  $\mu$ , mais suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ .

Alors dans les équations (2') du § 13:

$$\frac{d\eta_i}{dt} = H_i$$

le second membre  $H_i$  est développé suivant les puissances des  $\eta$ , de  $e^{t\sqrt{-1}}$ ,  $e^{-t\sqrt{-1}}$  et de  $\sqrt{\mu}$  (et non pas de  $\mu$ ).

On en tirera les  $\eta_i$  sous la forme des séries obtenues au paragraphe précédent

$$\eta_i = \sum N \frac{A_1^{\beta_1} A_2^{\beta_2} \cdots A_n^{\beta_n}}{\Pi} e^{t[\Sigma \alpha \beta + \gamma \sqrt{-1}]}$$

et  $N$  et  $\Pi$  seront développés suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ .

Un certain nombre de questions se pose alors naturellement:

1°. Nous savons que  $N$  et  $\Pi$  sont développables suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ ; en est-il de même du quotient  $\frac{N}{\Pi}$ ?

2°. S'il en est ainsi, il existe des séries ordonnées suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ , des  $A_i e^{\alpha i t}$ , de  $e^{t\sqrt{-1}}$  et de  $e^{-t\sqrt{-1}}$  qui satisfont *formellement* aux équations proposées; ces séries sont-elles convergentes?

3°. Si elles ne sont pas convergentes, quel parti peut on en tirer pour le calcul des solutions asymptotiques.

Je me propose de démontrer que l'on peut développer  $\frac{N}{\Pi}$  suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$  et que par conséquent il existe des séries ordonnées suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ , des  $A_i e^{\alpha i t}$ , de  $e^{t\sqrt{-1}}$  et de  $e^{-t\sqrt{-1}}$  qui satisfont

formellement aux équations (1). On pourrait en douter; en effet  $\prod$  est le produit d'un certain nombre des diviseurs (5) du paragraphe précédent. Tous ces diviseurs sont développables suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ ; mais quelques-uns d'entre eux, ceux pour lesquels  $\gamma$  est nul, s'annulent avec  $\sqrt{\mu}$ . Il peut donc arriver que  $\prod$  s'annule avec  $\mu$  et contienne en facteur une certaine puissance de  $\sqrt{\mu}$ . Si alors  $N$  ne contenait pas cette même puissance en facteur, le quotient  $\frac{N}{\prod}$  se développerait encore selon les puissances croissantes de  $\sqrt{\mu}$ , mais le développement commencerait par des puissances négatives.

Je dis qu'il n'en est pas ainsi et que le développement de  $\frac{N}{\prod}$  ne contient que des puissances positives de  $\sqrt{\mu}$ .

Voyons par quel mécanisme ces puissances négatives de  $\sqrt{\mu}$  disparaissent. Posons:

$$A_i e^{\alpha_i t} = w_i$$

et considérons les  $x$  et les  $y$  comme des fonctions des variables  $t$  et  $w$ .

Il importe avant d'aller plus loin de faire la remarque suivante: parmi les  $2n$  exposants caractéristiques  $\alpha$ , deux sont nuls et les autres sont deux à deux égaux et de signe contraire. Nous ne conserverons que  $n - 1$  au plus de ces exposants en convenant de regarder comme nuls les coefficients  $A_i$  et les variables  $w_i$  qui correspondent aux  $n + 1$  exposants rejettés. Nous ne conserverons que ceux de ces exposants dont la partie réelle est positive.

Cela posé, les équations (1) deviennent:

$$(2) \quad \frac{dx_i}{dt} + \sum_k \alpha_k w_k \frac{dx_i}{dw_k} = \frac{dF}{dy_i},$$

$$(3) \quad \frac{dy_i}{dt} + \sum_k \alpha_k w_k \frac{dy_i}{dw_k} = - \frac{dF}{dx_i}.$$

Cherchons, en partant de ces équations, à développer les  $x_i$  et les  $y_i - n_i t$  suivant les puissances croissantes de  $\sqrt{\mu}$  et des  $w$  de telle façon que les coefficients soient des fonctions périodiques de  $t$ .

Nous pouvons écrire:

$$\alpha_k = \alpha_k^1 \sqrt{\mu} + \alpha_k^2 \mu + \dots = \sum \alpha_k^p \mu^{\frac{p}{2}}$$

car nous avons vu au § 12 comment on peut développer les exposants caractéristiques suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ .

Ecrivons d'autre part:

$$x_i = x_i^0 + x_i^1 \sqrt{\mu} + \dots = \sum x_i^p \mu^{\frac{p}{2}},$$

$$y_i - n_i t = y_i^0 + y_i^1 \sqrt{\mu} + \dots = \sum y_i^p \mu^{\frac{p}{2}},$$

les  $x_i^p$  et les  $y_i^p$  étant des fonctions de  $t$  et des  $w$ , périodiques par rapport à  $t$  et développables suivant les puissances de  $w$ .

Si dans les équations (2) et (3) nous substituons ces valeurs à la place de  $\alpha_k$ , des  $x_i$  et des  $y_i$ ; les deux membres de ces équations seront développés suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ .

Egalons dans les deux membres des équations (2) les coefficients de  $\mu^{\frac{p+1}{2}}$ , et dans les deux membres des équations (3) les coefficients de  $\mu^{\frac{p}{2}}$ , nous obtiendrons les équations suivantes:

$$(4) \quad \begin{aligned} \frac{dx_i^{p+1}}{dt} + \sum_k \alpha_k^1 w_k \frac{dx_i^p}{dw_k} &= Z_i^p + \sum_k \left[ \frac{d^2 F_i}{dy_i^0 dy_k^0} y_k^{p-1} \right], \\ \frac{dy_i^p}{dt} + \sum_k \alpha_k^1 w_k \frac{dy_i^{p-1}}{dw_k} &= T_i^p - \sum_k \left[ \frac{d^2 F_i}{dx_i^0 dx_k^0} x_k^p \right], \end{aligned}$$

où  $Z_i^p$  et  $T_i^p$  ne dépendent que de

$$x_i^0, x_i^1, \dots, x_i^{p-1},$$

$$y_i^0, y_i^1, \dots, y_i^{p-2}$$

Convenons, comme nous l'avons fait plus haut, de représenter par  $[U]$  la valeur moyenne de  $U$ , si  $U$  est une fonction périodique de  $t$ .

Des équations (4) nous pourrons alors déduire les suivantes:

$$(5) \quad \begin{aligned} \sum_k \alpha_k^1 w_k \frac{d[x_i^p]}{dw_k} &= [Z_i^p] + \sum_k \left[ \frac{d^2 F_i}{dy_i^0 dy_k^0} y_k^{p-1} \right], \\ \sum_k \alpha_k^1 w_k \frac{d[y_i^{p-1}]}{dw_k} &= [T_i^p] - \sum_k \left[ \frac{d^2 F_i}{dx_i^0 dx_k^0} x_k^p \right]. \end{aligned}$$

Supposons maintenant qu'un calcul préalable nous ait fait connaître:

$$\begin{aligned}x_i^0, x_i^1, \dots, x_i^{p-1}, x_i^p &= [x_i^p], \\y_i^0, y_i^1, \dots, y_i^{p-2}, y_i^{p-1} &= [y_i^{p-1}].\end{aligned}$$

Les équations (5) vont nous permettre de calculer  $[x_i^p]$  et  $[y_i^{p-1}]$  et par conséquent  $x_i^p$  et  $y_i^{p-1}$ . Les équations (4) nous permettront ensuite de déterminer

$$x_i^{p+1} = [x_i^{p+1}] \quad \text{et} \quad y_i^p = [y_i^p],$$

de sorte que ce procédé nous fournira par récurrence tous les coefficients des développements de  $x_i$  et de  $y_i$ .

La seule difficulté est la détermination de  $[x_i^p]$  et  $[y_i^{p-1}]$  par les équations (5).

Les fonctions  $[x_i^p]$  et  $[y_i^{p-1}]$  sont développées suivant les puissances croissantes des  $w$  et nous allons calculer les divers termes de ces développements en commençant par les termes du degré le moins élevé.

Pour cela nous allons reprendre les notations du § 12, c'est à dire que nous allons poser:

$$-\frac{d^2 F_0}{dx_i^0 dx_k^0} = C_{ik}^0 \quad \text{et} \quad \left[ \frac{d^2 F_1}{dy_i^0 dy_k^0} \right] = b_{ik}$$

(pour les valeurs nulles de  $w$ ).

Si alors nous appelons  $\xi_i$  et  $\eta_i$  les coefficients de

$$w_1^{m_1} w_2^{m_2} \dots w_{n-1}^{m_{n-1}}$$

dans  $[x_i^p]$  et  $[y_i^{p-1}]$ , nous aurons pour déterminer ces coefficients les équations suivantes:

$$(6) \quad \begin{aligned}\sum_k b_{ik} \eta_k - S\xi_i &= \lambda_i, \\ \sum_k C_{ik}^0 \xi_k - S\eta_i &= \mu_i.\end{aligned}$$

Dans ces équations (6)  $\lambda_i$  et  $\mu_i$  sont des quantités connues, parce qu'elles ne dépendent que de

$$\begin{aligned}x_i^0, x_i^1, \dots, x_i^{p-1}, x_i^p &= [x_i^p], \\y_i^0, y_i^1, \dots, y_i^{p-2}, y_i^{p-1} &= [y_i^{p-1}]\end{aligned}$$

ou des termes de  $[x_i^p]$  et  $[y_i^{p-1}]$  dont le degré par rapport aux  $w$  est plus petit que:

$$m_1 + m_2 + \dots + m_{n-1}.$$

De plus nous avons posé pour abréger

$$S = m_1 \alpha_1^1 + m_2 \alpha_2^1 + \dots + m_{n-1} \alpha_{n-1}^1.$$

Nous avons donc pour le calcul des coefficients  $\xi_i$  et  $\eta_i$  un système d'équations linéaires. Il ne pourrait y avoir de difficulté que si le déterminant de ces équations était nul; or ce déterminant est égal à:

$$S^2 [S^2 - (\alpha_1^1)^2] [S^2 - (\alpha_2^1)^2] \dots [S^2 - (\alpha_{n-1}^1)^2].$$

Il ne pourrait s'annuler que pour:

$$S = 0, \quad S = \pm \alpha_i^1,$$

c'est à dire pour

$$m_1 + m_2 + \dots + m_{n-1} = 0 \text{ ou } 1.$$

On ne pourrait donc rencontrer de difficulté que dans le calcul des termes du degré 0 ou 1 par rapport aux  $w$ .

Mais nous n'avons pas à revenir sur le calcul de ces termes; en effet nous avons appris à calculer les termes indépendants des  $w$  dans le § 11 et les coefficients de

$$w_1, w_2, \dots, w_{n-1}$$

dans le § 12.

Les termes indépendants des  $w$  ne sont en effet autre chose que les séries (8) du § 11 et les coefficients de

$$w_1, w_2, \dots, w_{n-1}$$

ne sont autre chose que les séries  $S_i$  et  $T_i$  du § 12.

Il me reste à dire un mot des premières approximations.

Nous donnerons aux  $x_i^0$  des valeurs constantes qui ne sont autres que celles que nous avons désignées ainsi au § 11.

Nous aurons alors les équations suivantes:

$$(7) \quad \begin{aligned} \frac{dy_i^0}{dt} &= 0, & \frac{dx_i^1}{dt} &= 0, & \frac{dy_i^1}{dt} + \sum_k \alpha_k^1 w_k \frac{dy_i^0}{dw_k} &= - \sum_k \frac{d^2 F_0}{dx_i^0 dx_k^0} x_k^1, \\ \frac{dx_i^2}{dt} + \sum_k \alpha_k^1 w_k \frac{dx_i^1}{dw_k} &= \frac{dF_1}{dy_i^0}. \end{aligned}$$

Dans  $F_0$  qui ne dépend que des  $x_i$ , ces quantités doivent être remplacées par  $x_i^0$ . Dans  $F_1$ , les  $x_i$  sont remplacés par  $x_i^0$  et les  $y_i$  par  $n_i t$ .  $F_1$  devient alors une fonction périodique de  $t$  dont la période est  $T$ . Nous désignerons par  $\phi$  comme dans les §§ 11 et 12 la valeur moyenne de cette fonction périodique  $F_1$ ;  $\phi$  est alors une fonction périodique et de période  $2\pi$  par rapport aux  $y_i^0$ .

Les deux premières équations (7) montrent que les  $y_i^0$  et les  $x_i^1$  ne dépendent que des  $w$ . En égalant dans les deux dernières équations (7) les valeurs moyennes des deux membres, il vient:

$$(8) \quad \begin{aligned} \sum \alpha_k^1 w_k \frac{dy_i^0}{dw_k} &= \sum C_{ik}^0 x_k^1, \\ \sum \alpha_k^1 w_k \frac{dx_k^1}{dw_k} &= \frac{d\phi}{dy_i^0}. \end{aligned}$$

Ces équations (8) doivent servir à déterminer les  $y_i^0$  et les  $x_k^1$  en fonctions des  $w$ . Peut-on satisfaire à ces équations en substituant à la place des  $y_i^0$  et des  $x_k^1$  des séries développées suivant les puissances des  $w$ ?

Pour nous en rendre compte envisageons les équations différentielles suivantes:

$$(9) \quad \begin{aligned} \frac{dy_i^0}{dt} &= \sum C_{ik}^0 x_k^1, \\ \frac{dx_k^1}{dt} &= \frac{d\phi}{dy_i^0}. \end{aligned}$$

Ces équations différentielles où les fonctions inconnues sont les  $y_i^0$  et les  $x_k^1$ , admettront une solution périodique

$$x_k^1 = 0, \quad y_i^0 = \bar{\omega}_i,$$

$\bar{\omega}_i$  étant la quantité désignée ainsi au § 11.

Les exposants caractéristiques relatifs à cette solution périodique sont précisément les quantités  $\alpha_k^1$ . Parmi ces quantités nous sommes convenus de ne conserver que celles dont la partie réelle est positive. Les équations (9) admettent un système de solutions asymptotiques et il est aisé de voir que ces solutions se présentent sous la forme de séries développées suivant les puissances des  $w$ . Ces séries satisferont alors aux équations (8). Ces équations peuvent donc être résolues.

Les  $x_i^1$  et les  $y_i^0$  étant ainsi déterminés, le reste du calcul ne présente plus comme nous l'avons vu aucune difficulté. Il existe donc des séries ordonnées suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ , des  $w$  et de  $e^{\pm i\sqrt{\mu}t}$  et qui satisfont formellement aux équations (1).

Cela prouve que le développement de  $\frac{N}{\Pi}$  ne débute jamais par une puissance négative de  $\sqrt{\mu}$ .

Malheureusement les séries ainsi obtenues ne sont pas convergentes.

Soit en effet:

$$\frac{1}{\sqrt{-1}\gamma + \sum \alpha\beta - \alpha_i}.$$

Si  $\gamma$  n'est pas nul, cette expression est développable suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ ; mais le rayon de convergence de la série ainsi obtenue tend vers 0 quand  $\frac{\gamma}{\sum \beta}$  tend vers 0.

Si donc on développe les diverses quantités  $\frac{1}{\Pi}$  suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$  on pourra toujours parmi ces quantités, en trouver une infinité pour lesquelles le rayon de convergence du développement est aussi petit qu'on le veut.

On pourrait encore espérer, quelque invraisemblable que cela puisse paraître, qu'il n'en est pas de même pour les développements des diverses quantités  $\frac{N}{\Pi}$ ; mais nous verrons dans la suite d'une façon rigoureuse qu'il n'est pas ainsi en général; il faut donc renoncer à ce faible espoir et conclure que les séries que nous venons de former sont divergentes.

Mais quoiqu'elles soient divergentes ne peut-on en tirer quelque parti?

Considérons d'abord la série suivante qui est plus simple que celles que nous avons en vue

$$F(w, \mu) = \sum_n \frac{w^n}{1 + n\mu}.$$

Cette série converge uniformément quand  $\mu$  reste positif et que  $w$  reste plus petit en valeur absolue qu'un certain nombre positif  $w_0$  plus petit que 1. De même la série:

$$\frac{1}{p} \frac{d^p F(w, \mu)}{d\mu^p} = \pm \sum_n \frac{n^{p-1} w^n}{(1 + n\mu)^p}$$

converge uniformément.

Si maintenant l'on cherche à développer  $F(w, \mu)$  suivant les puissances de  $\mu$ , la série à laquelle on est conduit

$$(10) \quad \sum w^n (-n)^p / t^p$$

ne converge pas. Si dans cette série on néglige tous les termes où l'exposant de  $\mu$  est supérieur à  $p$ , on obtient une certaine fonction

$$\Phi_p(w, \mu).$$

Il est aisément de voir que l'expression:

$$\frac{F(w, \mu) - \Phi_p(w, \mu)}{\mu^p}$$

tend vers 0 quand  $\mu$  tend vers 0 par valeurs positives, de sorte que la série (10) représente asymptotiquement la fonction  $F(w, \mu)$  pour les petites valeurs de  $\mu$  de la même manière que la série de STIRLING représente asymptotiquement la fonction eulérienne pour les grandes valeurs de  $x$ .

Les séries divergentes que nous avons appris à former dans le présent paragraphe sont tout à fait analogues à la série (10).

Considérons en effet l'une des séries:

$$(10') \quad \sum \frac{N}{\prod} w_1^{\beta_1} w_2^{\beta_2} \dots w_k^{\beta_k} e^{wt^{\sqrt{\mu}}} = F(\sqrt{\mu}, w_1, w_2, \dots, w_k, t)$$

et

$$\sum w_1^{\beta_1} w_2^{\beta_2} \dots w_k^{\beta_k} e^{wt^{\sqrt{\mu}}} \frac{d^p \left( \frac{N}{\prod} \right)}{(d\sqrt{\mu})^p} = \frac{d^p F}{(d\sqrt{\mu})^p};$$

ces séries sont uniformément convergentes pourvu que les  $w$  restent inférieurs en valeur absolue à certaines limites et que  $\sqrt{\mu}$  reste réel.

Si l'on développe  $\frac{N}{\prod}$  suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ , les séries (10') sont divergentes ainsi que nous l'avons dit. Supposons qu'on néglige dans le développement les termes où l'exposant de  $\sqrt{\mu}$  est supérieur à  $p$ , on obtiendra une certaine fonction

$$\Phi_p(\sqrt{\mu}, w_1, w_2, \dots, w_k, t)$$

qui sera développable suivant les puissances des  $w$ , de  $e^{\pm tw^{\sqrt{\mu}}}$  et qui sera un polynôme de degré  $p$  en  $\sqrt{\mu}$ .

On voit alors que l'expression

$$\frac{F - \Phi_p}{\sqrt{\mu^p}}$$

tend vers 0 quand  $\mu$  tend vers 0 pas valeurs positives, et cela quelque grand que soit  $p$ .

En effet si l'on désigne par  $H_p$  l'ensemble des termes du développement de  $\frac{N}{\Pi}$  où l'exposant de  $\sqrt{\mu}$  est au plus égal à  $p$ , on a:

$$\frac{F - \Phi_p}{\sqrt{\mu^p}} = \sum \frac{1}{\sqrt{\mu^p}} \left( \frac{N}{\Pi} - H_p \right) w_1^{\beta_1} w_2^{\beta_2} \dots w_k^{\beta_k} e^{t\sqrt{-1}}$$

et la série du second membre est uniformément convergente et tous ses termes tendent vers 0 quand  $\mu$  tend vers 0.

On peut donc dire que les séries que nous avons obtenues dans le présent § 14 représentent les solutions asymptotiques pour les petites valeurs de  $\mu$  de la même manière que la série de STIRLING représente les fonctions eulériennes.

On s'en rendra d'ailleurs mieux compte de la manière suivante; supposons deux degrés de liberté seulement pour fixer les idées; alors nous ne conserverons plus qu'une seule des quantités  $w$  et nous pourrons écrire nos équations sous la forme suivante:

$$\frac{dx_i}{dt} + \alpha w \frac{dx_i}{dw} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} + \alpha w \frac{dy_i}{dw} = - \frac{dF}{dx_i} \quad (i=1, 2)$$

en supprimant les indices d' $\alpha$  et de  $w$  devenus inutiles.

Nous savons qu' $\alpha$  est développable suivant les puissances impaires de  $\sqrt{\mu}$  et par conséquent  $\alpha^2$  suivant les puissances de  $\mu$ ; inversement  $\mu$  est développable suivant les puissances de  $\alpha^2$ ; nous pouvons remplacer  $\mu$  par ce développement de sorte que  $F$  sera développé suivant les puissances de  $\alpha^2$ . Pour  $\alpha = 0$ ,  $F$  se réduit à  $F_0$  qui ne dépend que de  $x_1$  et de  $x_2$ .

Soit:

$$x_i = \varphi_i(t), \quad y_i = \psi_i(t)$$

la solution périodique qui nous sert de point de départ. Posons, comme au § 12

$$x_i = \varphi_i(t) + \xi_i, \quad y_i = \psi_i(t) + \eta_i$$

nos équations deviendront:

$$(11) \quad \frac{d\xi_i}{dt} + \alpha w \frac{d\xi_i}{dw} = \Xi_i, \quad \frac{d\eta_i}{dt} + \alpha w \frac{d\eta_i}{dw} = H_i.$$

$\Xi_i$  et  $H_i$  sont développés suivant les puissances des  $\xi_i$ , des  $\eta_i$  et de  $\alpha^2$ ; et les coefficients sont des fonctions périodiques de  $t$ .

Pour  $\alpha = 0$ ,  $\frac{dF}{dy_i}$  et par conséquent  $\Xi_i$  s'annulent; donc  $\Xi_i$  est divisible par  $\alpha^2$  et je puis poser:

$$\Xi_i = \alpha^2 X_i + \alpha^2 X'_i,$$

$\alpha^2 X_i$  représentant l'ensemble des termes du premier degré par rapport aux  $\xi$  et aux  $\eta$ , et  $\alpha^2 X'_i$  représentant l'ensemble des termes de degré supérieur.

De même, quand  $\alpha$  est nul,  $\frac{dF}{dx_i}$  et par conséquent  $H_i$  ne dépendent plus que des  $\xi_i$  et non des  $\eta_i$ .

Je puis donc poser:

$$H_i = Y_i + Y'_i + \alpha^2 Q_i + \alpha^2 Q'_i,$$

$Y_i + \alpha^2 Q_i$  représentant l'ensemble des termes du premier degré par rapport aux  $\xi$  et  $\eta$ , pendant que  $Y'_i + \alpha^2 Q'_i$  représentent l'ensemble des termes de degré supérieur au premier. Je suppose en outre que  $Y_i$  et  $Y'_i$  ne dépendent que de  $\xi_1$  et de  $\xi_2$ .

Posons

$$\xi_1 = \alpha \zeta_1, \quad \xi_2 = \alpha \zeta_2,$$

$Y_i$  deviendra divisible par  $\alpha$  et  $Y'_i$  par  $\alpha^2$  de sorte que je pourrai poser:

$$Y_i + \alpha^2 Q_i = \alpha Z_i, \quad Y'_i + \alpha^2 Q'_i = \alpha^2 Z'_i$$

et que nos équations deviendront:

$$(12) \quad \begin{aligned} \frac{d\zeta_i}{dt} + \alpha w \frac{d\zeta_i}{dw} &= \alpha X_i + \alpha X'_i, \\ \frac{d\eta_i}{dt} + \alpha w \frac{d\eta_i}{dw} &= \alpha Z_i + \alpha^2 Z'_i. \end{aligned}$$

Considérons les équations:

$$(13) \quad \begin{aligned} \frac{d\zeta_i}{dt} &= \alpha X_i, \\ \frac{d\eta_i}{dt} &= \alpha Z_i. \end{aligned}$$

Ces équations sont linéaires par rapport aux inconnues  $\zeta_i$  et  $\eta_i$ . Elles ne diffèrent pas des équations (2) du § 12, sinon parce que  $\xi_1$  et  $\xi_2$  y sont remplacés par  $\alpha\xi_1$  et  $\alpha\xi_2$ . D'après ce que nous avons vu au § 12, l'équation qui définit les exposants caractéristiques admet 4 racines, l'une égale à  $+\alpha$ , l'autre à  $-\alpha$  et les deux autres à 0.

A la première racine, c'est à dire à la racine  $+\alpha$ , correspondra une solution des équations (2) du § 12 que nous avons appris à former dans ce § 12 et que nous avons écrite ainsi:

$$\xi_i = e^{\alpha t} S_i, \quad \eta_i = e^{\alpha t} T_i.$$

Je rappelle que  $S_i^0$  est nul et par conséquent que  $S_i$  est divisible par  $\alpha$ .

A la seconde racine  $-\alpha$  correspondra de même une autre solution des équations (2) et nous l'écrirons:

$$\xi_i = e^{-\alpha t} S'_i, \quad \eta_i = e^{-\alpha t} T'_i.$$

Enfin aux deux racines 0, correspondront deux solutions des équations (2) que nous écrirons:

$$\begin{aligned} \xi_i &= S''_i, & \eta_i &= T''_i, \\ \xi_i &= S'''_i + \alpha t S''_i, & \eta_i &= T'''_i + \alpha t T''_i. \end{aligned}$$

$T'_i, T''_i, T'''_i, S'_i, S''_i, S'''_i$  sont des fonctions périodiques de  $t$ , comme  $S_i$  et  $T_i$ .

De plus  $S'_i, S''_i, S'''_i$  seront comme  $S_i$  divisibles par  $\alpha$ .

Posons alors:

$$\begin{aligned} \alpha\xi_1 &= S_1 \theta_1 + S'_1 \theta_2 + S''_1 \theta_3 + S'''_1 \theta_4, \\ \alpha\xi_2 &= S_2 \theta_1 + S'_2 \theta_2 + S''_2 \theta_3 + S'''_2 \theta_4, \\ \eta_1 &= T_1 \theta_1 + T'_1 \theta_2 + T''_1 \theta_3 + T'''_1 \theta_4, \\ \eta_2 &= T_2 \theta_1 + T'_2 \theta_2 + T''_2 \theta_3 + T'''_2 \theta_4. \end{aligned}$$

Les fonctions  $\theta_i$  ainsi définies joueront un rôle analogue à celui des fonctions  $\eta_i$  du § 13. Les équations (12) deviennent alors

$$(14) \quad \begin{aligned} \frac{d\theta_1}{dt} + \alpha w \frac{d\theta_1}{dw} - \alpha \theta_1 &= \alpha \theta_1, & \frac{d\theta_2}{dt} + \alpha w \frac{d\theta_2}{dw} + \alpha \theta_2 &= \alpha \theta_2, \\ \frac{d\theta_3}{dt} + \alpha w \frac{d\theta_3}{dw} &= \alpha \theta_4 + \alpha \theta_3, & \frac{d\theta_4}{dt} + \alpha w \frac{d\theta_4}{dw} &= \alpha \theta_4. \end{aligned}$$

$\theta_1, \theta_2, \theta_3$  et  $\theta_4$  sont des fonctions développées suivant les puissances de  $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4$  et  $\alpha$  dont tous les termes sont du 2<sup>d</sup> degré au moins par rapport aux  $\theta$ , et dont les coefficients sont des fonctions périodiques de  $t$ . De plus les  $\theta$  doivent être des fonctions périodiques de  $t$  et les termes du 1<sup>er</sup> degré en  $w$  dans  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  et  $\theta_4$  doivent se réduire à  $w, 0, 0$  et  $0$ .

Ces équations (14) sont analogues aux équations (2') du § 13.

Cela posé, soit  $\Phi$  une fonction qui, de même que  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  et  $\theta_4$ , soit développée suivant les puissances de  $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4$ , de  $\alpha, e^{t\sqrt{-1}}$  et  $e^{-t\sqrt{-1}}$  et qui soit telle que chacun de ses coefficients soit réel positif et plus grand en valeur absolue que le coefficient du terme correspondant dans  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  et  $\theta_4$ ; tous les termes de  $\Phi$  seront d'ailleurs, comme ceux des  $\theta_i$ , du second degré au moins par rapport aux  $\theta$ .

Observons que le nombre

$$\frac{n\sqrt{-1}}{\alpha} + p$$

(où  $n$  est entier positif, négatif ou nul, et où  $p$  est entier positif et au moins égal à 1) est toujours plus grand en valeur absolue que 1, quels que soient d'ailleurs  $n, p$  et  $\alpha$ .

Formons alors les équations:

$$(15) \quad \theta_1 = w + \phi, \quad \theta_2 = \phi, \quad \theta_3 = \theta_4 + \phi, \quad \theta_4 = \phi$$

qui sont analogues aux équations (2'') du § 13.

Des équations (14) on peut tirer les  $\theta$  sous la forme de séries ordonnées suivant les puissances de  $w$  et de  $e^{\pm t\sqrt{-1}}$  et qui sont analogues aux séries (4') du § 13. Des équations (15) on peut tirer les  $\theta$  sous la forme de séries ordonnées suivant les puissances des mêmes variables et analogues aux séries (4'') du § 13. Chacun des termes de ces dernières

séries est positif et plus grand en valeur absolue que le terme correspondant des premières séries; si donc elles convergent, il en est de même des séries tirées des équations (14).

Or il est aisément de voir que l'on peut trouver un nombre  $w_0$  indépendant de  $\alpha$ , tel que si  $|w| < w_0$ , les séries tirées de (15) convergent.

Il en résulte que les séries ordonnées suivant les puissances de  $w$  et tirées de (14) convergent uniformément quelque petit que soit  $\alpha$  et par conséquent quelque petit que soit  $\mu$ , ainsi que je l'ai annoncé plus haut.

Nous possédons maintenant les  $\theta$  sous la forme de séries ordonnées suivant les puissances de  $w$  et de  $e^{\pm\sqrt{-1}}$ ; les coefficients sont des fonctions connues de  $\alpha$ . Si on développe chacun de ces coefficients suivant les puissances de  $\alpha$ , on obtiendra les  $\theta$  développés suivant les puissances de  $\alpha$ . Les séries ainsi obtenues sont divergentes, comme nous l'avons vu plus haut; soient néanmoins:

$$(16) \quad \theta_i = \theta_i^0 + \alpha\theta_i^1 + \alpha^2\theta_i^2 + \dots + \alpha^p\theta_i^p + \dots$$

ces séries.

Posons:

$$H_1 = \theta_1 + \theta_1, \quad H_2 = \theta_2 - \theta_2, \quad H_3 = \theta_3 + \theta_4, \quad H_4 = \theta_4.$$

Posons:

$$(17) \quad \theta_i = \theta_i^0 + \alpha\theta_i^1 + \alpha^2\theta_i^2 + \dots + \alpha^p\theta_i^p + \alpha^p u_i$$

en égalant  $\theta_i$  aux  $p+1$  premiers termes de la série (16) plus un terme complémentaire  $\alpha^p u_i$ .

Si dans  $H_i$  on remplace les  $\theta_i$  par leurs développements (17), les  $H_i$  peuvent se développer suivant les puissances de  $\alpha$  et on peut écrire:

$$H_i = \theta_i^0 + \alpha\theta_i^1 + \alpha^2\theta_i^2 + \dots + \alpha^{p-1}\theta_i^{p-1} + \alpha^p U_i,$$

les  $\theta_i^k$  étant indépendants de  $\alpha$  pendant que  $U_i$  est développable suivant les puissances de  $\alpha$ .

On aura alors les équations:

$$(18) \quad \begin{aligned} \frac{d\theta_i^0}{dt} &= 0, & \frac{d\theta_i^1}{dt} + w \frac{d\theta_i^0}{dw} &= \theta_i^0, \\ \frac{d\theta_i^2}{dt} + w \frac{d\theta_i^1}{dw} &= \theta_i^1, \dots, & \frac{d\theta_i^p}{dt} + w \frac{d\theta_i^{p-1}}{dw} &= \theta_i^{p-1} \end{aligned}$$

et ensuite:

$$(19) \quad \frac{du_i}{dt} + \alpha w \frac{du_i}{dw} + \alpha w \frac{d\theta_i^p}{dw} = \alpha U_i.$$

Voici quelle est la forme de la fonction  $U_i$ ; les quantités  $\theta_i^p$  peuvent être regardées comme des fonctions connues de  $t$  et de  $w$ , définies par les équations (18) et par l'équation (20) que j'écrirai plus loin; pendant que les  $u_i$  restent les fonctions inconnues. Alors  $U_i$  est une fonction développée suivant les puissances de  $w$ , de  $e^{\pm i\sqrt{-1}}$ , de  $\alpha$  et des  $u_i$ . De plus tout terme du  $q^e$  degré par rapport aux  $u_i$  est au moins du degré  $p(q - 1)$  par rapport à  $\alpha$ .

Soit  $U_i^0$  ce que devient  $U_i$  quand on y annule  $\alpha$  et les  $u_i$ ; on aura:

$$(20) \quad w \frac{d[\theta_i^p]}{dw} = [U_i^0].$$

Je puis ensuite, en posant:

$$U'_i = U_i - w \frac{d\theta_i^p}{dw}$$

puis:

$$V_1 = U'_1 - u_1, \quad V_2 = U'_2 + u_2, \quad V_3 = U'_3 - u_3, \quad V_4 = U'_4,$$

mettre les équations (19) sous la forme:

$$(21) \quad \begin{aligned} \frac{du_1}{dt} + \alpha w \frac{du_1}{dw} - \alpha u_1 &= \alpha V_1, & \frac{du_2}{dt} + \alpha w \frac{du_2}{dw} + \alpha u_2 &= \alpha V_2, \\ \frac{du_3}{dt} + \alpha w \frac{du_3}{dw} - \alpha u_3 &= \alpha V_3, & \frac{du_4}{dt} + \alpha w \frac{du_4}{dw} &= \alpha V_4. \end{aligned}$$

On voit alors que les  $V_i$  ne contiennent que des termes du  $2^d$  degré au moins par rapport à  $w$  et aux  $u_i$ .

En effet les  $\theta_i$  sont divisibles par  $w$  et se réduisent à  $w$  ou à 0 quand on y supprime les termes de degré supérieur au premier en  $w$ . Il en résulte d'abord que  $\theta_i^p$  est divisible par  $w^2$ . D'autre part le second membre de l'équation (17) ne contiendra que des termes du  $1^{er}$  degré au moins par rapport à  $w$  et  $u_i$ . Donc  $\theta_i$  ne contient que des termes du  $2^d$  degré au moins par rapport à  $w$  et aux  $u_i$ . Il en résulte que les

seuls termes du 1<sup>er</sup> degré qui peuvent subsister dans  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $U_3$  et  $U_4$  se réduisent respectivement à  $u_1$ ,  $-u_2$ ,  $u_4$  et 0.

D'ailleurs  $w \frac{d\theta_i^p}{dw}$  est divisible par  $w^2$ ; donc les  $V_i$  ne contiennent que des termes du 2<sup>d</sup> degré au moins.

C. Q. F. D.

Des équations (21) on peut tirer les  $u_i$  sous la forme de séries développées suivant les puissances de  $w$  et de  $e^{\pm i\sqrt{-1}t}$ . En appliquant à ces équations le même raisonnement qu'aux équations (14) on peut démontrer que ces séries convergent quand  $|w| < w_0$  et que la convergence reste uniforme quelque petit que soit  $\alpha$ .

Il en est de même pour les séries qui représentent  $\frac{du_i}{dw}$ ,  $\frac{d^2u_i}{dw^2}$  etc.

Il résulte de là qu'on peut assigner une limite supérieure indépendante de  $\alpha$ , à  $u_i$ , à  $\frac{du_i}{dw}$ ,  $\frac{d^2u_i}{dw^2}$  etc., pourvu que  $|w| < w_0$ .

Mais je veux démontrer maintenant que cela a encore lieu pour toutes les valeurs positives de  $w$ .

Repronons les équations:

$$\frac{du_i}{dt} + \alpha w \frac{du_i}{dw} = U_i.$$

$U_i$  peut être regardée comme une série développée suivant les puissances de  $\alpha$  et des  $u_i$  et dont les coefficients sont des fonctions de  $t$  et de  $w$ . Je dis que cette série reste convergente quels que soient  $t$  et  $w$  pourvu que  $\alpha$  et les  $u_i$  soient assez petits. En effet elle ne pourrait cesser de converger que si la fonction:

$$F(x_1, x_2, y_1, y_2)$$

cessait d'être développable suivant les puissances de  $\alpha$ , des  $v_i$  et des  $v'_i$  quand on y remplace  $x_i$  par:

$$x_i^0 + \alpha x_i^1 + \alpha^2 x_i^2 + \dots + \alpha^{p+1} x_i^{p+1} + \alpha^{p+1} v_i$$

et  $y_i$  par:

$$y_i^0 + y_i^1 + \alpha y_i^2 + \alpha^2 y_i^3 + \dots + \alpha^p y_i^p + \alpha^p v'_i,$$

ou, ce qui revient au même, si la fonction  $F$  pour une valeur quelconque de  $t$  ou de  $w$  (c'est à dire pour un système quelconque de valeurs de  $t$ , de  $y_1^0$  et de  $y_2^0$ ) cessait d'être développable suivant les puissances de  $x_i - x_i^0$ , et de  $y_i - n_i t - y_i^0$ . Or il est manifeste qu'il n'en est pas ainsi.

Je puis donc toujours trouver une fonction  $\Phi$  développée suivant les puissances de  $\alpha$  et des  $u_i$ , mais dont les coefficients sont des constantes au lieu d'être fonctions de  $t$  et de  $w$  comme ceux de  $U'_i$ ; et de plus m'arranger de telle sorte que le coefficient d'un terme quelconque de  $\Phi$  soit réel positif et plus grand en valeur absolue que le coefficient correspondant de  $U'_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ), au moins pour les valeurs de  $t$  et de  $w$  que j'aurai à considérer.

J'ajouterai que, d'après la forme particulière des fonctions  $U'_i$ , je puis trouver deux nombres réels positifs  $M$  et  $\beta$  tels que la fonction  $\Phi$  satisfasse à la condition que je viens d'énoncer si je prends:

$$\Phi = \frac{M(1 + u_1 + u_2 + u_3 + u_4)}{1 - \beta\alpha - \beta\alpha^p(u_1 + u_2 + u_3 + u_4)}.$$

Si je considère les valeurs de  $w$  positives et inférieures à une certaine limite  $W$ , je devrai prendre, pour satisfaire à cette condition, de nombres  $M$  et  $\beta$  d'autant plus grands que  $W$  sera plus grand; mais tant que  $W$  sera fini, les nombres  $M$  et  $\beta$  seront eux-mêmes finis.

Soit maintenant  $w_1$  une valeur positive de  $w$  plus petite que  $w_0$ . D'après ce que nous avons vu plus haut, il est possible d'assigner pour  $w = w_1$  une limite supérieure à  $u_1, u_2, u_3$  et  $u_4$ ; soit  $u_0$  cette limite, on aura donc

$$|u_i| < u_0 \quad \text{pour } w = w_1.$$

Soit maintenant  $u'$  une fonction définie par les conditions suivantes

$$\frac{du'}{dt} + \alpha w \frac{du'}{dw} = \frac{\alpha M(4u' + 1)}{1 - \beta\alpha - 4\beta\alpha^p u'},$$

$$u' = u_0 \quad \text{pour } w = w_1.$$

On aura manifestement pour toutes les valeurs de  $t$  et de  $w$ :

$$|u_i| < u'. \quad (i=1, 2, 3, 4)$$

Or on trouve sans peine:

$$\frac{1 - \beta\alpha + \beta\alpha^p}{4M} \log \frac{1 + 4u'}{1 + 4u_0} - \frac{\beta\alpha^p}{M} (u' - u_0) = \log \frac{w}{w_1}$$

et pour  $\alpha = 0$ , on trouve:

$$\frac{1 + 4u'}{1 + 4u_0} = \left(\frac{w}{w_1}\right)^{4M},$$

ce qui montre que  $u'$  reste finie quand  $\alpha$  tend vers 0.

Nous devons en conclure que les quantités  $u_i$  restent également finies quand  $\alpha$  tend vers 0.

Il résulte de là que la série

$$\theta_i^0 + \alpha\theta_i^1 + \alpha^2\theta_i^2 + \dots$$

représente la fonction  $\theta_i$  asymptotiquement (c'est à dire à la façon de la série de STIRLING) ou en d'autres termes que l'expression:

$$\frac{\theta_i - \theta_i^0 - \alpha\theta_i^1 - \alpha^2\theta_i^2 - \dots - \alpha^{p-1}\theta_i^{p-1}}{\alpha^{p-1}}$$

tend vers 0 avec  $\alpha$ . En effet cette expression est égale à:

$$\alpha(\theta_i^0 + u_i)$$

et nous venons de voir que  $\theta_i^0 + u_i$  reste fini quand  $\alpha$  tend vers 0.

Mais ce n'est pas tout; je dis que  $\frac{du_i}{dw}$  reste fini quand  $\alpha$  tend vers 0.

Nous avons en effet:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{du_i}{dw} \right) + \alpha w \frac{d}{dw} \left( \frac{du_i}{dw} \right) + \alpha \left( \frac{du_i}{dw} \right) = \alpha \sum_k \frac{dU'_i}{du_k} \frac{du_k}{dw} + \alpha \frac{dU'_i}{dw}.$$

$\frac{dU'_i}{du_k}$  et  $\frac{dU'_i}{dw}$  sont des fonctions de  $t$ , de  $w$ , de  $\alpha$  et des  $u_i$ ; mais d'après ce que nous venons de voir, nous pouvons assigner aux  $u_i$  des limites supérieures; nous pourrons donc en assigner également aux  $\frac{dU'_i}{du_k}$  et aux  $\frac{dU'_i}{dw}$ .

Supposons par exemple que l'on ait:

$$\left| \frac{dU'_i}{du_k} \right| < A, \quad \left| \frac{dU'_i}{dw} \right| < B \quad (\text{pour } w < W),$$

$A$  et  $B$  étant deux nombres positifs.

D'autre part, nous savons qu'on peut assigner une limite à  $\frac{du_i}{dw}$  pour  $w = w_1$ .

Supposons par exemple que l'on ait:

$$\left| \frac{du_i}{dw} \right| < u'_0 \quad \text{pour } w = w_1,$$

$u'_0$  étant un nombre positif. Soit ensuite  $u'$  une fonction définie comme il suit:

$$\frac{du'}{dt} + \alpha w \frac{du'}{dw} = \alpha u'(4A + W) + \alpha B,$$

$$u' = u'_0 \quad \text{pour } w = w_1$$

On aura manifestement:

$$\left| \frac{du_i}{dw} \right| < u'.$$

Or on voit sans peine que  $u'$  ne dépend que de  $w$  et satisfait à l'équation

$$w \frac{du'}{dw} = u'(4A + W) + B.$$

Donc  $u'$  est fini; donc  $\frac{du_i}{dw}$  reste finie quand  $\alpha$  tend vers 0. Donc on a *asymptotiquement* (en entendant ce mot au même sens que plus haut):

$$\frac{d\theta_i}{dw} = \frac{d\theta_i^0}{dw} + \alpha \frac{d\theta_i^1}{dw} + \alpha^2 \frac{d\theta_i^2}{dw} + \dots$$

On démontrerait de même que l'on a asymptotiquement:

$$\frac{d\theta_i}{dt} = \frac{d\theta_i^0}{dt} + \alpha \frac{d\theta_i^1}{dt} + \alpha^2 \frac{d\theta_i^2}{dt} + \dots,$$

$$\frac{d^2\theta_i}{dw^2} = \frac{d^2\theta_i^0}{dw^2} + \alpha \frac{d^2\theta_i^1}{dw^2} + \alpha^2 \frac{d^2\theta_i^2}{dw^2} + \dots$$

Voici donc la conclusion finale à laquelle nous parvenons:

Les séries:

$$x_i^0 + \sqrt{\mu} x_i^1 + \mu x_i^2 + \dots, \quad n_i t + y_i^0 + \sqrt{\mu} y_i^1 + \mu y_i^2 + \dots$$

définies dans ce paragraphe sont divergentes, mais elles jouissent de la même propriété que la série de STIRLING de telle sorte qu'on a asymptotiquement:

$$\begin{aligned}x_i &= x_i^0 + \sqrt{\mu} x_i^1 + \mu x_i^2 + \dots, \\y_i &= n_i t + y_i^0 + \sqrt{\mu} y_i^1 + \mu y_i^2 \dots\end{aligned}$$

De plus si  $D$  est un signe quelconque de différentiation, c'est à dire si l'on pose:

$$Df = \frac{d^{\lambda_0 + \lambda_1 + \dots + \lambda_k} f}{dt^{\lambda_0} dw_1^{\lambda_1} dw_2^{\lambda_2} \dots dw_k^{\lambda_k}}$$

on aura encore asymptotiquement:

$$\begin{aligned}Dx_i &= Dx_i^0 + \sqrt{\mu} Dx_i^1 + \mu Dx_i^2 + \dots, \\Dy_i &= D(n_i t + y_i^0) + \sqrt{\mu} Dy_i^1 + \mu Dy_i^2 + \dots\end{aligned}$$

En ce qui concerne l'étude des séries analogues à celles de STIRLING je renverrai au § 1 d'un mémoire que j'ai publié dans les Acta mathematica (tome 8, page 295).

---

## Deuxième partie.

### Equations de la dynamique et problème des *n* corps.

#### CHAPITRE I.

##### Etude du cas où il n'y a que deux degrés de liberté.

###### § 15. *Représentations géométriques diverses.*

Reprenons les équations (1) du § 11

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \frac{dF}{dy_2}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{dx_2}. \end{aligned}$$

Nous nous bornerons au cas le plus simple qui est celui où il n'y a que deux degrés de liberté; je n'ai pas à m'occuper en effet de celui où il n'y a qu'un degré de liberté, car les équations de la dynamique s'intègrent alors aisément par de simples quadratures.

Nous supposerons donc que la fonction  $F$  ne dépend que de quatre variables  $x_1, x_2, y_1, y_2$ . Nous supposerons de plus que cette fonction est uniforme par rapport à ces quatre variables et périodique de période  $2\pi$  par rapport à  $y_1$  et à  $y_2$ .

La situation du système est donc définie par les quatre quantités  $x_1, x_2, y_1, y_2$ , mais cette situation ne change pas quand  $y_1$  ou  $y_2$  augmente de  $2\pi$  ou d'un multiple de  $2\pi$ . En d'autres termes, et pour reprendre le langage du chapitre 1<sup>er</sup>,  $x_1$  et  $x_2$  sont des variables linéaires, pendant que  $y_1$  et  $y_2$  sont des variables angulaires.

Nous connaissons une intégrale des équations (2) qui est la suivante:

$$(2) \quad F(x_1, x_2, y_1, y_2) = C,$$

$C$  désignant la constante des forces vives. Si cette constante est regardée comme une des données de la question, les quatre quantités  $x$  et  $y$  ne sont plus indépendantes; elles sont liées par la relation (2). Il suffira donc, pour déterminer la situation du système, de se donner arbitrairement trois de ces quatre quantités. Il devient possible, par conséquent, de représenter la situation du système par la position d'un point  $P$  dans l'espace.

Il pourra arriver en outre pour des raisons diverses que les quatre variables  $x$  et  $y$  soient soumises, non seulement à l'égalité (2), mais à une ou plusieurs inégalités:

$$(3) \quad \varphi_1(x_1, x_2, y_1, y_2) > 0, \quad \varphi_2(x_1, x_2, y_1, y_2) > 0.$$

Supposons par exemple pour fixer les idées que les inégalités (3) s'écrivent:

$$a > x_1 > b,$$

et que l'égalité (2) soit telle que lorsque  $x_1$  satisfait à ces inégalités, on puisse tirer de la relation (2) la quatrième variable  $x_2$  en fonction uniforme des trois autres  $x_1, y_1$  et  $y_2$ .

Nous pouvons alors représenter la situation du système par un point dont les coordonnées rectangulaires seront:

$$\begin{aligned} X &= \cos y_1 [1 + \cos y_2(cx_1 + d)], & Y &= \sin y_1 [1 + \cos y_2(cx_1 + d)], \\ Z &= \sin y_2(cx_1 + d), \end{aligned}$$

$c$  et  $d$  étant deux nouvelles constantes positives telles que

$$ca + d < 1; cb + d > 0.$$

Il est clair en effet qu'à toute situation du système, c'est à dire à tout système de valeurs de  $x_1, y_1$  et  $y_2$  satisfaisant aux conditions:

$$a > x_1 > b, \quad 2\pi > y_1 > 0, \quad 2\pi > y_2 > 0$$

correspond un point de l'espace et un seul, compris entre les deux tores:

$$(4) \quad \begin{aligned} (1 - \sqrt{X^2 + Y^2})^2 + Z^2 &= (cb + d)^2, \\ (1 - \sqrt{X^2 + Y^2})^2 + Z^2 &= (ca + d)^2. \end{aligned}$$

Et réciproquement, à tout point de l'espace compris entre ces deux tores correspond un système de valeurs de  $x_1, y_1$  et  $y_2$  et un seul, satisfaisant aux inégalités précédentes.

Il peut se faire que les inégalités (3) ne s'écrivent plus  $a > x_1 > b$ ; mais que cependant ces inégalités, jointes à la relation (2) entraînent comme conséquence

$$a > x_1 > b.$$

Si de plus  $x_2$  est encore fonction uniforme des trois autres variables, le même mode de représentation géométrique est encore applicable.

Nous pouvons nous placer dans un cas plus général encore:

Supposons que l'on puisse trouver une variable auxiliaire  $\xi$ , jouissant de la propriété suivante. Si  $x_1, x_2, y_1$  et  $y_2$  satisfont à la fois à l'égalité (2) et aux inégalités (3), on pourra exprimer  $x_1$  et  $x_2$  en fonctions uniformes de  $\xi$ , de  $y_1$  et de  $y_2$ . De plus, en vertu des inégalités (3),  $\xi$  ne peut devenir infinie et reste comprise entre certaines limites de telle façon que l'on a comme conséquence de (2) et de (3)

$$a > \xi > b.$$

Nous pourrons alors définir complètement la situation du système en nous donnant les trois variables  $\xi, y_1$  et  $y_2$ , et la représenter par un point  $P$  dont les coordonnées rectangulaires seront:

$$\begin{aligned} X &= \cos y_1 [1 + \cos y_2 (c\xi + d)], & Y &= \sin y_1 [1 + \cos y_2 (c\xi + d)], \\ Z &= \sin y_2 (c\xi + d) \end{aligned}$$

avec les conditions:

$$c \geqq 0, \quad ca + d < 1, \quad cb + d > 0.$$

On voit alors, comme dans le cas précédent, qu'à toute situation du système correspond un point de l'espace et un seul compris entre les deux

tores (4), et réciproquement, qu'à tout point compris entre ces deux tores ne peut correspondre plus d'une situation du système.

Il peut se faire que pour  $x_1 = a$ , (ou plus généralement pour  $\xi = a$ ) la situation du système reste la même quelle que soit la valeur attribuée à  $y_2$ . Nous en verrons dans la suite des exemples. C'est ainsi qu'en coordonnées polaires, il faut en général pour définir la position d'un point se donner les deux coordonnées  $\rho$  et  $\omega$ , mais que si on suppose  $\rho = 0$ , on retrouve toujours le même point, à savoir le pôle, quel que soit  $\omega$ .

Dans ce cas on choisira les constantes  $c$  et  $d$  de telle façon que

$$ca + d = 0.$$

Le second des deux tores (4) se réduit alors à un cercle:

$$Z = 0, \quad X^2 + Y^2 = 1.$$

En chacun des points de ce cercle  $y_2$  est indéterminé; mais néanmoins, comme pour  $\xi = a$  la situation du système ne dépend pas de  $y_2$ , à chaque point du cercle correspond une situation du système et une seule.

On peut dire alors qu'à toute situation du système correspond un point de l'espace intérieur au premier des deux tores (4) et que réciproquement, à un point intérieur de ce tore ne peut correspondre qu'une seule situation du système.

J'envisagerai encore un autre cas.

Imaginons qu'en vertu des inégalités (3),  $\xi$  puisse prendre toutes les valeurs positives, de telle sorte que:

$$a = 0, \quad b = +\infty.$$

Supposons que pour  $\xi = 0$  la situation du système ne dépende pas de  $y_2$  et que pour  $\xi = \infty$ , cette situation ne dépende pas de  $y_1$ .

Nous pourrons alors représenter la situation par un point dont les coordonnées rectangulaires seront:

$$X = \cos y_1 e^{\xi \cos y_2}, \quad Y = \sin y_1 e^{\xi \cos y_2}, \quad Z = \xi \sin y_2.$$

Pour  $\xi = 0$  il vient (quel que soit  $y_2$ )

$$X = \cos y_1, \quad Y = \sin y_1, \quad Z = 0.$$

Le point représentatif se trouve sur le cercle

$$X^2 + Y^2 = 1, \quad Z = 0$$

et sa position ne dépend pas de  $y_2$ ; cela n'a pas d'inconvénient puisque par hypothèse la situation du système pour  $\xi = 0$  ne dépend pas non plus de  $y_2$ .

Pour  $\xi = \infty$ , on trouve pourvu que  $\cos y_2$  soit négatif:

$$X = Y = 0, \quad Z = \sin y_2.$$

Le point représentatif se trouve alors sur l'axe des  $Z$  et sa position ne dépend pas de  $y_1$ , mais pour  $\xi = \infty$ , la situation du système ne dépend pas non plus de  $y_1$ .

Le mode de représentation adopté est donc légitime.

Ce qui précède a besoin d'être appuyé de quelques exemples. Je n'en traiterai ici que trois.

Le premier de ces exemples est le plus important parce que c'est un cas particulier du problème des trois corps. Imaginons deux corps, le premier de grande masse, le second de masse finie, mais très petite et supposons que ces deux corps décrivent autour de leur centre de gravité commun une circonférence d'un mouvement uniforme. Considérons ensuite un troisième corps de masse infiniment petite, de façon que son mouvement soit troublé par l'attraction des deux premiers corps, mais qu'il ne puisse pas troubler l'orbite de ces deux premiers corps. Bornons-nous de plus au cas où ce troisième corps se meut dans le plan des deux circonférences décrites par les deux premières masses.

Tel est le cas d'une petite planète se mouvant sous l'influence du soleil et de Jupiter quand on néglige l'excentricité de Jupiter et l'inclinaison des orbites.

Tel est encore le cas de la lune se mouvant sous l'influence du soleil et de la terre quand on néglige l'excentricité de l'orbite terrestre et l'inclinaison de l'orbite lunaire sur l'écliptique.

Nous définirons la position du troisième corps par ses éléments osculateurs à un instant donné et nous écrirons les équations du mouvement en adoptant les notations de M. TISSERAND dans sa Note des Comptes rendus du 31 janvier 1887:

$$(5) \quad \begin{aligned} \frac{dL}{dt} &= \frac{dR}{dl}, & \frac{dl}{dt} &= -\frac{dR}{dL}, \\ \frac{dG}{dt} &= \frac{dR}{dg}, & \frac{dg}{dt} &= -\frac{dR}{dG}. \end{aligned}$$

Je désigne par  $a$ ,  $e$  et  $n$  le grand axe osculateur, l'excentricité et le moyen mouvement de la troisième masse; j'appelle  $l$  l'anomalie moyenne de cette troisième masse et  $g$  la longitude de son périhélie.

Je pose ensuite:

$$L = \sqrt{a}, \quad G = \sqrt{a(1 - e^2)}.$$

Je choisis les unités de telle façon que la constante de GAUSS soit égale à 1, que le moyen mouvement de la seconde masse soit égal à 1 et que la longitude de cette seconde masse soit égale à  $t$ .

Dans ces conditions, l'angle sous lequel la distance des deux dernières masses est vue de la première ne diffère de  $l + g - t$  que par une fonction périodique de  $l$  de période  $2\pi$ .

La fonction  $R$  est la fonction perturbatrice ordinaire augmentée de  $\frac{I}{2a} = \frac{I}{2L^2}$ . Cette fonction ne dépend que de  $L$ , de  $G$ , de  $l$  et de  $l + g - t$ ; car la distance de la seconde masse à la première est constante et la distance de la troisième à la première ne dépend que de  $L$ ,  $G$  et  $l$ . Cette fonction est d'ailleurs périodique de période  $2\pi$  tant par rapport à  $l$  que par rapport à  $l + g - t$ .

On conclut de là que l'on a:

$$\frac{dR}{dt} + \frac{dR}{dg} = 0$$

et que les équations (5) admettent comme intégrale:

$$R + G = \text{const.}$$

Nous allons chercher à ramener les équations (5) à la forme des équations (1). Pour cela nous n'avons qu'à poser:

$$\begin{aligned} x_1 &= G, & x_2 &= L, \\ y_1 &= g - t, & y_2 &= l, \\ F(x_1, x_2, y_1, y_2) &= R + G, \end{aligned}$$

et les équations (5) reprennent la forme:

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}.$$

La fonction  $F$  dépend d'un paramètre très petit  $\mu$  qui est la masse du second corps et nous pouvons écrire:

$$F = F_0 + \mu F_1.$$

$F$  est périodique par rapport à  $y_1$  et  $y_2$  qui sont des variables angulaires, tandis que  $x_1$  et  $x_2$  sont des variables linéaires. Si l'on fait  $\mu = 0$ ,  $F$  se réduit à  $F_0$  et:

$$F_0 = \frac{1}{2a} + G = x_1 + \frac{1}{2x_2^2}$$

ne dépend plus que des variables linéaires.

Il résulte de la définition même de  $L$  et de  $G$  en fonctions de  $a$  et  $e$  que l'on doit avoir:

$$L^2 > G^2 \quad \text{ou} \quad x_2^2 > x_1^2,$$

ce qui montre que  $x_1$  peut varier depuis  $-x_2$  jusqu'à  $+x_2$ .

Si l'on suppose  $x_1 = +x_2$ , l'excentricité est nulle; il en résulte que la fonction perturbatrice et la situation du système ne dépendent plus que de la différence de longitude des deux petites masses, c'est à dire de:

$$l + g - t = y_1 + y_2.$$

On en déduit:

$$\frac{dF}{dy_1} = \frac{dF}{dy_2},$$

d'où:

$$(6) \quad \frac{d(x_1 - x_2)}{dt} = 0,$$

d'où l'on conclurait (puisque la valeur initiale de  $x_1 - x_2$  est supposée nulle) que  $x_1$  doit rester constamment égal à  $x_2$ ; mais ce n'est là pour les équations (1) qu'une solution singulière qui doit être rejetée. En ce qui concerne les solutions »particulières» que nous devons conserver,

l'équation (6) signifie simplement que quand  $x_1 - x_2$  atteint la valeur 0, cette valeur est un maximum, ce qui est d'ailleurs une conséquence de l'inégalité  $x_2^2 > x_1^2$ .

Si nous supposons maintenant  $x_2 = -x_1$ , l'excentricité sera encore nulle, mais le mouvement sera rétrograde (il l'est toutes les fois que  $x_1$  et  $x_2$  ne sont pas de même signe); alors  $F$  et la situation du système ne dépendent plus que de l'angle:

$$-l + g - t = y_1 - y_2,$$

ce qui donne:

$$\frac{dF}{dy_1} + \frac{dF}{dy_2} = 0.$$

Je vais maintenant traiter la question suivante:

Trouver une variable  $\xi$  telle que si  $x_1, x_2, y_1, y_2$  satisfont aux égalités et inégalités (2) et (3) (qui dans le cas qui nous occupe se réduisent à

$$F = C, \quad x_2^2 > x_1^2$$

ces quatre quantités peuvent s'exprimer en fonctions uniformes de  $\xi, y_1$  et  $y_2$ .

Je traiterai d'abord la question dans le cas où  $\mu = 0$  et où

$$F = F_0 = \frac{1}{2x_2^2} + x_1.$$

Envisageons un plan et dans ce plan un point dont les coordonnées sont:

$$X = x_1 - c, \quad Y = x_2.$$

Alors les égalités et inégalités (2) et (3) s'écrivent:

$$X + \frac{1}{2Y^2} = 0, \quad Y > X + c > -Y.$$

Construisons la courbe:

$$X + \frac{1}{2Y^2} = 0$$

et les deux droites:

$$X + c = \pm Y.$$

Ces droites et cette courbe peuvent être dans deux situations différentes, représentées par les figures 4 et 5.

Chacune des deux figures devrait se composer de deux moitiés symétriques par rapport à l'axe des  $x$ , mais nous n'avons représenté que la moitié qui est au-dessus de cet axe. Dans le cas de la figure 4, la courbe nous offre deux arcs utiles  $BC$  et  $DE$  pendant que les arcs  $AB$  et  $CD$  doivent être rejetés à cause de l'inégalité  $Y^2 > (X + c)^2$ . Dans le cas de la figure 5, il n'y a qu'un arc utile  $BC$  et l'arc  $AB$  doit être rejeté.

Fig. 4.

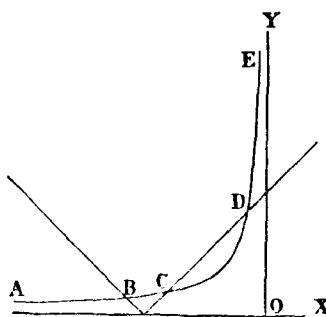
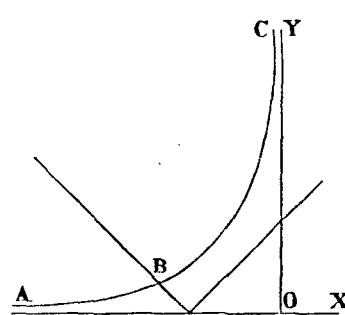


Fig. 5.



Le passage de la figure 4 à la figure 5 se fait quand la droite  $CD$  devenant tangente à la courbe, les deux points  $C$  et  $D$  se confondent. Cela a lieu pour:

$$C = \frac{3}{2}, \quad X = -\frac{1}{2}, \quad Y = 1.$$

Nous nous supposerons dans ce qui va suivre placés dans le cas de la figure 4 et nous envisagerons seulement l'arc utile  $BC$ ; c'est en effet le cas le plus intéressant au point de vue des applications.

Posons:

$$\xi = \frac{x_2 - x_1}{x_2 + x_1} = \frac{L - G}{L + G};$$

on voit que  $\xi$  s'annule au point  $C$  et devient infini au point  $B$  et que quand on parcourt l'arc  $BC$  depuis  $C$  jusqu'en  $B$ , on voit  $\xi$  croître constamment depuis  $0$  jusqu'à  $+\infty$ . Si donc on se donne  $\xi$ , le point correspondant de l'arc  $BC$  sera entièrement déterminé, ce qui revient à dire que  $x_1$  et  $x_2$  sont fonctions uniformes de  $\xi$ .

Qu'arrivera-t-il maintenant si  $\mu$  n'est plus nul, mais seulement très petit?

Faisons encore

$$\xi = \frac{x_2 - x_1}{x_2 + x_1}$$

et voyons si en tenant compte des relations

$$(7) \quad F = C, \quad \xi > 0, \quad x_2 > 0,$$

$x_1$  et  $x_2$  seront encore fonctions uniformes de  $\xi$ , de  $y_1$  et de  $y_2$ . Pour qu'il cessât d'en être ainsi, il faudrait que le déterminant fonctionnel:

$$\frac{\partial(\xi, F)}{\partial(x_1, x_2)}$$

s'annulât pour un système de valeurs satisfaisant aux conditions (7). Or cela n'arrivera pas si  $\mu$  est assez petit et si  $C$  est assez différent de  $\frac{3}{2}$ .

Dans la plupart des applications, ces conditions seront remplies; nous pourrons donc prendre  $\xi$  comme variable indépendante; cette variable sera essentiellement positive et  $x_1$  et  $x_2$  seront fonctions uniformes de  $\xi$ ,  $y_1$  et  $y_2$ .

Toutefois pour trouver le mode de représentation géométrique le plus convenable, il faut encore faire un changement de variables. Posons:

$$x'_1 = x_1 + x_2, \quad x'_2 = x_1 - x_2, \\ y'_1 = \frac{1}{2}(y_1 + y_2), \quad y'_2 = \frac{1}{2}(y_1 - y_2).$$

Après ce changement de variables, les équations conserveront la forme canonique:

$$\frac{dx'_1}{dt} = \frac{dF}{dy'_1}, \quad \frac{dy'_1}{dt} = -\frac{dF}{dx'_1}, \\ \frac{dx'_2}{dt} = \frac{dF}{dy'_2}, \quad \frac{dy'_2}{dt} = -\frac{dF}{dx'_2}.$$

---

<sup>1</sup> On voit aisément pourquoi j'écris cette dernière relation; l'arc  $BC$  comme on le voit sur la figure est tout entier au-dessus de l'axe des  $X$ , ce qui entraîne l'inégalité  $x_2 > 0$ ; il est clair que cette inégalité subsistera encore pour les valeurs suffisamment petites de  $\mu$ .

On voit que  $y'_1$  et  $y'_2$  sont encore des variables angulaires; quand en effet  $y'_1$  ou  $y'_2$  augmente d'un multiple de  $2\pi$ ,  $y_1$  et  $y_2$  augmentent aussi d'un multiple de  $2\pi$  et par conséquent la situation du système ne change pas.

Mais il y a plus; quand on change simultanément  $y'_1$  et  $y'_2$  en  $y'_1 + \pi$  et  $y'_2 + \pi$ ,  $y_2$  ne change pas et  $y_1$  augmente de  $2\pi$ . La situation du système ne change donc pas.

Cela posé nous représenterons la situation du système par le point de l'espace qui a pour coordonnées rectangulaires:

$$X = \cos y'_1 e^{\xi \cos y'_2}, \quad Y = \sin y'_1 e^{\xi \cos y'_2}, \quad Z = \xi \sin y'_2.$$

Pour  $\xi = 0$  la situation du système ne dépend pas de  $y'_2$  et il en est de même du point représentatif qui est alors sur le cercle

$$X^2 + Y^2 = 1, \quad Z = 0.$$

Pour  $\xi = \infty$ , la situation du système ne dépend pas de  $y'_1$  et il en est de même du point représentatif qui est alors sur l'axe des  $Z$  si  $\cos y'_2$  est négatif et à l'infini si  $\cos y'_2$  est positif.

A chaque point de l'espace correspond donc une situation du système et une seule; réciproquement, à chaque situation du système correspondent, non pas un, mais deux points de l'espace et en effet aux deux systèmes de valeurs  $(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2)$  et  $(x'_1, x'_2, y'_1 + \pi, y'_2 + \pi)$  correspondent deux points différents de l'espace, mais une seule situation du système.

Les équations (1) admettent les invariants intégraux:

$$\int (dx_1 dy_1 + dx_2 dy_2) = \int (dx'_1 dy'_1 + dx'_2 dy'_2)$$

et

$$\int dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 = \int dx'_1 dy'_1 dx'_2 dy'_2.$$

Si nous transformons cet invariant par les règles exposées dans le § 7 nous verrons que:

$$\int \frac{x'_1^2 d\xi dy'_1 dy'_2}{x'_1 \frac{dF}{dx'_1} + x'_2 \frac{dF}{dx'_2}} = \int \frac{x'_1^2 dX dY dZ}{\left( x'_1 \frac{dF}{dx'_1} + x'_2 \frac{dF}{dx'_2} \right) \xi (X^2 + Y^2)}$$

est encore un invariant intégral.

Comme  $\xi$  est essentiellement positif, la quantité sous le signe  $\int$  est de même signe que:

$$x'_1 \frac{dF}{dx'_1} + x'_2 \frac{dF}{dx'_2} = x_1 \frac{dF}{dx_1} + x_2 \frac{dF}{dx_2}.$$

Or pour  $\mu = 0$ , on trouve:

$$x_1 \frac{dF}{dx_1} + x_2 \frac{dF}{dx_2} = x_1 - \frac{1}{x_2^2}.$$

Si nous nous supposons placés dans le cas de la figure 4 et sur l'arc  $BC$ , nous devons supposer:

$$C > \frac{3}{2}, \quad x_1^2 < x_2^2, \quad 0 < x_2 < 1,$$

d'où l'on tire:

$$x_1 - \frac{1}{x_2^2} = 3x_1 - 2C < 3x_1 - 2 \cdot \frac{3}{2} = 3(x_1 - 1) < 0.$$

Ainsi  $x_1 \frac{dF}{dx_1} + x_2 \frac{dF}{dx_2}$  est toujours négatif quand  $\mu$  est nul. Il en sera encore de même quand  $\mu$  cessera d'être nul, pourvu que  $C$  soit assez différent de  $\frac{3}{2}$ .

Dans ces conditions l'intégrale:

$$\int \frac{x'^2 dX dY dZ}{\xi(X^2 + Y^2) \left( -x'_1 \frac{dF}{dx'_1} - x'_2 \frac{dF}{dx'_2} \right)}$$

est un invariant positif.

Pour  $\mu = 0$ , les équations (5) s'intègrent aisément comme on le sait et on trouve:

$$L = \text{const.}, \quad G = \text{const.}, \quad g = \text{const.}, \quad l = nt + \text{const.}$$

Les solutions ainsi obtenues sont représentées dans le mode de représentation géométrique adopté par certaines trajectoires. Ces trajectoires sont fermées toutes les fois que le moyen mouvement  $n$  est un nombre

commensurable. Elles sont tracées sur des surfaces trajectoires qui ont pour équation générale

$$\xi = \text{const.}$$

et qui sont par conséquent des surfaces de révolution fermées analogues à des tores.

Nous verrons dans la suite comment ces résultats sont modifiés quand  $\mu$  n'est plus nul.

Comme second exemple, je reprends l'équation dont j'ai déjà parlé à la fin du § 11

$$\frac{d^2\rho}{dt^2} + n^2\rho + m\rho^3 = \mu R,$$

$R$  étant une fonction de  $\rho$  et de  $t$ , holomorphe par rapport à  $\rho$  et s'annulant avec  $\rho$  et périodique par rapport à  $t$ . Cette équation peut s'écrire en reprenant les notations du paragraphe cité:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{dF}{d\sigma}, \quad \frac{d\sigma}{dt} = -\frac{dF}{d\rho}, \quad \frac{d\xi}{dt} = \frac{dF}{d\eta}, \quad \frac{d\eta}{dt} = -\frac{dF}{d\xi}$$

avec:

$$\xi = t, \quad \frac{d\rho}{dt} = \sigma, \quad F = \frac{\sigma^2}{2} + \frac{n^2\rho^2}{2} + \frac{m\rho^4}{4} - \mu \int R(\rho, \xi) d\rho + \eta$$

Posons:

$$\sigma = \sqrt{n}\sqrt{2x_1} \cos y_1, \quad \rho = \frac{1}{\sqrt{n}}\sqrt{2x_1} \sin y_1.$$

Les équations conserveront la forme canonique des équations de la dynamique et la fonction  $F$  dépendra de deux variables linéaires  $x_1$  et  $\eta$  et de deux variables angulaires  $y_1$  et  $\xi$ .

On voit aisément que quand on se donne la constante des forces vives  $C$ ,  $x_1$ ,  $y_1$  et  $\xi$ , la quatrième variable  $\eta$  est entièrement déterminée; on a en effet:

$$\eta = C - nx_1 - \frac{m}{n}x_1^2 \sin^2 y_1 + \mu \int R(\rho, \xi) d\rho.$$

Pour  $x_1 = 0$ , la situation du système ne dépend pas de  $y_1$ . Nous

pouvons donc adopter pour représenter cette situation le point dont les coordonnées sont:

$$X = \cos \xi e^{x_1 \cos y_1}, \quad Y = \sin \xi e^{x_1 \cos y_1}, \quad Z = x_1 \sin y_1.$$

A chaque situation du système correspond ainsi un point de l'espace et inversement. Il faut excepter les points à l'infini et les points de l'axe des  $Z$  qui nous donneraient  $x_1 = \infty$  et par conséquent un résultat illusoire.

Comme troisième exemple, envisageons un point mobile pesant se mouvant sur une surface parfaitement polie et dans le voisinage d'une position d'équilibre stable.

Prenons pour origine le point le plus bas de la surface; pour plan des  $xy$  le plan tangent qui sera horizontal; pour axes des  $x$  et des  $y$  les axes de l'indicatrice de façon que l'équation de la surface s'écrive:

$$z = \frac{ax^2}{2} + \frac{by^2}{2} + \mu\varphi(x, y),$$

$\varphi(x, y)$  étant un ensemble des termes du 3<sup>me</sup> degré au moins en  $x$  et en  $y$  et  $\mu$  un coefficient très petit.

Nous aurons alors en appelant  $x'$  et  $y'$  les projections de la vitesse sur les axes des  $x$  et des  $y$

$$F = \frac{x'^2}{2} + \frac{y'^2}{2} + gz,$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dF}{dx'}, \quad \frac{dy}{dt} = \frac{dF}{dy'}, \quad \frac{dx'}{dt} = -\frac{dF}{dx}, \quad \frac{dy'}{dt} = -\frac{dF}{dy}.$$

Changeons de variables en posant:

$$x = \frac{\sqrt{2x_1}}{\sqrt[4]{ga}} \cos y_1, \quad x' = \sqrt{2x_1} \sqrt[4]{ga} \sin y_1,$$

$$y = \frac{\sqrt{2x_2}}{\sqrt[4]{gb}} \cos y_2, \quad y' = \sqrt{2x_2} \sqrt[4]{gb} \sin y_2.$$

Les équations différentielles conserveront la forme canonique des équations de la dynamique. L'équation des forces vives s'écrit:

$$\sqrt{ga}x_1 + \sqrt{gb}x_2 + \mu g\varphi(x_1, x_2, y_1, y_2) = C,$$

$\varphi$  désignant la même fonction que plus haut, mais transformée par le changement de variables. Comme  $x_1$  et  $x_2$  sont essentiellement positifs (ainsi d'ailleurs que les coefficients  $a$  et  $b$ ), l'équation des forces vives montre que ces deux quantités restent toujours inférieures à une certaine limite. D'après la définition de la fonction  $\varphi$  cette fonction s'annule avec  $x_1$  et  $x_2$ , et il en est encore de même de ses dérivées partielles du 1<sup>er</sup> ordre. Nous en conclurons que  $\mu$  étant très petit, la fonction  $\mu\varphi$  et ses dérivées du 1<sup>er</sup> ordre ne pourront jamais dépasser une certaine limite supérieure très petite. Nous pouvons donc écrire:

$$\left| \mu \frac{d\varphi}{dx_1} \right| < \sqrt{\frac{a}{g}}, \quad \left| \mu \frac{d\varphi}{dx_2} \right| < \sqrt{\frac{b}{g}}.$$

Faisons maintenant  $x_2 = \xi x_1$ ; le rapport  $\xi$  sera essentiellement positif. L'équation des forces vives devient:

$$(9) \quad x_1(\sqrt{ga} + \sqrt{gb}\xi) + \mu g \varphi(x_1, \xi x_1, y_1, y_2) = C.$$

La dérivée du premier membre de (9) par rapport à  $x_1$  s'écrit:

$$\sqrt{ga} + \sqrt{gb}\xi + \mu g \frac{d\varphi}{dx_1} + \mu \xi g \frac{d\varphi}{dx_2}.$$

En vertu des inégalités (8), cette expression est toujours positive, ce qui montre que l'on peut tirer de l'équation (9)  $x_1$  en fonction uniforme de  $\xi$ ,  $y_1$  et  $y_2$ , et par conséquent que la situation du système est complètement définie par les trois variables  $y_1$ ,  $y_2$  et  $\xi$ .

Pour  $\xi = 0$  la situation ne dépend pas de  $y_1$ , pour  $\xi = \infty$  elle ne dépend pas de  $y_2$ .

Nous représenterons donc cette situation par le point:

$$X = \cos y_2 e^{\xi \cos y_1}, \quad Y = \sin y_2 e^{\xi \cos y_1}, \quad Z = \xi \sin y_1.$$

A chaque point de l'espace correspondra ainsi une situation du système et réciproquement.

Les exemples qui précédent suffiront, je pense, pour faire comprendre l'importance du problème qui va nous occuper dans ce chapitre et la façon dont on peut varier les modes de représentation géométrique.

CHAPITRE II.  
Etude des surfaces asymptotiques.

§ 16. Exposé du problème.

Reprendons les équations de la dynamique en supposant deux degrés de liberté seulement, et par conséquent quatre variables  $x_1, x_2, y_1$  et  $y_2$ . D'après ce que nous avons vu aux § 14 ces équations admettent certaines solutions particulières remarquables que nous avons appelées asymptotiques. Chacune de ces solutions asymptotiques est représentée, dans le système de représentation géométrique exposé au paragraphe précédent, par certaines courbes trajectoires. L'ensemble de ces courbes engendrent certaines surfaces que nous pouvons appeler surfaces asymptotiques et que nous nous proposons d'étudier.

Ces solutions asymptotiques peuvent se mettre sous la forme suivante:

$$(1) \quad \begin{aligned} x_1 &= \varphi_1(t, w), & x_2 &= \varphi_2(t, w), & y_1 &= n_1 t + \varphi_3(t, w), \\ & & & & & \\ & & & & y_2 &= n_2 t + \varphi_4(t, w), \end{aligned}$$

$w$  étant égal à  $Ae^{at}$ , et  $A$  étant une constante arbitraire. De plus  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  et  $\varphi_4$  sont (par rapport à  $t, w$  étant regardé un instant comme une constante) des fonctions périodiques de période  $T$  et  $n_1 T$  et  $n_2 T$  sont des multiples de  $2\pi$ .

Si entre les équations (1) on élimine  $t$  et  $w$ , il viendra:

$$(2) \quad x_1 = f_1(y_1, y_2), \quad x_2 = f_2(y_1, y_2)$$

et ces équations peuvent être regardées comme définissant nos surfaces asymptotiques. Nous avons vu ensuite que si l'on cherche à développer  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  et  $\varphi_4$  suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ , on arrive à des séries qui sont divergentes, mais que ces séries représentent néanmoins asymptotiquement ces fonctions lorsque  $\mu$  est très petit.

Je rappelle que je conviens de dire que la série

$$A_0 + A_1 x + \dots + A_p x^p + \dots$$

représente asymptotiquement la fonction  $F(x)$  pour  $x$  très petit, quand on a:

$$\lim_{x^p} \frac{F(x) - A_0 - A_1 x - \dots - A_p x^p}{x^p} = 0 \quad \text{pour } x = 0.$$

J'ai étudié dans les *Acta mathematica*, tome 8, les propriétés des séries divergentes qui représentent asymptotiquement certaines fonctions et j'ai reconnu que les règles ordinaires du calcul sont applicables à ces séries. Une égalité asymptotique, c'est à dire une égalité entre une série divergente et une fonction qu'elle représente asymptotiquement, peut subir toutes les opérations ordinaires du calcul, à l'exception de la différentiation.

Soient donc

$$\sigma_1(t, w, \sqrt{\mu}), \sigma_2(t, w, \sqrt{\mu}), \sigma_3(t, w, \sqrt{\mu}), \sigma_4(t, w, \sqrt{\mu})$$

les séries divergentes ordonnées suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$  qui représentent asymptotiquement  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$ .

Nous aurons alors les quatre égalités asymptotiques:

$$(3) \quad \begin{aligned} x_1 &= \sigma_1(t, w, \sqrt{\mu}), & x_2 &= \sigma_2(t, w, \sqrt{\mu}), \\ y_1 &= n_1 t + \sigma_3(t, w, \sqrt{\mu}), & y_2 &= n_2 t + \sigma_4(t, w, \sqrt{\mu}). \end{aligned}$$

Nous pourrons éliminer  $t$  et  $w$  entre ces égalités d'après les règles ordinaires du calcul et nous obtiendrons ainsi deux nouvelles égalités asymptotiques:

$$(4) \quad x_1 = s_1(y_1, y_2, \sqrt{\mu}), \quad x_2 = s_2(y_1, y_2, \sqrt{\mu}),$$

où  $s_1$  et  $s_2$  sont des séries divergentes ordonnées suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$  et dont les coefficients sont des fonctions de  $y_1$  et de  $y_2$ .

En général, il n'est pas permis de différentier une égalité asymptotique; mais nous avons démontré directement à la fin du § 14 que dans le cas particulier qui nous occupe, on peut différentier autant de fois que l'on veut les égalités (3), tant par rapport à  $t$  que par rapport à  $w$ .

Nous pouvons en conclure qu'il est permis également de différentier les égalités (4) autant de fois qu'on veut par rapport à  $y_1$  et à  $y_2$ .

Nous nous proposons d'étudier les surfaces asymptotiques définies

par les équations (2). Les fonctions  $x_1 = f_1$ ,  $x_2 = f_2$  qui entrent dans ces équations devront satisfaire aux équations

$$(5) \quad \begin{aligned} \frac{dF}{dx_1} \frac{dx_1}{dy_1} + \frac{dF}{dx_2} \frac{dx_1}{dy_2} + \frac{dF}{dy_1} &= 0, \\ \frac{dF}{dx_1} \frac{dx_2}{dy_1} + \frac{dF}{dx_2} \frac{dx_2}{dy_2} + \frac{dF}{dy_2} &= 0. \end{aligned}$$

Nous allons procéder par approximations successives; dans une première approximation nous prendrons pour équations des surfaces asymptotiques les équations (4) en nous arrêtant au second terme des séries (c'est à dire au terme en  $\sqrt{\mu}$ ) inclusivement. L'erreur commise sera alors du même ordre de grandeur que  $\mu$ .

Dans une seconde approximation, nous prendrons encore pour équations des surfaces asymptotiques les équations (4), mais en prenant un plus grand nombre de termes dans les séries. Nous pourrons en prendre un assez grand nombre pour que l'erreur commise soit du même ordre de grandeur que  $\mu^p$ , quelque grand que soit  $p$ .

Enfin dans une troisième approximation, nous chercherons à mettre en évidence les propriétés des équations *exactes* des surfaces asymptotiques, c'est à dire des équations (2).

Nous devons donc d'abord chercher à former directement les séries  $s_1$  et  $s_2$  des équations (4). Ces séries, substituées à la place de  $x_1$  et de  $x_2$ , doivent satisfaire formellement aux équations (5).

Nous sommes donc conduits à chercher des séries ordonnées suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ , qui satisfassent formellement aux équations (5). Les coefficients de ces séries seront des fonctions de  $y_1$  et de  $y_2$ , qui ne devront pas changer quand  $y_1$  et  $y_2$  augmenteront respectivement de  $n_1 T$  et  $n_2 T$ .

Mais nous trouverons une infinité de séries qui satisfont à ces conditions. Comment distinguer parmi celles-là, celles qui doivent entrer dans les égalités (4)? Nous avons vu plus haut que dans notre mode de représentation géométrique, la solution périodique considérée est représentée par une courbe fermée et que par cette courbe fermée, passent deux surfaces asymptotiques. On passe de l'une à l'autre en changeant  $\sqrt{\mu}$  en  $-\sqrt{\mu}$ .

Si donc dans les équations (2) on change  $\sqrt{\mu}$  en  $-\sqrt{\mu}$ , on obtient une seconde surface asymptotique qui doit couper la première.

En d'autres termes, si on considère les deux surfaces asymptotiques ainsi obtenues comme deux nappes d'une même surface, on peut dire que cette surface a une courbe double.

Soit  $s_1^p$  et  $s_2^p$  la somme des  $p$  premiers termes des séries  $s_1$  et  $s_2$ , les équations:

$$(6) \quad \begin{aligned} x_1 &= s_1^p(y_1, y_2, \sqrt{\mu}), & x_2 &= s_2^p(y_1, y_2, \sqrt{\mu}), \\ x_1 &= s_1^p(y_1, y_2, -\sqrt{\mu}), & x_2 &= s_2^p(y_1, y_2, -\sqrt{\mu}) \end{aligned}$$

représenteront deux surfaces qui différeront peu des deux nappes dont je viens de parler et qui par conséquent devront se couper.

Si l'on considère ces deux surfaces comme deux nappes d'une surface unique, on peut dire que cette surface unique présente une courbe double.

Nous verrons dans la suite que cette condition suffit pour faire distinguer les séries  $s_1$  et  $s_2$  parmi toutes les séries de même forme qui satisfont formellement aux équations (5).

### § 17. Première approximation.

Reprendons nos hypothèses ordinaires, à savoir: que quatre variables, deux linéaires  $x_1$  et  $x_2$ , deux angulaires  $y_1$  et  $y_2$  sont liées par les équations:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \frac{dF}{dy_2}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{dx_2}. \end{aligned}$$

Que la constante  $C$  des forces vives étant regardée comme une des données de la question, ces quatre variables satisfont à l'équation:

$$(2) \quad F(x_1, x_2, y_1, y_2) = C,$$

de telle façon qu'il n'y en a que trois d'indépendantes.

Que l'on a adopté un mode de représentation géométrique tel qu'à toute situation du système correspond un point représentatif et réciproquement.

Que  $F$  dépend d'un paramètre très petit  $\mu$ , de telle façon qu'on puisse développer  $F$  suivant les puissances de  $\mu$  et écrire:

$$F = F_0 + \mu F_1 + \mu^2 F_2 \dots$$

Que  $F_0$  ne dépend que de  $x_1$  et  $x_2$  et est indépendant de  $y_1$  et de  $y_2$ .

Ces conditions sont remplies dans le cas particulier du problème des trois corps qui nous a servi d'exemple au paragraphe précédent.

Supposons que pour certaines valeurs de  $x_1$  et de  $x_2$ , par exemple pour:

$$x_1 = x_1^0, \quad x_2 = x_2^0$$

les deux nombres:

$$-\frac{dF_0}{dx_1} \quad \text{et} \quad -\frac{dF_0}{dx_2}$$

(que j'appellerai pour abréger  $n_1$  et  $n_2$ ) sont commensurables entre eux.

D'après ce que nous avons vu dans le § 11 à chaque valeur commensurable du rapport  $\frac{n_1}{n_2}$  correspond une équation

$$\frac{d\psi}{d\varpi_2} = 0,$$

qui portait le n° 7 dans le paragraphe cité, et à chaque racine de cette équation (7) correspond une solution périodique des équations (1).

Nous avons vu ensuite dans le § 12 que le nombre des racines de l'équation (7) est toujours pair, que la moitié de ces racines correspond à des solutions périodiques stables et l'autre moitié à des solutions instables.

*Les équations (1) ont donc si  $\mu$  est assez petit des solutions périodiques instables.*

Chacune de ces solutions périodiques sera représentée dans le mode de représentation adopté par une courbe trajectoire fermée.

Nous avons vu au § 13 que par chacune des courbes fermées qui représentent une solution périodique instable, passent deux surfaces trajectoires dites *asymptotiques* sur lesquelles sont tracées en nombre infini des trajectoires qui vont en se rapprochant asymptotiquement de la courbe trajectoire fermée.

Les équations (1) nous conduisent donc à une infinité de surfaces trajectoires asymptotiques dont je me propose de trouver l'équation.

Voyons d'abord sous quelle forme se présente en général l'équation d'une surface trajectoire. Cette équation pourra s'écrire

$$x_1 = \Phi_1(y_1, y_2), \quad x_2 = \Phi_2(y_1, y_2),$$

$\Phi_1$  et  $\Phi_2$  étant deux fonctions de  $y_1$  et de  $y_2$  qui doivent être choisies de telle sorte que l'on ait identiquement:

$$F(\Phi_1, \Phi_2, y_1, y_2) = C.$$

Ces deux fonctions  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$ , devront d'ailleurs satisfaire à deux équations aux dérivées partielles:

$$(3) \quad \begin{aligned} \frac{dF}{dx_1} \frac{dx_1}{dy_1} + \frac{dF}{dx_2} \frac{dx_1}{dy_2} + \frac{dF}{dy_1} &= 0, \\ \frac{dF}{dx_1} \frac{dx_2}{dy_1} + \frac{dF}{dx_2} \frac{dx_2}{dy_2} + \frac{dF}{dy_2} &= 0. \end{aligned}$$

Il pourrait d'ailleurs nous suffire d'envisager la première de ces équations, car on peut en faire disparaître  $x_2$ , en remplaçant cette variable par sa valeur que l'on peut tirer de (2) en fonction de  $x_1$ , de  $y_1$  et de  $y_2$ .

Voici comment nous procéderons pour intégrer les équations (3) en supposant que  $x_1$  et  $x_2$  sont très voisins de  $x_1^0$  et de  $x_2^0$ , et que le rapport  $\frac{n_1}{n_2}$  est commensurable.

Nous supposerons que  $x_1$  et  $x_2$  sont développés selon les puissances de  $\sqrt{\mu}$  et nous écrirons:

$$(4) \quad \begin{aligned} x_1 &= x_1^0 + x_1^1 \sqrt{\mu} + x_1^2 \mu + x_1^3 \mu \sqrt{\mu} + \dots, \\ x_2 &= x_2^0 + x_2^1 \sqrt{\mu} + x_2^2 \mu + x_2^3 \mu \sqrt{\mu} + \dots, \end{aligned}$$

et nous chercherons à déterminer les fonctions  $x_i^k$  de telle façon qu'en substituant dans les équations (3) à la place de  $x_1$  et de  $x_2$  leurs valeurs (4), ces équations soient satisfaites formellement.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Si  $x_1^0$  et  $x_2^0$  étaient choisis de telle sorte que le rapport  $\frac{n_1}{n_2}$  soit incommensurable,

Si dans  $F$  nous substituons à la place de  $x_1$  et de  $x_2$  leurs valeurs (4),  $F$  deviendra développable suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$  et on pourra écrire

$$F = H_0 + \sqrt{\mu}H_1 + \mu H_2 + \mu\sqrt{\mu}H_3 + \dots$$

On voit d'ailleurs sans peine que:

$$\begin{aligned} H_0 &= F_0(x_1^0, x_2^0), \\ H_1 &= x_1^1 \frac{dF_0}{dx_1^0} + x_2^1 \frac{dF_0}{dx_2^0} = -n_1 x_1^1 - n_2 x_2^1, \\ H_2 &= F_1(x_1^0, x_2^0, y_1, y_2) \\ &+ \left[ (x_1^1)^2 \frac{d^2F_0}{(dx_1^0)^2} + 2x_1^1 x_2^1 \frac{d^2F_0}{dx_1^0 dx_2^0} + (x_2^1)^2 \frac{d^2F_0}{(dx_2^0)^2} \right] - n_1 x_1^2 - n_2 x_2^2, \\ &\dots \end{aligned}$$

et plus généralement:

$$H_k = \theta_k - [Lx_1^k x_2^{k-1} + M(x_1^k x_2^{k-1} + x_2^k x_1^{k-1}) + Nx_2^k x_1^{k-1}] - n_1 x_1^k - n_2 x_2^k,$$

$\theta_k$  ne dépendant que de  $y_1, y_2, x_1^0, x_1^1, \dots, x_1^{k-2}, x_2^0, x_2^1, \dots, x_2^{k-2}$ , et en posant pour abréger

$$L = -\frac{d^2F_0}{(dx_1^0)^2}, \quad M = -\frac{d^2F_0}{dx_1^0 dx_2^0}, \quad N = -\frac{d^2F_0}{(dx_2^0)^2}.$$

La première des équations (3) nous donne alors, en égalant les puissances semblables de  $\sqrt{\mu}$ , une suite d'équations qui nous permettront de déterminer successivement  $x_1^0, x_1^1, x_1^2, \dots, x_1^k$ .

Nous pouvons toujours supposer que  $n_2 = 0$ . Car si cela n'avait pas lieu nous poserions:

$$\begin{aligned} x_1'' &= ax_1 + bx_2, & y_1'' &= dy_1 - cy_2, \\ x_2'' &= cx_1 + dx_2, & y_2'' &= -by_1 + ay_2, \end{aligned}$$

on pourrait se contenter de développer  $x_1$  et  $x_2$  suivant les puissances de  $\mu$  (et non de  $\sqrt{\mu}$ ). On arriverait ainsi à des séries, qui à la vérité ne seraient pas convergentes au sens géométrique du mot, mais qui comme celles de M. LINDSTEDT pourraient rendre des services dans certains cas.

$a, b, c, d$  étant quatre nombres entiers tels que

$$ad - bc = 1.$$

Après ce changement de variables les équations conservent la forme canonique.

La fonction  $F$  qui est périodique de période  $2\pi$  par rapport à  $y_1$  et à  $y_2$ , est encore périodique de période  $2\pi$  par rapport à  $y'_1$  et à  $y'_2$ . Le changement de variables n'a donc pas altéré la forme des équations (1).

Les nombres  $n_1$  et  $n_2$  sont remplacés par deux nouveaux nombres  $n''_1$  et  $n''_2$  qui jouent par rapport aux équations transformées le même rôle que  $n_1$  et  $n_2$  par rapport aux équations primitives et l'on a:

$$\begin{aligned} n''_1 &= dn_1 - cn_2, \\ n''_2 &= -bn_1 + an_2. \end{aligned}$$

Mais le rapport de  $n_1$  à  $n_2$  étant commensurable par hypothèse, il est toujours possible de choisir les quatre entiers  $a, b, c, d$  de telle sorte que

$$n''_2 = -bn_1 + an_2 = 0.$$

Nous pouvons donc, sans restreindre la généralité, supposer que  $n_2$  soit nul; c'est ce que nous ferons jusqu'à nouvel ordre.

Nous supposerons en même temps  $n_1 T = 2\pi$ .

Si après cette simplification, nous égalons les coefficients de  $\sqrt{\mu}$  dans les deux membres des deux équations (3) il viendra

$$(5) \quad -n_1 \frac{dx_1^1}{dy_1} = -n_1 \frac{dx_2^1}{dy_1} = 0$$

ce qui montre que  $x_1^1$  et  $x_2^1$  ne dépendent que de  $y_2$ .

Egalons maintenant les coefficients de  $\mu$  dans les deux membres de la première des équations (3), il viendra, en tenant compte des équations (5):

$$(6) \quad -n_1 \frac{dx_1^2}{dy_1} - (Mx_1^1 + Nx_2^1) \frac{dx_1^1}{dy_2} + \frac{dF_1}{dy_1} = 0.$$

Nous nous proposerons dans ce qui va suivre de déterminer les fonctions  $x_i^k$  de telle façon que ce soient des fonctions périodiques de  $y_1$ , qui ne doivent pas être altérées quand,  $y_2$  conservant la même valeur,  $y_1$  augmentera de  $2\pi$ .

Nos fonctions pourront alors être développées en séries trigonométriques suivant les sinus et cosinus des multiples de  $y_1$ . Nous conviendrons de représenter par la notation

$$[U]$$

le terme tout connu dans le développement de la fonction périodique  $U$ , suivant les lignes trigonométriques de  $y_1$  et de ses multiples. Dans ces conditions on aura:

$$\left[ \frac{dU}{dy_1} \right] = o,$$

et je puis écrire

$$\left[ (Mx_1^1 + Nx_2^1) \frac{dx_1^1}{dy_1} \right] = o,$$

$$\left[ (Mx_1^1 + Nx_2^1) \frac{dx_2^1}{dy_1} \right] = \left[ \frac{dF_1}{dy_1} \right].$$

Comme  $x_1^1$  et  $x_2^1$  ne dépendent pas de  $y_1$ , je puis écrire plus simplement:

$$(7) \quad \frac{dx_1^1}{dy_1} = o, \quad (Mx_1^1 + Nx_2^1) \frac{dx_2^1}{dy_1} = \left[ \frac{dF_1}{dy_1} \right].$$

La première de ces équations montre que  $x_1^1$  se réduit à une constante. Quant à la seconde, elle est facile à intégrer. On a en effet:

$$\left[ \frac{dF_1}{dy_1} \right] = \frac{d[F_1]}{dy_1},$$

ce qui nous donne pour l'intégrale de l'équation (7)

$$(8) \quad Mx_1^1 x_2^1 + \frac{N}{2} (x_2^1)^2 = [F_1] + C_1,$$

$C_1$  désignant une constante d'intégration.

Mais si nous regardons la constante des forces vives  $C$  comme une des données de la question, nous ne pouvons plus considérer les deux constantes  $x_1^1$  et  $C_1$  comme arbitraires. On doit avoir en effet identiquement

$$F = H_0 + \sqrt{\mu} H_1 + \mu H_2 + \mu \sqrt{\mu} H_3 + \dots = C$$

ou

$$H_0 = C, \quad H_1 = o, \quad H_2 = o, \quad \dots$$

ou:

$$F_0(x_1^0, x_2^0) = C, \quad -n_1 x_1^1 = o, \quad \dots$$

Ainsi la constante  $x_1^1$  est nulle, ce qui apporte de nouvelles simplifications dans nos équations.

L'équation (8) devient en effet

$$x_2^1 = \sqrt{\frac{2}{N}}([F_1] + C_1).$$

Nous nous contenterons dans ce paragraphe d'écrire et de discuter les équations de nos surfaces trajectoires en négligeant les termes en  $\mu$  et ne tenant compte que des termes en  $\sqrt{\mu}$ .

Nous supposerons donc que  $x_1$  et  $x_2$  sont définis en fonction de  $y_1$  et de  $y_2$ , par les équations suivantes:

$$\begin{aligned} x_1 &= x_1^0 + \sqrt{\mu} x_1^1 = x_1^0, \\ x_2 &= x_2^0 + \sqrt{\mu} x_2^1 = x_2^0 + \sqrt{\frac{2\mu}{N}([F_1] + C_1)}. \end{aligned}$$

D'après cela,  $x_1$  serait une constante et  $x_2$  une fonction de  $y_2$  seulement, indépendante de  $y_1$ .

Revenons à notre premier exemple du § 15. Ce que nous dirons s'appliquerait également aux deux autres exemples, mais c'est sur le premier que je veux insister parce que c'est un cas particulier du problème des trois corps.

Nous avons vu que l'on pouvait représenter la situation du système par le point  $P$  qui a pour coordonnées rectangulaires:

$$\cos y'_1 e^{\xi \cos y'_2} \sin y'_1 e^{\xi \cos y'_2}, \xi \sin y'_2,$$

où

$$y'_1 = \frac{1}{2}(y_1 + y_2), \quad y'_2 = \frac{1}{2}(y_1 - y_2), \quad \xi = \frac{x_2 - x_1}{x_2 + x_1} = \frac{L - G}{L + G} = \frac{-n_2}{x'_1},$$

$$y_1 = g - t, \quad y_2 = l.$$

Nous avions observé de plus que les variables

$$x'_1 = x_1 + x_2, \quad x'_2 = x_1 - x_2$$

forment avec  $y'_1$  et  $y'_2$  un système de variables canoniques.

Nous pouvons donc regarder  $\xi$ ,  $y'_1$  et  $y'_2$  comme un système particulier de coordonnées définissant la position du point  $P$  dans l'espace, de sorte que toute relation entre  $\xi$ ,  $y'_1$ ,  $y'_2$  est l'équation d'une surface.

Mais ensuite, nous avons dû faire un autre changement de variables.

Nous avons posé:

$$\begin{aligned} x''_1 &= ax_1 + dx_2, & y''_1 &= dy_1 - cy_2, \\ x''_2 &= cx_1 + dx_2, & y''_2 &= -by_1 + ay_2, \end{aligned}$$

en choisissant les nombres entiers  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  de façon à annuler le nombre que nous avons appelé  $n''_2$ .

Après ce changement de variables, nous avons supprimé les accents devenus inutiles et nous avons restitué le nom de  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $y_1$ ,  $y_2$  à nos nouvelles variables indépendantes  $x'_1$ ,  $x'_2$ ,  $y'_1$  et  $y'_2$ .

En conséquence, les variables que nous avons appelées  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $y_1$  et  $y_2$  dans tout le calcul qui précède, et auxquelles nous conserverons désormais ce nom, ne sont pas les mêmes que celles que nous avions désignées par les mêmes lettres dans le premier exemple du § 15, c'est à dire  $G$ ,  $L$ ,  $g - t$  et  $l$ .

Il est clair que notre nouvel  $y_1$  et notre nouvel  $y_2$  sont des fonctions linéaires de:

$$y'_1 = \frac{1}{2}(g - t + l) \quad \text{et de} \quad y'_2 = \frac{1}{2}(g - t - l)$$

et que le rapport du nouvel  $x_2$  au nouvel  $x_1$  est une fonction linéaire et fractionnaire de  $\xi$ .

Nous devons conclure de là que l'on peut définir complètement la position du point  $P$  dans l'espace par le nouvel  $y_1$ , le nouvel  $y_2$  et le rapport du nouvel  $x_2$  au nouvel  $x_1$  de telle façon que toute relation entre  $y_1$ ,  $y_2$  et  $\frac{x_2}{x_1}$  est l'équation d'une surface.

Que ce système particulier de coordonnées est tel que l'on peut augmenter  $y_1$  ou  $y_2$  d'un multiple de  $2\pi$  sans que le point  $P$  change.

L'équation approximative de nos surfaces trajectoires, en négligeant les termes en  $\mu$  sera:

$$(9) \quad \frac{x_2}{x_1} = \frac{x_2^0 + x_2^1 \sqrt{\mu}}{x_1^0 + x_1^1 \sqrt{\mu}} = \frac{x_2^0}{x_1^0} + \frac{\sqrt{\mu}}{x_1^0} \sqrt{\frac{2}{N} ([F_1] + C_1)}.$$

Nous nous proposons tout d'abord de construire les surfaces représentées par cette équation approximative (9).

Observons d'abord que  $y_1 = 0$  est l'équation d'une certaine surface  $S$  et que la portion de cette surface qui nous sera utile est une portion de surface sans contact.

En effet il suffit de montrer que l'on a:

$$\frac{dy_1}{dt} \neq 0.$$

Or il en est évidemment ainsi, car si l'on pose

$$F = F_0 + \mu F_1 + \mu^2 F_2 + \dots$$

il vient:

$$\frac{dy_1}{dt} = n_1 - \mu \frac{dF_1}{dx_1} - \mu^2 \frac{dF_2}{dx_1} + \dots$$

Le paramètre  $\mu$  étant très petit,  $\frac{dy_1}{dt}$  est de même signe que  $n_1$  et  $n_1$  est une constante qui est toujours de même signe.

Donc  $\frac{dy_1}{dt}$  est toujours de même signe et ne peut s'annuler.

C. Q. F. D.

La position d'un point  $P$  sur la surface  $S$  sera définie par les deux autres coordonnées  $y_2$  et  $\frac{x_2}{x_1}$ ; ce système de coordonnées est tout à fait analogue aux coordonnées polaires, c'est à dire que les courbes:

$$\frac{x_2}{x_1} = \text{const.}$$

sont des courbes fermées concentriques et que le point  $P$  ne change pas quand l'autre coordonnée  $y_2$  augmente de  $2\pi$ .

Reprendons les surfaces définies par l'équation (9) et étudions leurs intersections avec la portion de surface  $S$  qui a pour équation  $y_1 = 0$ .

Je remarque d'abord que  $\sqrt{\mu}$  étant très petit, ces intersections différeront fort peu des courbes  $\frac{x_2}{x_1} = \text{const.}$

Mais pour étudier plus complètement la forme de ces courbes d'intersection, il faut d'abord rechercher quelles sont les propriétés de la fonction

$$[F_1].$$

Revenons aux notations du § 11. Dans ce paragraphe nous avons posé:

$$F_1 = \sum A \sin(m_1 y_1 + m_2 y_2 + m_3 y_3 + h),$$

$A$  et  $h$  étant des fonctions de  $x_1^0, x_2^0, x_3^0$ ; comme nous n'avons plus ici que deux degrés de liberté, j'écrirai simplement:

$$F_1 = \sum A \sin(m_1 y_1 + m_2 y_2 + h).$$

En faisant ensuite:

$$y_1 = n_1 t, \quad y_2 = n_2 t + \bar{\omega}_2, \quad \omega = (n_1 m_1 + n_2 m_2) t + m_2 \bar{\omega}_2 + h,$$

nous trouvions:

$$F_1 = \sum A \sin \omega.$$

Je posais ensuite:

$$\psi = S A \sin \omega,$$

la sommation indiquée par le signe  $S$  s'étendant à tous les termes tels que:

$$m_1 n_1 + m_2 n_2 = 0;$$

d'où

$$\omega = m_2 \bar{\omega}_2 + h.$$

Dans le cas qui nous occupe,  $n_2$  est nul; la condition  $m_1 n_1 + m_2 n_2 = 0$  se réduit à  $m_1 = 0$  et on a  $y_2 = \bar{\omega}_2$ ; il vient donc:

$$\psi = S A \sin(m_2 \bar{\omega}_2 + h) = S A \sin(m_2 y_2 + h).$$

D'après la définition de  $[F_1]$ , il suffit pour obtenir cette quantité de supprimer dans l'expression de  $F_1$  tous les termes où  $m_1$  n'est pas nul; il vient donc:

$$[F_1] = SA \sin(m_2 y_2 + h) = \phi.$$

Ainsi la fonction que nous appelons ici  $[F_1]$  est la même que nous désignions par  $\phi$  dans la 1<sup>re</sup> partie.

$[F_1]$  est par conséquent une fonction périodique de  $y_2$  et cette fonction est finie; elle doit donc passer au moins par un maximum et par un minimum.

Nous supposerons pour fixer les idées que  $[F_1]$  varie de la façon suivante quand  $y_2$  varie depuis 0 jusqu'à  $2\pi$ .

Pour  $y_2 = 0$   $[F_1]$  passe par un maximum égal à  $\varphi_1$ .

Pour  $y_2 = \eta_1$   $[F_1]$  passe par un minimum égal à  $\varphi_2$ .

Pour  $y_2 = \eta_2$   $[F_1]$  passe par un maximum égal à  $\varphi_3$ .

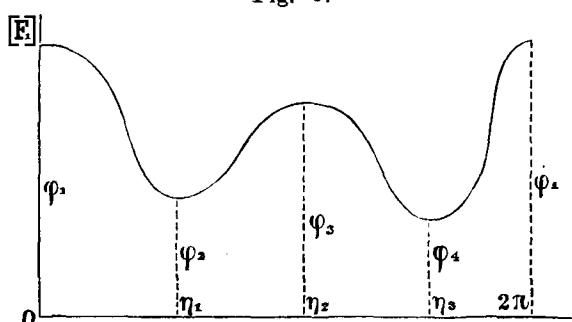
Pour  $y_2 = \eta_3$   $[F_1]$  passe par un minimum égal à  $\varphi_4$ .

Pour  $y_2 = 2\pi$   $[F_1]$  reprend la valeur  $\varphi_1$ .

$$\varphi_1 > \varphi_2 > \varphi_3 > \varphi_4.$$

Ces hypothèses peuvent être représentées par la courbe suivante dont l'abscisse est  $y_2$  et l'ordonnée  $[F_1]$ :

Fig. 6.



Ayant ainsi fixé les idées, je puis construire les courbes

$$y_1 = 0, \quad \frac{x_2}{x_1} = \frac{x_2^0}{x_1^0} + \sqrt{\frac{\mu}{N}} \sqrt{\frac{2}{N} ([F_1] + C_1)}.$$

Nous verrons que selon la valeur de la constante d'intégration  $C_1$ , ces courbes affecteront des formes différentes.

Dans la figure (7), j'ai représenté par un trait plein ——— les deux courbes  $C_1 = -\varphi_4$  et  $C_1 = -\varphi_2$ ; ces deux courbes ont chacune un point double dont les coordonnées sont respectivement:

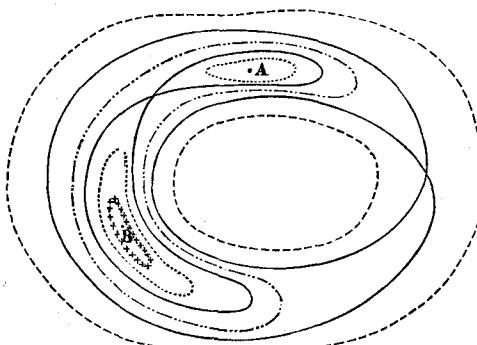
$$\frac{x_2}{x_1} = \frac{x_2^0}{x_1^0}, \quad y_2 = \eta_3$$

et:

$$\frac{x_2}{x_1} = \frac{x_2^0}{x_1^0}, \quad y_2 = \eta_1.$$

J'ai représenté par un trait pointillé ----- les deux branches d'une courbe correspondant à une valeur de  $C_1 > -\varphi_4$ .

Fig. 7.



J'ai représenté par le trait mixte ..... une courbe correspondant à une valeur de  $C_1$  comprise entre  $-\varphi_2$  et  $-\varphi_4$ .

J'ai représenté par le trait ponctué ..... les deux branches d'une courbe correspondant à une valeur de  $C_1$  comprise entre  $-\varphi_2$  et  $-\varphi_3$ .

Pour  $C_1 = -\varphi_3$  l'une de ces deux branches se réduit à un point représenté sur la figure en  $A$ ,  $\frac{x_2}{x_1} = \frac{x_2^0}{x_1^0}$ ,  $y_2 = \eta_2$ ; l'autre branche est représentée sur la figure par le trait  $\times \times \times \times \times$ .

Pour  $C_1$  compris entre  $-\varphi_3$  et  $-\varphi_1$ , cette seconde branche subsiste

seule; pour  $C_1 = -\varphi_1$ , elle se réduit à son tour à un point représenté en  $B$  sur la figure et ayant pour coordonnées:

$$\frac{x_2}{x_1} = \frac{x_2^0}{x_1^0}, \quad y_2 = 0.$$

Enfin pour  $C_1 < -\varphi_1$ , la courbe devient tout entière imaginaire.

Les surfaces définies par l'équation (1) ont une forme générale qu'il est aisé de déduire de celle des courbes que nous venons de construire.

Considérons en effet une quelconque de ces courbes et par tous ses points faisons passer une des lignes dont l'équation générale est:

$$y_2 = \text{const.}; \quad \frac{x_2}{x_1} = \text{const.}$$

L'ensemble des lignes ainsi construites constituera une surface fermée qui sera précisément l'une des surfaces définies par l'équation (9).

On voit par là que ces surfaces seront en général des surfaces fermées triplement connexes (c'est à dire ayant mêmes connexions que le tore).

Pour  $C_1 > -\varphi_4$  ou pour  $C_1$  compris entre  $-\varphi_2$  et  $-\varphi_3$  on trouve deux pareilles surfaces, intérieures l'une à l'autre dans le premier cas, extérieures l'une à l'autre dans le second.

Pour  $C_1$  compris entre  $-\varphi_3$  et  $-\varphi_1$ , ou entre  $-\varphi_2$  et  $-\varphi_4$  on n'a plus qu'une seule surface triplement connexe; enfin pour  $C_1 < -\varphi_1$  la surface cesse complètement d'exister.

Passons aux quatre surfaces remarquables:

$$C = -\varphi_1, -\varphi_2, -\varphi_3 \text{ et } -\varphi_4.$$

Les surfaces  $C_1 = -\varphi_2$  et  $C_1 = -\varphi_4$  présentent une courbe double et ont mêmes connexions que la surface engendrée par la révolution d'un limaçon de PASCAL à point double ou d'une lemniscate, autour d'un axe qui ne rencontre pas la courbe.

La surface  $C_1 = -\varphi_3$  se réduit à une seule surface fermée triplement connexe et à une courbe fermée isolée; enfin la surface  $C_1 = -\varphi_1$  se réduit à une courbe fermée isolée.

Dans le § 11 nous avons envisagé l'équation:

$$\frac{d\phi}{d\varpi_2} = 0$$

qui portait le n° 7 dans ce paragraphe; nous avons vu qu'à chacune des racines de cette équation correspond une solution périodique. Mais dans le cas qui nous occupe, et d'après une remarque que nous venons de faire, cette équation peut s'écrire:

$$\frac{[dF_1]}{dy_2} = 0,$$

de telle sorte que les solutions périodiques correspondront aux maxima et aux minima de  $[F_1]$ . Dans le cas actuel, ces maxima, de même que les minima, seront au nombre de deux.

Nous aurons donc deux solutions périodiques instables correspondant aux deux courbes doubles des surfaces  $C_1 = -\varphi_2$  et  $-\varphi_4$  et deux solutions périodiques stables, correspondant aux deux courbes fermées isolées des surfaces  $C_1 = -\varphi_3$  et  $-\varphi_1$ .

Quelles sont parmi ces surfaces, celles qui diffèrent peu des surfaces asymptotiques et les représentent en première approximation? D'après ce que nous avons vu au § 16, ce seront celles d'entre elles qui présentent une courbe double, c'est à dire les surfaces  $C_1 = -\varphi_4$  et  $C_1 = -\varphi_2$ .

### § 18. Deuxième approximation.

Reprendons les équations (1) du paragraphe précédent et les hypothèses faites au début de ce paragraphe; écrivons:

$$\begin{aligned} x_1 &= x_1^0 + x_1^1 \sqrt{\mu} + x_1^2 \mu + x_1^3 \mu \sqrt{\mu} + \dots, \\ x_2 &= x_2^0 + x_2^1 \sqrt{\mu} + x_2^2 \mu + x_2^3 \mu \sqrt{\mu} + \dots; \end{aligned}$$

imaginons que les coefficients de ces deux développements soient des fonctions de  $y_1$  et de  $y_2$  et cherchons à déterminer ces coefficients de façon que ces équations soient compatibles avec les équations différentielles (1) du paragraphe précédent, c'est à dire que l'on ait:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dF}{dx_1} \frac{dx_1}{dy_1} + \frac{dF}{dx_2} \frac{dx_1}{dy_2} + \frac{dF}{dy_1} &= 0, \\ \frac{dF}{dx_1} \frac{dx_2}{dy_1} + \frac{dF}{dx_2} \frac{dx_2}{dy_2} + \frac{dF}{dy_2} &= 0. \end{aligned}$$

C'est là le problème que nous nous sommes proposé plus haut.

Ce problème peut être présenté sous une autre forme (en se plaçant au point de vue des *Vorlesungen über Dynamik*).

Si  $x_1$  et  $x_2$  sont deux fonctions de  $y_1$  et de  $y_2$  satisfaisant aux équations (1), l'expression:

$$x_1 dy_1 + x_2 dy_2$$

devra être une différentielle exacte. Si donc nous posons:

$$dS = x_1 dy_1 + x_2 dy_2,$$

$S$  sera une fonction de  $y_1$  et de  $y_2$  qui sera définie par l'équation aux dérivées partielles:

$$(2) \quad F\left(\frac{dS}{dy_1}, \frac{dS}{dy_2}, y_1, y_2\right) = C.$$

$S$  pourra se développer suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$  et l'on aura:

$$(3) \quad S = S_0 + S_1 \sqrt{\mu} + S_2 \mu + S_3 \mu \sqrt{\mu} + \dots$$

$S_0, S_1, \dots, S_k, \dots$  seront des fonctions de  $y_1$  et de  $y_2$  et on aura:

$$\frac{dS_k}{dy_1} = x_1^k, \quad \frac{dS_k}{dy_2} = x_2^k.$$

Je rappelle maintenant quelles conditions nous avons imposées dans le paragraphe précédent, aux fonctions  $x_1^k$  et  $x_2^k$ ; nous avons supposé d'abord que  $x_1^0$  et  $x_2^0$  devaient être des constantes. On a alors

$$S_0 = x_1^0 y_1 + x_2^0 y_2.$$

Si nous appelons ensuite  $n_1$  et  $n_2$  les valeurs de  $-\frac{dF_0}{dx_1}$  et  $-\frac{dF_0}{dx_2}$  pour  $x_1 = x_1^0, x_2 = x_2^0$ , ces quantités  $n_1$  et  $n_2$  seront encore des constantes. L'analyse qui va suivre s'applique au cas où le rapport  $\frac{n_1}{n_2}$  est commensurable. Dans ce cas on peut toujours, comme nous l'avons vu, supposer  $n_2 = 0$ ; c'est ce que nous ferons désormais, comme nous l'avons fait dans le paragraphe précédent.

Nous avons supposé en outre dans ce paragraphe que  $x_1^k$  et  $x_2^k$  sont des fonctions périodiques de  $y_1$  qui ne changent pas de valeur quand on change  $y_1$  et  $y_2$  en  $y_1 + 2\pi$  et  $y_2$ .

Il résulte de là que  $\frac{dS_k}{dy_1}$  et  $\frac{dS_k}{dy_2}$  sont des fonctions périodiques par rapport à  $y_1$  et qu'on peut écrire:

$$(4) \quad S_k = \frac{\lambda_k}{n_1} y_1 + S'_k,$$

$\lambda_k$  étant une constante et  $S'_k$  une fonction périodique de  $y_1$ .

Supposons que dans le premier membre de l'équation (2)

$$F\left(\frac{dS}{dy_1}, \frac{dS}{dy_2}, y_1, y_2\right)$$

on remplace  $S$  par son développement (3); on verra que  $F$  deviendra développable suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$  et qu'on aura, ainsi qu'on l'a vu dans le paragraphe précédent:

$$F = H_0 + H_1 \sqrt{\mu} + H_2 \mu + H_3 \mu \sqrt{\mu} + \dots,$$

les  $H$  étant des fonctions de  $y_1$ , de  $y_2$ , et des dérivées partielles de  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$ , etc.

On voit d'ailleurs que  $H_0$  dépendra seulement de  $S_0$ ,  $H_1$  de  $S_0$  et  $S_1$ ,  $H_2$  de  $S_0$ ,  $S_1$  et  $S_2$ ,  $H_3$  de  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  etc.

On trouve d'ailleurs:

$$\begin{aligned} H_0 &= F_0(x_1^0, x_2^0) = C, \\ H_1 &= -n_1 \frac{dS_1}{dy_1}, \\ H_2 &= -n_1 \frac{dS_2}{dy_1} + \Delta S_1 + K_2, \\ H_3 &= -n_1 \frac{dS_3}{dy_1} + 2\Delta S_2 + K_3, \\ &\dots \\ H_p &= -n_1 \frac{dS_p}{dy_1} + 2\Delta S_{p-1} + K_p, \end{aligned}$$

où l'on a posé pour abréger:

$$\Delta S_p = \frac{1}{2} \left[ \frac{d^2 F_0}{(dx_1^0)^2} x_1^1 x_1^p + \frac{d^2 F_0}{dx_1^0 dx_2^0} (x_1^1 x_2^p + x_2^1 x_1^p) + \frac{d^2 F_0}{(dx_2^0)^2} x_2^1 x_2^p \right]$$

et où  $K_p$  ne dépend que de  $S_0, S_1, \dots$ , jusqu'à  $S_{p-2}$ .

Cela posé, pour déterminer par récurrence les fonctions  $S_p$ , nous aurons les équations suivantes:

$$H_0 = C, \quad H_1 = o, \quad H_2 = o, \dots, \quad H_p = o.$$

Si l'on supposait que les fonctions  $S_0, S_1, \dots, S_{p-1}$  fussent entièrement connues, l'équation

$$H_p = o$$

ou

$$(5) \quad n_1 \frac{dS_p}{dy_1} = 2\Delta S_{p-1} + K_p$$

déterminerait la fonction  $S_p$  à une fonction arbitraire près de  $y_2$ .

Mais ce n'est pas tout à fait ainsi que la question se présente.

Supposons que l'on connaisse complètement

$$S_0, S_1, \dots, S_{p-2}$$

et que l'on connaisse  $S_{p-1}$  à une fonction arbitraire près de  $y_2$ .

Par hypothèse les dérivées de  $S_0, S_1, \dots, S_{p-2}, S_{p-1}$  sont des fonctions périodiques de  $y_1$ ; donc  $K_p$  et  $\Delta S_{p-1}$  seront des fonctions périodiques de  $y_1$ .

Désignons par  $[U]$  comme nous l'avons fait dans le paragraphe précédent la valeur moyenne de  $U$  qui est une fonction périodique de  $y_1$ .

$S_p$  doit être de la forme (4); nous en concluons que:

$$\left[ \frac{dS_p}{dy_1} \right]$$

doit être une constante  $\frac{\lambda_p}{n_1}$  indépendante de  $y_2$ , de sorte que l'équation (5) nous donne:

$$(6) \quad 2[\Delta S_{p-1}] + [K_p] = \lambda_p,$$

et cette équation déterminera complètement  $S_{p-1}$  (si l'on suppose que l'on se donne, soit arbitrairement, soit suivant une loi quelconque, la constante  $\lambda_p$ ).

Nous trouvons d'abord l'équation:

$$H_1 = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{dS_1}{dy_1} = 0$$

qui nous montre que  $S_1$  est une fonction arbitraire de  $y_2$ .

Nous en déduirons:

$$2\Delta S_p = -M \frac{dS_1}{dy_2} \frac{dS_p}{dy_1} - N \frac{dS_1}{dy_2} \frac{dS_p}{dy_2}$$

(nous posons pour abréger:

$$-M = \frac{d^2 F_0}{dx_1^0 dx_2^0}, \quad -N = \frac{d^2 F_0}{(dx_2^0)^2}$$

comme nous l'avons fait dans le paragraphe cité).

L'équation que nous trouvons ensuite en égalant à 0 la valeur moyenne de  $H_2$  est la suivante:

$$[\Delta S_1] + [K_2] = \lambda_2.$$

Or

$$\Delta S_1 = -\frac{N}{2} \left( \frac{dS_1}{dy_2} \right)^2 = [\Delta S_1].$$

D'autre part:

$$K_2 = F_1(x_1^0, x_2^0, y_1, y_2).$$

$\lambda_2$  est une constante qui, ainsi qu'il est aisément de le voir, est précisément celle que nous avons appelée  $-C_1$  dans le paragraphe cité.

Il vient donc:

$$\frac{dS_1}{dy_2} = \sqrt{\frac{2}{N} ([F_1] + C_1)}.$$

$S_1$  est ainsi entièrement déterminé à une constante près; mais nous pouvons laisser cette constante de côté, elle ne joue en effet aucun rôle puisque les fonctions  $S$  n'entrent que par leurs dérivées.

L'équation (6) devient ensuite:

$$(7) \quad \left[ N \frac{dS_1}{dy_2} \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right] = -\lambda_p - M \left[ \frac{dS_1}{dy_2} \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] + [K_p].$$

Dans le second membre tout est connu;  $K_p$  ne dépend que de  $S_0$ ,  $S_1, \dots, S_{p-2}$ ;  $\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$  est connu puisque  $S_{p-1}$  est supposée déterminée à une fonction arbitraire près de  $y_2$ .

D'autre part  $\frac{dS_1}{dy_1}$  est indépendant de  $y_1$ ; le premier membre peut donc s'écrire:

$$N \frac{dS_1}{dy_1} \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right],$$

de sorte que l'équation (7) nous donnera  $\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$  en fonction de  $y_2$ . Nous connaîtrons donc  $[S_{p-1}]$  à une constante près et cette constante qui ne joue aucun rôle peut être laissée de côté.

Nous connaissons d'une part  $S_{p-1}$  à une fonction arbitraire près de  $y_2$ ; d'autre part nous connaissons  $[S_{p-1}]$  en fonction de  $y_2$ ; donc  $S_{p-1}$  est entièrement déterminé.

La constante  $C_1$  joue un rôle prépondérant. Supposons d'abord qu'elle soit supérieure à la valeur que nous avons appelée  $-\varphi_4$  dans les paragraphes cités et par conséquent que  $[F_1] + C_1$  soit toujours positif et  $\frac{dS_1}{dy_1}$  toujours réel et je pourrai ajouter toujours positif parce que je suis libre de prendre le signe + devant le radical.

Je dis que dans ce cas, on peut choisir arbitrairement les constantes  $\lambda$  et que  $\frac{dS_p}{dy_1}$  et  $\frac{dS_p}{dy_2}$  sont des fonctions périodiques non seulement de  $y_1$ , mais encore de  $y_2$ . ( $S_p$  est alors de la forme

$$S_p = \lambda_p y_1 + \mu_p y_2 + S''_p,$$

$\lambda_p$  et  $\mu_p$  étant des constantes pendant que  $S''_p$  est périodique de période  $2\pi$  tant par rapport à  $y_1$  que par rapport à  $y_2$ .)

En effet, supposons que cela soit vrai pour:

$$\frac{dS_1}{dy_1}, \frac{dS_1}{dy_2}, \frac{dS_2}{dy_1}, \frac{dS_2}{dy_2}, \dots, \frac{dS_{p-2}}{dy_1}, \frac{dS_{p-2}}{dy_2}, \frac{dS_{p-1}}{dy_1};$$

je dis que cela sera vrai encore pour  $\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$  et  $\frac{dS_p}{dy_1}$ .

En effet, nous avons par hypothèse:

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_1} = \sum A_{m_1 m_2} \cos(m_1 y_1 + m_2 y_2 + \alpha),$$

les  $A$  et les  $\alpha$  étant des constantes,  $m_1$  et  $m_2$  étant des entiers.

On aura ensuite par définition

$$\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] = \sum_{m_2=0}^{m_2=\infty} A_{0, m_2} \cos(m_2 y_2 + \alpha).$$

Mais on doit avoir

$$2[\Delta S_{p-2}] + [K_{p-1}] = \lambda_{p-1}$$

et par conséquent:

$$\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] = \frac{\lambda_{p-1}}{n_1},$$

$\lambda_{p-1}$  étant une constante; on en conclut que:

$$A_{0, m_2} = 0 \text{ pour } m_2 \neq 0, \quad A_{0, 0} = \frac{\lambda_{p-1}}{n_1}.$$

Il vient ainsi

$$S_{p-1} = \frac{\lambda_{p-1}}{n_1} y_1 + \sum A_{m_1, m_2} \frac{\sin(m_1 y_1 + m_2 y_2 + \alpha)}{m_1} + [S_{p-1}],$$

$m_1$  et  $m_2$  prenant toujours sous le signe  $\Sigma$  toutes les valeurs entières telles que  $m_1 \neq 0$ .

Ainsi, pour que  $S_{p-1}$  soit de la forme voulue, il suffit que:

$$\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right]$$

soit une fonction périodique de  $y_2$ . Or  $\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right]$  est défini par l'équation:

$$N \frac{dS_1}{dy_2} \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right] = -\lambda_p - M \frac{dS_1}{dy_2} \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] + [K_p].$$

$K_p$  ne dépendant que de  $S_1, S_2, \dots, S_{p-2}$  sera périodique en  $y_2$ .

$\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$  est une constante  $\frac{\lambda_{p-1}}{n_1}$ ; de plus  $\frac{dS_1}{dy_2}$  est une fonction périodique de  $y_2$ , qui ne s'annule jamais.

Il en résulte que  $\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right]$  peut être développé suivant les sinus et les cosinus des multiples de  $y_2$ .

On a ensuite:

$$n_1 \frac{dS_p}{dy_1} = 2(\Delta S_{p-1}) + K_p,$$

ce qui montre que  $\frac{dS_p}{dy_1}$  est périodique en  $y_1$  et  $y_2$ .

Ainsi en choisissant pour  $C_1$  une valeur supérieure à  $-\varphi_4$  et en choisissant ensuite les autres constantes  $\lambda_3, \lambda_4, \dots$  d'une façon arbitraire, on trouve pour  $\frac{dS}{dy_1}$  et  $\frac{dS}{dy_2}$  des séries ordonnées suivant les sinus et les cosinus des multiples de  $y_1$  et de  $y_2$ . Ces séries, quoique divergentes, peuvent rendre des services dans certains cas.

Passons maintenant au cas de

$$C_1 = -\varphi_4,$$

qui ainsi que nous l'avons vu au § 17 est celui qui correspond aux séries qui représentent asymptotiquement les surfaces asymptotiques.

L'expression

$$[F_1] + C_1$$

n'est jamais négative, mais elle devient nulle pour une certaine valeur de  $y_2$  que nous avons appelée  $\eta_3$  dans le paragraphe cité. Je supposerai dans ce paragraphe que cette valeur est nulle; j'ai le droit de le faire, puisque cela n'implique qu'un choix particulier de l'origine des  $y_2$ .

Ecrivons donc  $[F_1] + C_1$  sous forme de série trigonométrique:

$$[F_1] + C_1 = \sum A_m \sin my_2 + \sum B_m \cos my_2.$$

Pour  $y_2 = 0$ , cette fonction s'annule ainsi que sa dérivée, puisque la fonction étant toujours positive, zéro est pour elle un minimum. Il en résulte que l'expression suivante:

$$\frac{[F_1] + C_1}{\sin^2 \frac{y_2}{2}}$$

est développable suivant les sinus et cosinus des multiples de  $y_2$ ; c'est une fonction périodique de  $y_2$  qui ne s'annule jamais et ne devient jamais infinie.

Il suit de là que l'on peut écrire:

$$\frac{\sin \frac{y_2}{2}}{\sqrt{[F_1] + C_1}} = \sum A_m \cos my_2 + \sum B_m \sin my_2$$

et par conséquent:

$$\frac{dS_1}{dy_2} = \frac{\sqrt{\frac{2}{N}} \sin \frac{y_2}{2}}{\sum A_m \cos my_2 + \sum B_m \sin my_2}.$$

Nous pourrons écrire maintenant l'équation (7) sous la forme suivante:

$$(7') \quad \frac{\sqrt{2N} \sin \frac{y_2}{2}}{\sum A_m \cos my_2 + \sum B_m \sin my_2} \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right] = -\lambda_p + \Phi_p(y_2),$$

$\Phi_p$  étant une fonction connue de  $y_2$ .

Cela posé, je me propose de démontrer que:

$$\frac{dS_p}{dy_1} \text{ et } \frac{dS_p}{dy_2}$$

sont des fonctions périodiques de  $y_1$  et de  $y_2$ , dont la période est  $2\pi$  par rapport à  $y_1$  et  $4\pi$  par rapport à  $y_2$ .

Supposons en effet que cela soit démontré pour:

$$\frac{dS_1}{dy_1}, \frac{dS_1}{dy_2}, \frac{dS_2}{dy_1}, \frac{dS_2}{dy_2}, \dots, \frac{dS_{p-2}}{dy_1}, \frac{dS_{p-2}}{dy_2}, \frac{dS_{p-1}}{dy_1}.$$

$\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$  est une fonction périodique de  $y_1$  et de  $y_2$ ; d'autre part sa valeur moyenne

$$\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] = \frac{1}{n_1} \lambda_{p-1}$$

est une constante indépendante de  $y_2$ . Nous pourrons donc écrire:

$$S_{p-1} = \frac{1}{n_1} \lambda_{p-1} y_1 + \theta_{p-1}(y_1, y_2) + \zeta_{p-1}(y_2).$$

$\theta_{p-1}(y_1, y_2)$  étant une fonction périodique de  $y_1$  et  $y_2$  et  $\zeta_{p-1}$  une fonction arbitraire de  $y_2$  seulement. Il vient ensuite:

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_2} = \frac{d\theta_{p-1}}{dy_2} + \frac{d\zeta_{p-1}}{dy_2},$$

d'où

$$\frac{d[S_{p-1}]}{dy_2} = \frac{d[\theta_{p-1}]}{dy_2} + \frac{d[\zeta_{p-1}]}{dy_2}$$

et

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_1} - \frac{d[S_{p-1}]}{dy_2} = \frac{d\theta_{p-1}}{dy_1} - \frac{d[\theta_{p-1}]}{dy_2},$$

ce qui montre que  $\frac{dS_{p-1}}{dy_1} - \frac{d[S_{p-1}]}{dy_2}$  est une fonction périodique de  $y_1$  et de  $y_2$ .

L'équation (7') montre que cela est vrai également de  $\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$  et par conséquent de  $\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$  (quelle que soit d'ailleurs la constante  $\lambda_p$ ) et l'équation (5) montre que cela est vrai de  $\frac{dS_p}{dy_1}$ .

Cela sera donc vrai des fonctions:

$$\frac{dS_p}{dy_1} \quad \text{et} \quad \frac{dS_p}{dy_2}$$

quel que soit l'indice  $p$ .

Il importe toutefois de remarquer que si ces fonctions sont périodiques, ce n'est pas une raison suffisante pour qu'elles puissent être développées suivant les sinus et cosinus des multiples de  $y_1$  et de  $\frac{y_2}{2}$ . En effet ces fonctions ne sont pas toujours finies, sauf pour un choix particulier des constantes  $\lambda_p$ ; il est aisément de s'en rendre compte, car l'équation (7') d'où l'on doit tirer la valeur de

$$\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right]$$

a en facteur dans son premier membre  $\sin \frac{y_2}{2}$ . Donc l'expression de  $\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right]$  contiendra  $\sin \frac{y_2}{2}$  au dénominateur.

Les dérivées des fonctions  $S_p$  pourront donc devenir infinies, mais seulement pour

$$\sin \frac{y_2}{2} = 0 \quad \text{ou} \quad y_2 = 2k\pi.$$

Si  $y_2$  a une valeur différente de  $2k\pi$ , ces dérivées ne deviennent infinies pour aucune valeur de  $y_1$ ; elles peuvent donc se développer suivant les sinus et cosinus des multiples de  $y_1$ .

Nous pouvons donc écrire par exemple:

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_1} = \frac{1}{n_1} \lambda_{p-1} + \sum A_m \cos my_1 + \sum B_m \sin my_1$$

$A_m$  et  $B_m$  étant des fonctions périodiques de  $y_2$  qui peuvent devenir infinies.

Imaginons maintenant que les constantes  $\lambda_p$  d'indice impair soient toutes nulles; je dis que

$$\frac{dS_p}{dy_1} \quad \text{et} \quad \frac{dS_p}{dy_2}$$

ne changeront pas quand on changera  $y_2$  en  $y_2 + 2\pi$  toutes les fois que l'indice  $p$  sera pair et qu'au contraire ces deux fonctions changeront de signe, sans changer de valeur absolue quand on changera  $y_2$  en  $y_2 + 2\pi$ , toutes les fois que l'indice  $p$  sera impair.

Je suppose que le théorème soit vrai pour:

$$\frac{dS_1}{dy_1}, \frac{dS_1}{dy_2}, \frac{dS_2}{dy_1}, \frac{dS_2}{dy_2}, \dots, \frac{dS_{p-2}}{dy_1}, \frac{dS_{p-2}}{dy_2}, \frac{dS_{p-1}}{dy_1}$$

et je me propose de démontrer qu'il est vrai également pour

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_2} \quad \text{et} \quad \frac{dS_p}{dy_1}.$$

Si  $\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$  est multiplié par  $(-1)^{p-1}$  quand  $y_2$  se change en  $y_2 + 2\pi$ , il en sera de même de:

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_2} - \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right].$$

Nous avons trouvé en effet

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_1} = \frac{1}{n_1} \lambda_{p-1} + \sum A_m \cos my_1 + \sum B_m \sin my_1,$$

$A_m$  et  $B_m$  étant des fonctions périodiques de  $y_2$ .

Si  $\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$  est multiplié par  $(-1)^{p-1}$  quand  $y_2$  augmente de  $2\pi$ , il en sera de même de  $A_m$  et  $B_m$  et des dérivées de ces fonctions par rapport à  $y_2$ . Il en sera donc encore de même de:

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_2} - \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right] = \sum \frac{dA_m}{dy_2} \frac{\sin my_1}{m} - \sum \frac{dB_m}{dy_2} \frac{\cos my_1}{m}.$$

Nous avons maintenant à montrer que cela est vrai de

$$\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right].$$

Pour cela il est nécessaire d'étudier de quelle manière  $K_p$  dépend des fonctions  $S_0, S_1, S_2, \dots, S_{p-1}$ . Je me propose d'établir que l'ordre de tous les termes de  $K_p$  par rapport aux dérivées des fonctions d'indice impair

$$S_1, S_3, S_5, \dots$$

sera de même parité que  $p$ .

En effet, en faisant dans

$$F\left(\frac{dS}{dy_1}, \frac{dS}{dy_2}, y_1, y_2\right),$$

$$S = S_0 + S_1 \sqrt{\mu} + S_2 \mu + \dots,$$

nous avons trouvé:

$$F = H_0 + H_1 \sqrt{\mu} + H_2 \mu + \dots$$

Si je change  $\sqrt{\mu}$  en  $-\sqrt{\mu}$  et qu'en même temps je change  $S_1, S_3, S_5, \dots$  etc. en  $-S_1, -S_3, -S_5$  etc. sans toucher aux fonctions d'indice pair, l'expression de  $F$  ne devra pas changer.

Donc  $H_p$  devra se changer en  $(-1)^p H_p$ .

Cela montre que l'ordre de tous les termes de  $H_p$  par rapport aux dérivées de  $S_1, S_3, S_5, \dots$  devra être de même parité que  $p$ . Il devra

donc, comme je l'ai annoncé, en être de même des termes de  $K_p$  puisqu'on obtient  $K_p$  en supprimant dans  $H_p$  les termes qui dépendent de  $S_{p-1}$  ou de  $S_p$ .

Cela posé, changeons  $y_2$  en  $y_2 + 2\pi$ ; les dérivées de  $S_q$  ne changeront pas si  $q$  est pair et au plus égal à  $p - 2$ ; elles changeront de signe si  $q$  est impair et au plus égal à  $p - 2$ . Donc  $K_p$  se changera en  $(-1)^p K_p$ .

Reprendons maintenant l'équation (7)

$$(7) \quad N \frac{dS_1}{dy_2} \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right] = -\lambda_p - M \frac{dS_1}{dy_2} \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right] + [K_p].$$

Quand on change  $y_2$  en  $y_2 + 2\pi$ ,

$[K_p]$  se change en  $(-1)^p [K_p]$ ,

$\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$  se change en  $(-1)^p \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$ ,

et

$\frac{dS_1}{dy_2}$  se change en  $-\frac{dS_1}{dy_2}$ .

Nous pouvons même dire que

$\lambda_p$  se change en  $(-1)^p \lambda_p$ .

En effet cela est vrai pour  $p$  pair parce que  $\lambda_p$  est une constante indépendante de  $y_2$ ; cela est vrai encore pour  $p$  impair parce que nous avons supposé que les  $\lambda_p$  d'indice impair sont tous nuls.

Il résulte de là que

$\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right]$  se change en  $(-1)^{p-1} \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right]$

et par conséquent

$\frac{dS_{p-1}}{dy_2}$  en  $(-1)^{p-1} \frac{dS_{p-1}}{dy_2}$ .

C. Q. F. D.

Je dis maintenant que  $\frac{dS_p}{dy_1}$  se changera en  $(-1)^p \frac{dS_p}{dy_1}$ .

Ecrivons en effet l'équation (5)

$$(5) \quad n_1 \frac{dS_p}{dy_1} = 2\Delta S_{p-1} + K_p;$$

$K_p$  et  $\Delta S_{p-1}$  et par conséquent le second membre de l'équation (5) seront multipliés par  $(-1)^p$  quand  $y_2$  augmentera de  $2\pi$ . Il devra donc en être de même du premier membre et de  $\frac{dS_p}{dy_1}$ .

C. Q. F. D.

Je vais maintenant démontrer que l'on peut choisir les constantes  $\lambda_p$  de façon que les dérivées des fonctions  $S_p$  ne deviennent pas infinies pour  $y_2 = 2k\pi$ .

Supposons que l'on ait choisi les constantes  $\lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_{p-1}$  de façon que

$$\frac{dS_1}{dy_1}, \frac{dS_1}{dy_2}, \dots, \frac{dS_{p-2}}{dy_1}, \frac{dS_{p-2}}{dy_2}, \frac{dS_{p-1}}{dy_1}$$

restent finies et que les constantes  $\lambda_q$  d'indice impair soient nulles; je me propose de choisir  $\lambda_p$  de façon que  $\frac{dS_{p-1}}{dy_2}$  et  $\frac{dS_p}{dy_1}$  ne deviennent pas non plus infinies. Nous verrons en même temps que  $\lambda_p$  devra être nulle si  $p$  est impair.

Il est clair d'abord que si  $\frac{dS_{p-1}}{dy_1}$  reste finie, il en sera de même de:

$$\frac{dS_{p-1}}{dy_2} - \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$$

et de

$$\Phi_p(y_2) = [K_p] - M \frac{dS_1}{dy_2} \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right].$$

Reprendons maintenant l'équation (7'). Le coefficient de la quantité inconnue  $\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_1} \right]$  s'annule pour  $y_2 = 2k\pi$ ; pour que cette quantité inconnue demeure finie, il faut que le second membre s'annule également et que l'on ait:

$$\Phi_p(2k\pi) = \lambda_p.$$

Comme  $\Phi_p$  ne change pas quand  $y_2$  augmente de  $4\pi$ , il suffira de prendre  $k = 0$  et  $k = 1$  et d'écrire

$$(8) \quad \Phi_p(0) = \Phi_p(2\pi) = \lambda_p.$$

Si  $p$  est pair, il n'y a pas de difficulté, on a:

$$\Phi_p(y_2) = \Phi_p(y_2 + 2\pi)$$

et par conséquent:

$$\Phi_p(0) = \Phi_p(2\pi),$$

de sorte qu'il suffit de prendre:

$$\lambda_p = \Phi_p(0).$$

Si au contraire  $p$  est impair, on a:

$$\Phi_p(y_2) = -\Phi_p(y_2 + 2\pi)$$

et

$$\Phi_p(0) = -\Phi_p(2\pi),$$

de sorte que les équations (8) ne peuvent être satisfaites que si l'on a:

$$\Phi_p(0) = \Phi_p(2\pi) = \lambda_p = 0.$$

Nous avons donc à démontrer que pour  $p$  impair,  $\Phi_p(0)$  est nul.

Soit en effet:

$$\Phi_p(0) = \alpha$$

et par conséquent

$$\Phi_p(2\pi) = -\alpha.$$

*Je dis que  $\alpha$  est nul.*

Nous allons nous appuyer sur un lemme qui est presque évident.  
Voici l'énoncé de ce lemme:

Soient  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  deux fonctions périodiques et de période  $2\pi$  par rapport à  $y_1$  et à  $y_2$ . On sait que si  $\varphi$  est une fonction périodique de  $y_1$ , par exemple, la valeur moyenne de  $\frac{d\varphi}{dy_1}$  est nulle. On aura donc

$$\iint \frac{d\varphi_1}{dy_2} dy_1 dy_2 = \iint \frac{d\varphi_2}{dy_1} dy_1 dy_2 = 0$$

ou

$$\iint \left( \frac{d\varphi_1}{dy_2} - \frac{d\varphi_2}{dy_1} \right) dy_1 dy_2 = 0,$$

les intégrales étant étendues à toutes les valeurs de  $y_1$  et de  $y_2$  depuis 0 jusqu'à  $2\pi$ .

Il est nécessaire pour que le lemme soit vrai que les fonctions  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  soient continues, mais leurs dérivées peuvent être discontinues. Ces dérivées doivent seulement rester finies.

Cela posé, nous achèverons de déterminer la fonction  $S_{p-1}$  non plus par l'équation (7'), mais par l'équation suivante:

$$(9) \quad \frac{\sqrt{2N} \sin \frac{y_2}{2} \left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right]}{\sum A_m \cos my_2 + \sum B_m \sin my_2} = -\alpha \cos \frac{y_2}{2} + \phi_p(y_2).$$

Elle ne diffère de l'équation (7') que par ce que  $\lambda_p$  a été remplacé par  $\alpha \cos \frac{y_2}{2}$ .

Cette équation montre d'abord que  $\left[ \frac{dS_{p-1}}{dy_2} \right]$  est une fonction périodique de  $y_2$  et de période  $2\pi$ , (je rappelle que  $p$  est supposé impair). De plus cette fonction ne devient pas infinie pour  $y_2 = 2k\pi$ , parce que le second membre de l'équation (9) s'annule pour  $y_2 = 0$  et pour  $y_2 = 2\pi$ .

Posons ensuite

$$\begin{aligned} \zeta_1 &= \frac{dS_0}{dy_1} + \mu^{\frac{1}{2}} \frac{dS_1}{dy_1} + \mu \frac{dS_2}{dy_1} + \dots + \mu^{\frac{p-1}{2}} \frac{dS_{p-1}}{dy_1} + \mu^{\frac{p}{2}} \eta, \\ \zeta_2 &= \frac{dS_0}{dy_2} + \mu^{\frac{1}{2}} \frac{dS_1}{dy_2} + \mu \frac{dS_2}{dy_2} + \dots + \mu^{\frac{p-1}{2}} \frac{dS_{p-1}}{dy_2}; \end{aligned}$$

$\eta$  sera une fonction de  $y_1$ , de  $y_2$  et de  $\mu$  définie par l'équation:

$$(10) \quad F(\zeta_1, \zeta_2, y_1, y_2) = C.$$

Il est aisé de voir que  $\zeta_2$  est entièrement déterminé puisque nous connaissons maintenant complètement  $S_0, S_1, \dots, S_{p-1}$ . On pourra donc tirer  $\eta$  de l'équation (10) sous la forme suivante:

$$\eta = \eta_0 + \mu^{\frac{1}{2}} \eta_1 + \mu \eta_2 + \dots,$$

les  $\eta_i$  étant des fonctions périodiques de  $y_1$  et de  $y_2$ , de période  $2\pi$  par rapport à  $y_1$  et  $4\pi$  par rapport à  $y_2$ .

De plus on aura:

$$\frac{d\zeta_1}{dy_2} - \frac{d\zeta_2}{dy_1} = \mu^{\frac{p}{2}} \frac{d\eta}{dy_2}.$$

Nous n'avons besoin que de  $\eta_0$ ; or on voit tout de suite que  $\eta_0$  est donnée par l'équation suivante:

$$(11) \quad n_1 \eta_0 = 2 \Delta S_{p-1} + K_p$$

qui ne diffère de l'équation (5) que par ce que l'inconnue  $y$  est désignée par  $\eta_0$ .

Cette équation montre que  $\eta_0$  est une fonction périodique de  $y_1$ ; il faut chercher la valeur moyenne de cette fonction. Si l'on se reporte à la signification de l'équation (9), on verra qu'elle exprime que la partie moyenne du second membre de (11) est  $\alpha \cos \frac{y_2}{2}$ . On a donc:

$$[\eta_0] = \frac{\alpha}{n_1} \cos \frac{y_2}{2}.$$

$\zeta_2$  est susceptible de deux valeurs différentes qui se permutent l'une dans l'autre, soit quand on change  $\sqrt{\mu}$  en  $-\sqrt{\mu}$ , soit quand on change  $y_2$  en  $y_2 + 2\pi$ .

J'appellerai  $\varphi_2$  la plus grande des deux valeurs de  $\zeta_2$  et  $\psi_2$  la plus petite.

De même  $\zeta_1$  est susceptible de deux valeurs; j'appellerai  $\varphi_1$  celle qui correspond à  $\varphi_2$  et  $\psi_1$  celle qui correspond à  $\psi_2$ .

Enfin  $\eta$  est susceptible de deux valeurs; j'appellerai  $\eta'$  celle qui correspond à  $\varphi_2$  et  $\eta''$  celle qui correspond à  $\psi_2$ ;  $\eta_i$  est susceptible de deux valeurs que j'appellerai de même  $\eta'_i$  et  $\eta''_i$ .

La fonction  $\varphi_2$  est périodique de période  $2\pi$  par rapport à  $y_2$ ; en effet, quand on augmente  $y_2$  de  $2\pi$ , les deux valeurs de  $\zeta_2$  se permutent entre elles; donc  $\varphi_2$  qui est toujours égale à la plus grande de ces deux valeurs ne change pas.

Pour la même raison,  $\varphi_1, \psi_1, \varphi_2, \psi_2, \eta', \eta'', \eta'_i, \eta''_i$  seront des fonctions de période  $2\pi$  par rapport à  $y_2$ .

Des définitions précédentes, il résulte que  $\varphi_1, \varphi_2, \psi_1$  et  $\psi_2$  sont des

fonctions continues, quoique les dérivées de ces fonctions, de même que  $\eta'$  et  $\eta''$  puissent être discontinues.

Nous sommes donc dans les conditions où notre lemme est applicable et nous pourrons écrire:

$$\mu^{\frac{p}{2}} \iint \frac{d\eta'}{dy_2} dy_1 dy_2 = \iint \left( \frac{d\varphi_1}{dy_2} - \frac{d\varphi_2}{dy_1} \right) dy_1 dy_2 = 0,$$

$$\mu^{\frac{p}{2}} \iint \frac{d\eta''}{dy_2} dy_1 dy_2 = \iint \left( \frac{d\psi_1}{dy_2} - \frac{d\psi_2}{dy_1} \right) dy_1 dy_2 = 0,$$

ou encore

$$\iint \frac{d(\eta' - \eta'')}{dy_2} dy_1 dy_2 = 0,$$

ou enfin:

$$\iint \frac{d(\eta'_0 - \eta''_0)}{dy_2} dy_1 dy_2 + \iint \left[ \frac{d(\eta' - \eta'_0)}{dy_2} - \frac{d(\eta'' - \eta''_0)}{dy_2} \right] dy_1 dy_2 = 0.$$

Cette relation devra avoir lieu quel que soit  $\mu$ .

Mais quand  $\mu$  tend vers 0,  $\eta' - \eta'_0$  et  $\eta'' - \eta''_0$  tendent vers 0.

Donc on aura:

$$(12) \quad \lim \iint \frac{d(\eta'_0 - \eta''_0)}{dy_2} dy_1 dy_2 = 0 \quad (\text{pour } \mu = 0).$$

Transformons le premier membre de l'égalité (12). Je remarque d'abord que  $p$  étant impair,  $\eta_0$  est une fonction qui doit se changer en  $-\eta_0$  quand  $y_2$  se change en  $y_2 + 2\pi$ . Il suffit pour s'en convaincre de se reporter à l'équation (11). Nous avons donc:

$$\eta'_0 = -\eta''_0 = \pm \eta_0$$

d'où

$$\iint \frac{d(\eta'_0 - \eta''_0)}{dy_2} dy_1 dy_2 = 2 \iint \frac{d\eta'_0}{dy_2} dy_1 dy_2 = 2 \iint \frac{d(\pm \eta_0)}{dy_2} dy_1 dy_2.$$

Il reste à voir pour quelles valeurs des  $y$  nous devons faire  $\eta'_0 = +\eta_0$  et pour quelles valeurs des  $y$  nous devons faire  $\eta'_0 = -\eta_0$ .

Si nous avons:

$$(13) \quad \frac{dS_1}{dy_2} + \mu \frac{dS_3}{dy_2} + \mu^3 \frac{dS_5}{dy_2} + \dots + \mu^{\frac{p-3}{2}} \frac{dS_{p-2}}{dy_2} > 0,$$

nous devrons prendre d'après notre convention:

$$\varphi_2 = \frac{dS_0}{dy_2} + \sqrt{\mu} \frac{dS_1}{dy_2} + \mu \frac{dS_2}{dy_2} + \mu \sqrt{\mu} \frac{dS_3}{dy_2} + \dots + \mu^{\frac{p-1}{2}} \frac{dS_{p-1}}{dy_2}$$

et

$$\psi_2 = \frac{dS_0}{dy_2} - \sqrt{\mu} \frac{dS_1}{dy_2} + \mu \frac{dS_2}{dy_2} - \mu \sqrt{\mu} \frac{dS_3}{dy_2} + \dots + \mu^{\frac{p-1}{2}} \frac{dS_{p-1}}{dy_2}.$$

Si au contraire le premier membre de l'inégalité (13) est négatif, nous devrons prendre:

$$\varphi_2 = \frac{dS_0}{dy_2} - \sqrt{\mu} \frac{dS_1}{dy_2} + \dots + \mu^{\frac{p-1}{2}} \frac{dS_{p-1}}{dy_2}$$

et

$$\psi_2 = \frac{dS_0}{dy_2} + \sqrt{\mu} \frac{dS_1}{dy_2} + \dots + \mu^{\frac{p-1}{2}} \frac{dS_{p-1}}{dy_2}.$$

Tout dépend donc du signe du premier membre de l'inégalité (13). Egalons ce premier membre à 0, nous obtiendrons une équation:

$$(14) \quad \frac{dS_1}{dy_2} + \mu \frac{dS_3}{dy_2} + \dots = 0.$$

Cette équation peut être regardée comme définissant  $y_2$  en fonction de  $y_1$  et de  $\mu$ .

On pourra résoudre cette équation et écrire:

$$y_2 = \theta(y_1, \mu).$$

Observons seulement que  $\theta$  est une fonction périodique de période  $2\pi$  par rapport à  $y_1$  et que cette fonction  $\theta$  s'annule identiquement quand on y fait  $\mu = 0$ .

Par conséquent quand  $y_2$  variera de  $\theta$  à  $\theta + 2\pi$ , on aura:

$$\eta'_0 = +\eta_0$$

et quand  $y_2$  variera de  $\theta + 2\pi$  à  $\theta + 4\pi$ , on aura

$$\eta'_0 = -\eta_0.$$

Nos intégrales doivent être étendues à toutes les valeurs de  $y_2$  comprises entre 0 et  $2\pi$ . Mais comme  $\eta'_0$  est une fonction de période  $2\pi$ , on aura:

$$\int_0^{2\pi} dy_1 \int_0^{2\pi} dy_2 \frac{d\eta'_0}{dy_2} = \int_0^{2\pi} dy_1 \int_{\theta}^{\theta+2\pi} dy_2 \frac{d\eta'_0}{dy_2}$$

ou

$$\iint \frac{d\eta'_0}{dy_2} dy_1 dy_2 = \int_0^{2\pi} dy_1 \int_{\theta}^{\theta+2\pi} dy_2 \frac{d\eta'_0}{dy_2}.$$

Quand  $\mu$  tendra vers 0, le premier membre devra tendre vers 0 et d'ailleurs  $\theta$  tendra vers 0, on aura donc:

$$\lim \iint \frac{d\eta'_0}{dy_2} dy_1 dy_2 = \int_0^{2\pi} dy_1 \int_0^{2\pi} dy_2 \frac{d\eta'_0}{dy_2} = 0$$

d'où

$$0 = \iint \frac{d\eta'_0}{dy_2} dy_1 dy_2 = 2\pi \int_0^{2\pi} \frac{d[\eta'_0]}{dy_2} dy_2 = -\pi \frac{\alpha}{n_1} \int_0^{2\pi} \sin \frac{y_2}{2} dy_2 = -\frac{4\pi\alpha}{n_1}.$$

On a donc

$$\alpha = 0.$$

C. Q. F. D.

Il résulte de là que si l'on annule les constantes  $\lambda_p$  d'indice impair et si l'on donne des valeurs convenables aux constantes  $\lambda_p$  d'indice pair, les fonctions  $\frac{dS_p}{dy_1}$  et  $\frac{dS_p}{dy_2}$  resteront finies.

On pourra donc les développer suivant les sinus et cosinus des multiples de  $y_1$  et de  $\frac{y_2}{2}$ ; les multiples pairs de  $\frac{y_2}{2}$  entreront seuls dans le développement si  $p$  est pair; si au contraire  $p$  est impair, les multiples impairs de  $\frac{y_2}{2}$  entreront seuls.

Nous aurons alors pour les équations approximatives de la surface asymptotique

$$(15) \quad x_1 = \sum_{p=0}^{p=n} \mu^{\frac{p}{2}} \frac{dS_p}{dy_1}, \quad x_2 = \sum_{p=0}^{p=n} \mu^{\frac{p}{2}} \frac{dS_p}{dy_2}.$$

Ces séries ainsi que nous l'avons vu sont divergentes, mais si on arrête comme nous le faisons dans les équations (15) au  $n^e$  terme, l'erreur commise peut être très petite si  $\mu$  est très petit, ainsi que je l'ai exposé plus haut.

Nous avons vu que la quantité appelée plus haut  $\alpha$  est toujours nulle. On peut donner de ce fait essentiel une autre démonstration.

Posons:

$$T = S_1 + \mu S_3 + \mu^2 S_5 + \dots + \mu^{\frac{p-3}{2}} S_{p-2},$$

$$\xi = \eta_0 + \mu \eta_2 + \mu^2 \eta_4 + \dots$$

Je dis d'abord que  $T$  est une fonction périodique de  $y_1$  et de  $y_2$ .

En effet ses dérivées  $\frac{dT}{dy_1}$  et  $\frac{dT}{dy_2}$  sont des fonctions périodiques; on a donc:

$$T = \beta y_1 + \gamma y_2 + T'$$

$\beta$  et  $\gamma$  étant des constantes et  $T'$  étant une fonction périodique de  $y_1$  et  $y_2$ .

On en conclut que

$$\frac{dT}{dy_1} = \beta + \frac{dT'}{dy_1}, \quad \frac{dT}{dy_2} = \gamma + \frac{dT'}{dy_2},$$

$\frac{dT'}{dy_1}$  et  $\frac{dT'}{dy_2}$  étant des séries trigonométriques dont le terme tout connu est nul.

Mais les fonctions  $S_1, S_3, \dots, S_{p-2}$  étant d'indice impair, leurs dérivées changent de signe quand on change  $y_2$  en  $y_2 + 2\pi$ . Donc  $\frac{dT}{dy_1}$  et  $\frac{dT}{dy_2}$  changent de signe quand  $y_2$  augmente de  $2\pi$ . Donc les termes tout connus  $\beta$  et  $\gamma$  sont nuls. Donc  $T = T'$  est une fonction périodique qui ne change pas quand  $y_1$  augmente de  $2\pi$  et qui change de signe quand  $y_2$  augmente de  $2\pi$ .

Cela posé, nous savons que  $\zeta_1$  et  $\zeta_2$  sont liés par l'équation:

$$F(\zeta_1, \zeta_2, y_1, y_2) = C.$$

Il en résulte que, si les deux valeurs de  $\zeta_2$  se confondent, les deux valeurs de  $\zeta_1$  se confondent également.

Ecrivons que les deux valeurs de  $\zeta_2$  se confondent, il vient:

$$(16) \quad \frac{dT}{dy_2} = 0.$$

Cette équation (16) est d'ailleurs identique à l'équation (14). Ecrivons maintenant que les deux valeurs de  $\zeta_1$  se confondent, il viendra:

$$(17) \quad \frac{dT}{dy_1} + \mu^{\frac{p-1}{2}} \xi = 0.$$

Les équations (16) et (17) devront être équivalentes. De plus elles devront être équivalentes à la suivante:

$$y_2 = \theta(y_1, \mu),$$

$\theta$  ayant le même sens que plus haut. Supposons qu'on développe  $\theta$  suivant les puissances croissantes de  $\mu$ , il viendra:

$$(18) \quad y_2 = \mu\theta_1 + \mu^2\theta_2 + \mu^3\theta_3 + \dots,$$

$\theta_1, \theta_2, \theta_3, \dots$  étant des fonctions périodiques de  $y_1$ .

Supposons  $y_2$  lié à  $y_1$  par l'équation (18); quand  $y_1$  augmentera de  $2\pi$ ,  $y_2$  ne changera pas et  $T$  qui est périodique ne changera pas non plus; on aura donc:

$$\int_{y_1=0}^{y_1=2\pi} dT = \int_0^{2\pi} \left( \frac{dT}{dy_1} dy_1 + \frac{dT}{dy_2} dy_2 \right) = 0,$$

ou en remplaçant  $\frac{dT}{dy_1}$  et  $\frac{dT}{dy_2}$  par leurs valeurs tirées des équations (16) et (17)

$$-\mu^{\frac{p-1}{2}} \int_0^{2\pi} \xi dy_1 = 0.$$

Si dans

$$\xi = \eta_0 + \mu\eta_1 + \mu^2\eta_2 + \dots$$

on remplace  $y_2$  par sa valeur (18) il viendra:

$$\xi = \xi_0 + \mu \xi_1 + \mu^2 \xi_2 + \dots,$$

$\xi_0, \xi_1, \xi_2$ , etc. étant des fonctions périodiques de  $y_1$ .

On devra avoir quel que soit  $\mu$ :

$$\int_0^{2\pi} dy_1 (\xi_0 + \mu \xi_1 + \mu^2 \xi_2 + \dots) = 0$$

et par conséquent:

$$\int_0^{2\pi} \xi_0 dy_1 = 2\pi [\xi_0] = 0.$$

Il est clair que pour obtenir  $\xi_0$ , il suffit de faire  $y_2 = 0$  dans  $\eta_0$ , or on a

$$[\eta_0] = \frac{a}{n_1} \cos \frac{y_2}{2}.$$

Il vient donc

$$\frac{2\pi a}{n_1} = 0$$

ou

$$a = 0.$$

C. Q. F. D.

### § 19. *Troisième approximation.*

Nous nous proposons maintenant de construire exactement nos surfaces asymptotiques ou plutôt leur intersection avec la surface  $y_1 = 0$  qui est comme nous l'avons vu plus haut une surface sans contact.

Dans notre mode de représentation géométrique, la solution périodique que nous envisageons est représentée par une certaine courbe trajectoire fermée. Cette courbe fermée vient couper la surface  $y_1 = 0$  en un point que j'ai représenté sur la figure en  $O'$ .

Par cette courbe fermée passent deux surfaces asymptotiques; ces deux surfaces coupent la surface  $y_1 = 0$  suivant deux courbes que j'ai représentées sur la figure en trait plein en  $AO'B'$  et  $A'O'B$ .

J'ai représenté en trait pointillé ----- la courbe  $y_1 = y_2 = 0$ .

Reprendons les notations du § 16; considérons les séries  $s_1$  et  $s_2$  qui entrent dans les équations (4) de ce paragraphe; soient comme dans le

§ 16,  $s_1^p$  et  $s_2^p$  la somme des  $p$  premiers termes des séries  $s_1$  et  $s_2$ . Nous avons vu que les équations:

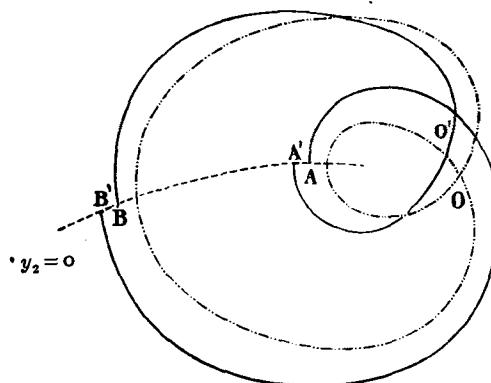
$$x_1 = s_1^p(y_1, y_2), \quad x_2 = s_2^p(y_1, y_2)$$

représentent des surfaces qui diffèrent très peu des surfaces asymptotiques. Ces surfaces couperont la surface  $y_1 = 0$  suivant des courbes qui ont pour équation:

$$y_1 = 0, \quad x_1 = s_1^p(0, y_2), \quad x_2 = s_2^p(0, y_2)$$

et qui sont représentées sur la figure en trait mixte  $- \cdots \cdots - \cdots -$ .

Fig. 9.



Nous avons appris dans le paragraphe précédent à former les séries  $s_1$  et  $s_2$ ; nous avons vu que  $s_1^p(y_1, y_2)$  et  $s_2^p(y_1, y_2)$  sont des fonctions périodiques de période  $2\pi$  par rapport à  $y_1$  et de période  $4\pi$  par rapport à  $y_2$ .

Il en résulte que la courbe en trait mixte doit être comme l'indique la figure une courbe fermée admettant un point double  $O$ .

La première question à traiter est la suivante: les courbes en trait plein, intersections des surfaces asymptotiques avec  $y_1 = 0$ , sont-elles aussi des courbes fermées? Il est clair qu'il en serait ainsi si les séries  $s_1$  et  $s_2$  étaient convergentes. Car les courbes en trait pointillé différeraient alors aussi peu qu'on voudrait des courbes en trait plein; la distance d'un point de la courbe pleine à la courbe pointillée tendrait vers 0 quand  $p$  croîtrait indéfiniment.

Je vais montrer sur un exemple simple qu'il n'en est pas ainsi. Soit:

$$-F = p + q^2 - 2\mu \sin^2 \frac{y}{2} - \mu \varepsilon \cos x \varphi(y),$$

où  $\varphi(y)$  représente une fonction périodique de  $y$  de période  $2\pi$ , et où  $\mu$  et  $\varepsilon$  sont deux constantes que je suppose très petites. Je forme les équations:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= -\frac{dF}{dp} = 1, & \frac{dy}{dt} &= -\frac{dF}{dq} = 2q, \\ \frac{dp}{dt} &= \frac{dF}{dx} = -\mu\varepsilon \sin x\varphi(y), & \frac{dq}{dt} &= \frac{dF}{dy} = \mu \sin y + \mu\varepsilon \cos x\varphi'(y). \end{aligned}$$

On voit que  $p$  et  $q$  joueront le même rôle que j'attribuais jusqu'ici à  $x_1$  et à  $x_2$ , pendant que  $x$  et  $y$  joueront le rôle que j'attribuais à  $y_1$  et à  $y_2$ , je n'ai changé les notations que pour supprimer les indices.

Supposons d'abord  $\varepsilon = 0$ . Les équations admettent alors une solution périodique qui s'écrit:

$$x = t, \quad p = 0, \quad q = 0, \quad y = 0.$$

Les exposants caractéristiques (en laissant de côté les deux qui sont nuls, ainsi qu'il arrive toujours avec les équations de la dynamique) sont égaux à  $\pm\sqrt{2\mu}$ .

Il existe alors deux surfaces asymptotiques qui ont pour équations:

$$p = \frac{dS_0}{dx}, \quad q = \frac{dS_0}{dy}, \quad S_0 = \mp 2\sqrt{2\mu} \cos \frac{y}{2}$$

d'où

$$p = 0, \quad q = \pm \sqrt{2\mu} \sin \frac{y}{2}.$$

Les exposants caractéristiques n'étant pas nuls, mais égaux à  $\pm\sqrt{2\mu}$  quand on fait  $\varepsilon = 0$ , il existera encore une solution périodique pour les petites valeurs de  $\varepsilon$ ; à cette solution périodique correspondront deux surfaces asymptotiques dont l'équation pourra se mettre sous la forme

$$p = \frac{dS}{dx}, \quad q = \frac{dS}{dy},$$

$S$  étant une fonction de  $x$  et de  $y$  satisfaisant à l'équation

$$\frac{dS}{dx} + \left(\frac{dS}{dy}\right)^2 = 2\mu \sin^2 \frac{y}{2} + \mu\varepsilon \cos x\varphi(y).$$

Les exposants caractéristiques ne s'annulant pas pour  $\varepsilon = 0$ , il résulte de ce que nous avons dit à la fin du § 13 que  $p$  et  $q$  et par conséquent  $S$  sont développables suivant les puissances croissantes de  $\varepsilon$ . Posons donc:

$$S = S_0 + \varepsilon S_1 + \varepsilon^2 S_2 + \dots$$

Nous avons trouvé plus haut:

$$S_0 = -2\sqrt{2\mu} \cos \frac{y}{2}.$$

Quant à  $S_1$ , il devra satisfaire à l'équation:

$$\frac{dS_1}{dx} + \sqrt{2\mu} \sin \frac{y}{2} \frac{dS_1}{dy} = \mu \cos x \varphi(y).$$

Si l'on désigne par  $\Sigma$  une fonction qui satisfasse à l'équation:

$$\frac{d\Sigma}{dx} + \sqrt{2\mu} \sin \frac{y}{2} \frac{d\Sigma}{dy} = \mu e^{ix} \varphi(y) \quad (i = \sqrt{-1})$$

$S_1$  sera la partie réelle de  $\Sigma$ . Or on peut satisfaire à cette équation en faisant:

$$\Sigma = e^{ix} \psi(y);$$

il suffit pour cela que:

$$i\psi + \sqrt{2\mu} \sin \frac{y}{2} \frac{d\psi}{dy} = \mu \varphi(y).$$

L'équation en  $\psi$  ainsi obtenue et qu'il s'agit d'intégrer est linéaire. Son intégrale générale s'écrit: si  $\varphi(y) = 0$

$$\psi = C \left( \operatorname{tg} \frac{y}{4} \right)^{\alpha}, \quad \alpha = -i \sqrt{\frac{2}{\mu}}$$

et si  $\varphi(y)$  est quelconque:

$$\psi = \left( \operatorname{tg} \frac{y}{4} \right)^{\alpha} \int \sqrt{\frac{\mu}{2}} \varphi(y) \left( \sin \frac{y}{2} \right)^{-1} \left( \operatorname{tg} \frac{y}{4} \right)^{-\alpha} dy.$$

Comme  $\psi$  doit être développable suivant les puissances entières de  $y$  pour les petites valeurs de  $y$ , il est facile de voir quelle valeur il faudra donner à la constante d'intégration. Si, pour  $y = 0$ ,  $\varphi(y)$  s'annule, l'intégrale devra s'annuler aussi, de sorte qu'il faudra la prendre entre les limites 0 et  $y$ .

Que faudrait-il maintenant pour que les courbes  $BO'B'$  et  $AO'A'$  fussent fermées? Il faudrait que la fonction  $S$  restât finie ainsi que ses dérivées pour toutes les valeurs de  $y$  et fût périodique de période  $4\pi$  par rapport à  $y$  (c'est ce qui arrivait, rappelons-le, pour les fonctions  $s_1^p$  et  $s_2^p$  dont nous avons parlé un peu plus haut). Comme cela devrait avoir lieu pour toutes les valeurs de  $\epsilon$ , cela devrait avoir lieu de  $S_1$ , et comme  $S_1$  est égal à  $\cos x$  multiplié par la partie réelle de  $\phi$ , plus  $\sin x$  multiplié par la partie imaginaire de  $\phi$ , cela devrait avoir lieu de  $\phi$ .

Donc pour les valeurs de  $y$  voisines de  $2\pi$ ,  $\phi$  devrait être développable suivant les puissances entières de  $y - 2\pi$ . Mais il n'en est pas ainsi de  $(\operatorname{tg} \frac{y}{4})^\alpha$ . Donc l'intégrale:

$$J = \int_0^{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{2}} \varphi(y) \left(\sin \frac{y}{2}\right)^{-1} \left(\operatorname{tg} \frac{y}{4}\right)^{-\alpha} dy$$

devrait être nulle. Calculons cette intégrale en supposant  $\varphi(y) = \sin y$ .

Posons  $\operatorname{tg} \frac{y}{4} = t$ , il viendra:

$$J = 4\sqrt{2\mu} \int_0^\infty \frac{t^{-\alpha}(1-t^2)dt}{(1+t^2)^2}.$$

Intégrons par parties en remarquant que  $\frac{1-t^2}{(1+t^2)^2}$  est la dérivée de  $\frac{t}{1+t^2}$ , il viendra:

$$J = 4\alpha \sqrt{2\mu} \int_0^\infty \frac{t^{-\alpha} dt}{1+t^2}.$$

Faisons  $t^2 = u$ , on aura:

$$J = 2\alpha \sqrt{2\mu} \int_0^\infty \frac{u^{-\frac{\alpha+1}{2}} du}{1+u} = \frac{2\pi\alpha \sqrt{2\mu}}{\cos \frac{\alpha\pi}{2}} = \frac{-8\pi i}{e^{\frac{\pi}{\sqrt{2\mu}}} + e^{-\frac{\pi}{\sqrt{2\mu}}}}.$$

Donc  $J$  n'est pas nul; donc les courbes  $BO'B'$  et  $AO'A'$  ne sont pas fermées; donc les séries  $s_1$  et  $s_2$  ne sont pas convergentes, non plus que

les séries définies dans les §§ 14 et 18 ainsi que je l'avais annoncé dans ces paragraphes.

La distance des deux points  $B$  et  $B'$  n'est donc pas nulle, mais elle jouit de la propriété suivante. Non seulement  $BB'$  tend vers 0, quand  $\mu$  tend vers 0, mais le rapport  $\frac{BB'}{\mu^{\frac{p}{2}}}$  tend également vers 0 quelque grand que soit  $p$ .

En effet la courbe pointillée a pour équation

$$y_1 = 0, \quad x_1 = s_1^p(0, y_2), \quad x_2 = s_2^p(0, y_2)$$

et la courbe en trait plein a pour équation:

$$y_1 = 0, \quad x_1 = f_1(0, y_2), \quad x_2 = f_2(0, y_2).$$

D'après ce que nous avons vu plus haut les séries  $s_1$  et  $s_2$  représentent asymptotiquement les fonctions  $f_1$  et  $f_2$ , ce qui veut dire que l'on a:

$$\lim \frac{f_1 - s_1^p}{\mu^{\frac{p}{2}}} = \lim \frac{f_2 - s_2^p}{\mu^{\frac{p}{2}}} = 0 \quad (\text{pour } \mu = 0).$$

Donc le rapport à  $\mu^{\frac{p}{2}}$  de la distance de  $B$  à la courbe pointillée tendra vers 0 et il en sera de même du rapport à  $\mu^{\frac{p}{2}}$  de la distance de  $B'$  à cette courbe pointillée. On a donc:

$$\lim \frac{BB'}{\mu^{\frac{p}{2}}} = 0.$$

C. Q. F. D.

En d'autres termes, si on regarde  $\mu$  comme un infiniment petit du premier ordre, la distance  $BB'$ , sans être nulle, est un infiniment petit d'ordre infini. C'est ainsi que la fonction  $e^{-\frac{1}{\mu}}$  est un infiniment petit d'ordre infini sans être nulle.

Dans l'exemple particulier que nous avons traité plus haut, la distance  $BB'$  est du même ordre de grandeur que l'intégrale  $J$ , c'est à dire que  $e^{-\frac{\pi}{\sqrt{2}\mu}}$ .

Une seconde question à traiter est celle de savoir si les deux courbes  $O'B$  et  $O'B'$  prolongées se coupent. S'il en est ainsi en effet, la trajectoire qui passera par le point d'intersection appartiendra à la fois aux deux nappes de la surface asymptotique. Ce sera une trajectoire *doublement asymptotique*. Soit  $C$  la trajectoire fermée qui passe par le point  $O'$  et qui représente la solution périodique. La trajectoire doublement asymptotique diffère très peu de  $C$ , lorsque  $t$  est négatif et très grand, elle s'en éloigne asymptotiquement, s'en écarte beaucoup d'abord, puis s'en rapproche de nouveau asymptotiquement, de façon à différer très peu de  $C$ , lorsque  $t$  est positif et très grand.

Je me propose d'établir qu'il existe une infinité de trajectoires doublement asymptotiques.

Je commence par observer que la courbe  $O'B$ , quelque loin qu'on la prolonge, ne pourra jamais se recouper elle-même, c'est à dire que cette courbe  $O'B$  prolongée n'a pas de point double. En effet d'après la définition de cette courbe les antécédents des divers points de  $O'B$  sont eux-mêmes sur cette courbe  $O'B$ ; de sorte que l'antécédente de la courbe  $O'B$  est une portion de cette courbe. De même la seconde, la troisième etc., la  $n^{\text{e}}$  antécédente de  $O'B$  sont des portions de plus en plus petites de cette courbe, limitées par le point  $O'$  d'une part et un point  $D$  de plus en plus rapproché de  $O'$  d'autre part.

Si la courbe  $O'B$  avait un point double, il en devrait être de même de toutes ses antécédentes, et par conséquent de tout arc  $O'D$  si petit qu'il soit, faisant partie de  $O'B$ . Or les principes du § 13 nous permettent de construire la portion de  $O'B$  voisine de  $O'$  et de constater que cette portion de courbe n'a pas de point double. Il en est donc de même de la courbe entière quelque loin qu'on la prolonge.

D'après la définition des deux nappes de la surface asymptotique et des courbes  $BO'A'$ ,  $B'O'A$ , l'une de ces courbes (par exemple la courbe  $BO'A'$ ) est telle que le  $n^{\text{e}}$  antécédent d'un point de cette courbe se rapproche indéfiniment de  $O'$ , quand  $n$  augmente; pour l'autre courbe  $B'O'A$ , c'est le  $n^{\text{e}}$  conséquent qui se rapproche indéfiniment de  $O'$ . Ce que nous venons de dire s'applique donc également à la courbe  $O'B'$ , pourvu qu'on remplace partout le mot antécédent par le mot conséquent. Donc la courbe  $O'B'$  quelque loin qu'on la prolonge ne se recoupera pas elle-même et il est clair qu'il en sera de même des courbes  $O'A$  et  $O'A'$ .

Je dis maintenant que la courbure des courbes  $O'B$  et  $O'B'$  est finie, je veux dire qu'elle ne croît pas indéfiniment quand  $\mu$  tend vers 0.

En effet nous avons vu que non seulement les séries  $s_1$  et  $s_2$  représentent asymptotiquement les deux fonctions  $f_1$  et  $f_2$ , mais que les séries  $\frac{d^2s_1}{dy_2^2}$  et  $\frac{d^2s_2}{dy_2^2}$  représentent asymptotiquement  $\frac{d^2f_1}{dy_2^2}$  et  $\frac{d^2f_2}{dy_2^2}$ .

On en conclut que si  $\mu$  est regardé comme un infiniment petit, la courbure de la courbe en trait plein au point  $B$  différera infiniment peu de la courbure de la courbe pointillée au point le plus rapproché; or cette dernière courbure est finie, donc il en est de même de la courbure de la courbe en trait plein.

Soit maintenant  $B_1$  le conséquent du point  $B$  et  $B'_1$  celui du point  $B'$ . La distance  $BB_1$  est du même ordre de grandeur que  $\sqrt{\mu}$  et il en est de même de la distance  $B'B'_1$ , les arcs  $BB_1$  et  $B'B'_1$  sont donc très petits si  $\mu$  est très petit et leur courbure est finie; d'autre part les distances  $BB'$ ,  $B_1B'_1$  de même que les rapports  $\frac{BB'}{BB_1}$ ,  $\frac{BB'}{B'B'_1}$  tendent vers 0 quand  $\mu$  tend vers 0; enfin il existe un invariant intégral positif.

Nous nous trouvons donc dans les conditions du théorème III du § 8. Nous en conclurons que les arcs  $BB_1$  et  $B'B'_1$  se coupent, c'est à dire que la courbe  $O'B'$  coupe la courbe  $O'B$  prolongée et par conséquent qu'il existe au moins une trajectoire doublement asymptotique.

Je dis maintenant qu'il en existe au moins deux.

En effet la figure a été construite de façon que les points  $B$  et  $B'$  soient sur la courbe

$$y_1 = y_2 = 0.$$

Mais l'origine des  $y_2$  est restée arbitraire; je puis supposer qu'on la choisisse de telle sorte qu'au point d'intersection des deux courbes  $O'B$  et  $O'B'$ , on ait  $y_2 = 0$ . En ce cas les points  $B$  et  $B'$  coïncident. Il doit donc en être de même de leurs conséquents  $B_1$  et  $B'_1$ . Les deux arcs  $BB_1$  et  $B'B'_1$  ont alors mêmes extrémités, mais cela ne suffit pas pour satisfaire au théorème III que je viens d'appliquer (il faut en effet pour satisfaire à ce théorème que l'aire limitée par ces deux arcs ne soit pas convexe), il faut encore qu'ils se coupent en un autre point  $N$ .

Par ce point passera une trajectoire doublement asymptotique qui

ne se confondra pas avec celle qui passe en  $B$ . Il y a donc au moins deux trajectoires doublement asymptotiques.

Je suppose toujours que les points  $B$  et  $B'$  se confondent. Soit  $BMN$  la portion de la courbe  $O'B$  comprise entre les points  $B$  et  $N$ ; soit de même  $BPN$  la portion de la courbe  $O'B'$  comprise entre le point  $B = B'$  et le point  $N$ . Ces deux arcs  $BMN$  et  $BPN$  limiteront une certaine aire que j'appelle  $\alpha$ .

Nous avons vu que dans le cas particulier du problème des trois corps qui nous occupe on peut appliquer le théorème 1<sup>er</sup> du § 8. Il existera donc des trajectoires qui traverseront une infinité de fois l'aire  $\alpha$ .

Donc parmi les conséquentes de l'aire  $\alpha$ , il y en aura une infinité qui auront une partie commune avec  $\alpha$ .

Si donc on considère la courbe fermée  $BMNPB$  qui limite l'aire  $\alpha$ , et les conséquentes de cette courbe, il y aura une infinité de ces conséquentes qui couperont la courbe  $BMNPB$  elle-même.

Comment cela peut-il se faire?

L'arc  $BMN$  ne peut couper aucun de ses conséquents; car l'arc  $BMN$  et ses conséquentes appartiennent à la courbe  $O'B$  et la courbe  $O'B$  ne peut se recouper elle-même.

Pour la même raison l'arc  $BPN$  ne peut couper aucun de ses conséquents.

Il faut donc, ou bien que l'arc  $BMN$  coupe un des conséquents de  $BPN$ , ou que l'arc  $BPN$  coupe un des conséquents de  $BMN$  (dans les hypothèses où nous nous sommes placés, c'est le second cas qui se présentera). Dans l'un comme dans l'autre cas la courbe  $O'B$  ou son prolongement coupera la courbe  $O'B'$  ou son prolongement.

Ces deux courbes se coupent donc en une infinité de points et une infinité de ces points d'intersection se trouveront sur les arcs  $BMN$  ou  $BPN$ . Par ces points d'intersection passeront une infinité de trajectoires doublement asymptotiques.

On démontrerait de la même manière que la surface asymptotique qui coupe la surface  $y_1 = 0$  suivant la courbe  $O'A$  contient une infinité de trajectoires doublement asymptotiques.

## CHAPITRE III.

## Résultats divers.

§ 20. *Solutions périodiques du 2<sup>e</sup> genre.*

Dans le chapitre précédent et en particulier dans les §§ 17 et 18 nous avons construit nos séries en supposant que l'on donne à  $C_1$  une valeur tantôt supérieure tantôt égale à  $-\varphi_4$ .

Supposons maintenant qu'on ait donné à  $C_1$  une valeur  $< -\varphi_4$ . Alors

$$x_2^1 = \sqrt{\frac{2}{N}([F_1] + C_1)}$$

n'est pas toujours réel. Supposons par exemple que, pour la valeur choisie de  $C_1$ ,  $x_2^1$  reste réel quand  $y_2$  varie depuis  $\eta_5$  jusqu'à  $\eta_6$ . Je vais considérer une valeur  $\eta_7$  de  $y_2$  comprise entre  $\eta_5$  et  $\eta_6$ :

$$\eta_5 < \eta_7 < \eta_6$$

et je vais chercher à définir les  $x_i^k$  pour toutes les valeurs de  $y_2$  comprises entre  $\eta_5$  et  $\eta_7$ .

J'observe d'abord que  $x_2^1$  est susceptible de deux valeurs égales et de signe contraire, à cause du double signe du radical; donnons d'abord par exemple à ce radical le signe +.

Imaginons que l'on ait calculé successivement

$$x_1^1, x_1^2, \dots, x_1^{k-2},$$

$$x_2^1, x_2^2, \dots, x_2^{k-2}.$$

L'équation (7) du § 18 nous donne:

$$x_1^2[x_2^{k-1}] = \theta(y_2) + C_{k-1},$$

$\theta(y_2)$  étant une fonction entièrement connue de  $y_2$  et  $C_{k-1}$  une constante.

Nous déterminerons cette constante par la condition

$$\theta(\eta_5) + C_{k-1} = 0.$$

Alors bien que  $x_2^1$  s'annule pour  $y_2 = \eta_5$ , la fonction

$$[x_2^{k-1}] = \frac{\theta(y_2) - \theta(\eta_5)}{x_2^1}$$

reste finie pour  $y_2 = \eta_5$ .

Nous avons donc complètement déterminé les fonctions  $x_i^k$  pour  $\eta_5 < y_2 < \eta_7$  et nous appellerons  $x_{0,i}^k$  les fonctions de  $y_2$  ainsi déterminées.

Supposons que l'on recommence le calcul en donnant au radical le signe —. On trouvera pour les fonctions  $x_i^k$  de nouvelles valeurs que j'appelle  $x_{1,i}^k$  et qui seront d'ailleurs la continuation analytique des premières.

Imaginons ensuite que l'on remplace  $C_1$  par une constante nouvelle  $C'_1$  très voisine de  $C_1$ .

Alors le radical:

$$\sqrt{\frac{2}{N}([F_1] + C'_1)}$$

sera réel toutes les fois que  $y_2$  sera compris entre  $\eta_7$  et une certaine valeur  $\eta_8$  très voisine de  $\eta_6$ .

Cela posé, nous allons par le procédé exposé ci-dessus calculer les fonctions  $x_i^k$  pour les valeurs de  $y_2$  comprises entre  $\eta_7$  et  $\eta_8$ , d'abord en faisant:

$$x_2^1 = +\sqrt{\frac{2}{N}([F_1] + C'_1)}$$

(nous appellerons  $x_{2,i}^k$  les fonctions ainsi calculées), puis en faisant

$$x_2^1 = -\sqrt{\frac{2}{N}([F_1] + C'_1)}$$

(nous appellerons  $x_{3,i}^k$  les fonctions ainsi calculées).

Nous allons ensuite construire les quatre branches de courbes:

$$1^\circ. \quad y_1 = 0, \quad x_1 = \varphi_{0,1}(y_2), \quad x_2 = \varphi_{0,2}(y_2)$$

que nous prolongerons depuis  $y_2 = \eta_5$  à  $y_2 = \eta_7$ .

$$2^{\circ}. \quad y_1 = 0, \quad x_1 = \varphi_{1.1}(y_2), \quad x_2 = \varphi_{1.2}(y_2)$$

que nous prolongerons également depuis  $y_2 = \eta_5$  jusqu'à  $y_2 = \eta_7$ .

$$3^{\circ}. \quad y_2 = 0, \quad x_1 = \varphi_{2.1}(y_2), \quad x_2 = \varphi_{2.2}(y_2)$$

que nous prolongerons depuis  $y_2 = \eta_7$  jusqu'à  $y_2 = \eta_8$ .

$$4^{\circ}. \quad y_1 = 0, \quad x_1 = \varphi_{3.1}(y_2), \quad x_2 = \varphi_{3.2}(y_2)$$

que nous prolongerons également depuis  $y_2 = \eta_7$  jusqu'à  $y_2 = \eta_8$ .

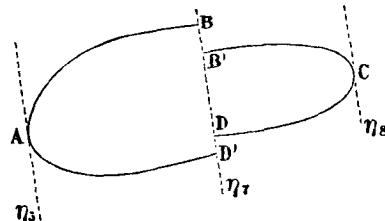
Dans ces formules nous avons posé:

$$\varphi_{p,q}(y_2) = x_{p,q}^0 + x_{p,q}^1 \sqrt{\mu} + \dots + x_{p,q}^k \mu^{\frac{k}{2}}.$$

La première et la seconde de ces courbes se raccorderont et seront tangentes en un même point à la courbe  $y_2 = \eta_5$ .

La troisième et la quatrième courbes se raccorderont également et seront tangentes en un même point à la courbe  $y_2 = \eta_8$ .

Fig. 8.



C'est ce qu'indique la figure 8 où les trois arcs pointillés représentent les trois courbes

$$y_2 = \eta_5, \eta_7, \eta_8,$$

où l'arc  $AB$  représente la 1<sup>ère</sup> de nos quatre branches de courbe, l'arc  $AD'$  la seconde, l'arc  $B'C$  la 3<sup>me</sup> et l'arc  $DC$  la quatrième.

Nous regarderons  $C_i$  comme une donnée, mais  $C'_i$  est resté jusqu'ici arbitraire. Nous déterminerons  $C'_i$  par la condition que la 1<sup>ère</sup> et la 3<sup>me</sup> courbes se raccordent et que les points  $B$  et  $B'$  se confondent, ce qui s'exprime analytiquement par les conditions:

$$(1) \quad \varphi_{0.1}(\eta_7) = \varphi_{2.1}(\eta_7), \quad \varphi_{0.2}(\eta_7) = \varphi_{2.2}(\eta_7).$$

Ces deux équations ne sont d'ailleurs pas distinctes et se ramènent à une seule.

En nous appuyant sur le théorème III du § 8 nous pourrions démontrer que si  $C'_1$  est déterminé par les équations (1), les équations

$$(1') \quad \varphi_{1,1}(\eta_7) = \varphi_{3,1}(\eta_7), \quad \varphi_{1,2}(\eta_7) = \varphi_{3,2}(\eta_7)$$

seront aussi satisfaites aux quantités près de l'ordre de  $\mu^{\frac{k+1}{2}}$ ; c'est à dire que la 2<sup>de</sup> et la 4<sup>me</sup> courbes se raccorderont aux quantités près de cet ordre, ou que la distance  $DD'$  est un infiniment petit de même ordre que  $\mu^{\frac{k+1}{2}}$ .

Mais je dois faire ici la même observation que plus haut; les séries auxquelles on parvient de la sorte ne sont pas convergentes bien qu'elles puissent rendre des services si on les manie avec précaution.

Il existe donc des régions, où, au moins pendant un certain temps,  $y_2$  (dans le cas où l'on suppose  $n_2 = 0$ ) ou  $n_2 y_1 - n_1 y_2$  (dans le cas général) conservent des valeurs finies. C'est ce fait que les astronomes expriment d'ordinaire en disant qu'il y a libration. On peut se demander si ces régions de libration sont sillonnées de solutions périodiques.

On peut s'en rendre compte par les considérations suivantes.

Ecrivons les équations:

$$(2) \quad \begin{aligned} x_1 &= x_1^0 + \mu x_1^2, \\ x_2 &= x_2^0 + \sqrt{\mu} \sqrt{\frac{2}{N} ([F_1] + C_1)} + \mu u_2^2. \end{aligned}$$

Ces équations sont à des quantités près de l'ordre  $\mu$  celles de surfaces que nous avons construites (voir figure 8); elles satisfont donc approximativement aux équations (3) du § 17. Quant à  $u_2^2$  c'est une fonction de  $y_1$  et de  $y_2$  qui ne diffère de  $x_2^2$  que par une fonction de  $y_2$  de telle sorte que

$$\frac{du_2^2}{dy_1} = \frac{dx_2^2}{dy_1}.$$

Cette fonction  $u_2^2$  doit d'ailleurs rester toujours finie.

Je me propose de modifier la forme de la fonction  $F$  qui entre dans nos équations différentielles de façon que ces équations (2) satisfassent *exactement* aux équations (3) du § 17.

Je cherche donc une fonction  $F^*$  telle que les équations:

$$(3) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF^*}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \frac{dF^*}{dy_2}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF^*}{dx_1}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF^*}{dx_2} \end{aligned}$$

admettent des surfaces trajectoires représentées précisément par ces équations (2).

Voici comment nous déterminerons cette fonction  $F^*$ .

Observons d'abord que  $x_1^0$  et  $x_2^0$  sont déterminés par les deux équations simultanées

$$F_0(x_1^0, x_2^0) = C, \quad \frac{dF_0}{dx_2^0} = 0.$$

On peut tirer de ces deux équations  $x_1^0$  et  $x_2^0$  en fonctions de  $C$ . Nous regarderons donc désormais  $x_1^0$  et  $x_2^0$  comme des fonctions connues de  $C$ .

D'autre part  $[F_1]$  est une fonction de  $y_2$ , de  $x_1^0$  et de  $x_2^0$ , ce qui nous permet de le regarder comme une fonction connue de  $y_2$  et de  $C$ .

Les équations (2) nous donneront par conséquent  $x_1$  et  $x_2$  en fonctions de  $y_1$ , de  $y_2$ , de  $C$  et de  $C_1$ .

Remarquons que si  $x_1$  et  $x_2$  sont définis par ces équations

$$x_1 dy_1 + x_2 dy_2 = dS$$

est une différentielle exacte, de sorte que:

$$\frac{dx_1^0}{dy_2} = \frac{du_1^0}{dy_1}.$$

Résolvons maintenant les équations (2) par rapport à  $C$  et  $C_1$ , il viendra

$$C = F^*(x_1, x_2, y_1, y_2),$$

$$C_1 = \Phi^*(x_1, x_2, y_1, y_2).$$

La fonction  $F^*$  est ainsi définie et on aura en employant la notation de JACOBI:

$$[F^*, \Phi^*] = 0,$$

ce qui signifie que

$$\Phi^* = \text{const},$$

est une intégrale des équations (3).

La solution la plus générale de ces équations (3) s'écrit alors:

$$(a) \quad \frac{dS}{dy_1} = x_1, \quad \frac{dS}{dy_2} = x_2, \quad \frac{dS}{dC} = C + t, \quad \frac{dS}{dC_1} = C'_1,$$

$C'$  et  $C'_1$  étant deux nouvelles constantes d'intégration.

Cherchons à former effectivement  $F^*$  ou du moins à nous rendre compte de l'ordre de grandeur de la différence:

$$F - F^*.$$

Or  $x_1^2$  est défini par la condition suivante:

$$F(x_1^0 + \mu x_1^2, x_2^0 + \sqrt{\mu} x_2^1) = C$$

doit être une quantité de même ordre que  $\mu\sqrt{\mu}$ . (Cf. § 17.)

Donc comme  $\frac{dF}{dx_2^0}$  est nul, la fonction

$$F(x_1^0 + \mu x_1^2, x_2^0 + \sqrt{\mu} x_2^1 + \mu u_2^2) = C$$

sera encore de même ordre que  $\mu\sqrt{\mu}$ , quelle que soit la fonction  $u_2^2$ .

D'ailleurs on a identiquement:

$$F^*(x_1^0 + \mu x_1^2, x_2^0 + \sqrt{\mu} x_2^1 + \mu u_2^2) = C.$$

Donc la différence

$$F - F^*$$

regardée comme fonction de  $\mu$ , de  $C$ , de  $C_1$ , de  $y_1$  et de  $y_2$  est de l'ordre de  $\mu\sqrt{\mu}$ .

Posons maintenant:

$$\xi_2 \sqrt{\mu} = x_2 - x_2^0.$$

Des deux équations (1) on tirera facilement  $C_1$  et  $C$  en fonctions de  $x_1$ ,  $\xi_2$ ,  $y_1$ ,  $y_2$  et  $\mu$ ; on voit alors sans peine que  $C$  et  $C_1$  peuvent être développés suivant les puissances positives de  $\sqrt{\mu}$ , les coefficients étant des fonctions finies de  $x_1$ , de  $\xi_2$ , de  $y_1$  et de  $y_2$ .

Nous venons de voir que  $F - F^*$  est une fonction de  $\mu$ , de  $y_1$ , de  $y_2$ , de  $C$  et de  $C_1$  dont le développement suivant les puissances de  $\mu$  commence par un terme en  $\mu\sqrt{\mu}$ ; si nous y remplaçons  $C$  et  $C_1$  par leurs valeurs en fonctions de  $\mu$ , de  $x_1$ , de  $\xi_2$ , de  $y_1$  et de  $y_2$ , nous verrons que cette différence  $F - F^*$  est une fonction développée suivant les puissances de  $\mu$ , dont les coefficients dépendent de  $x_1$ ,  $\xi_2$ ,  $y_1$  et  $y_2$  et qui commence par un terme en  $\mu\sqrt{\mu}$ .

Par conséquent la fonction:

$$\frac{F - F^*}{\mu\sqrt{\mu}} = F(\mu, x_1, \xi_2, y_1, y_2)$$

ne devient pas infinie pour  $\mu = 0$ .

Par le changement de variable que nous venons de faire les équations (3) deviennent:

$$(3') \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF^*}{dy_1}, & \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF^*}{dx_1}, \\ \frac{d\xi_2}{dt} &= \frac{dF^*}{\sqrt{\mu}dy_2}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF^*}{\sqrt{\mu}d\xi_2}. \end{aligned}$$

De même les équations proposées:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}$$

doivent se réduire à:

$$(4) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{dF}{dy_1}, & \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{dF}{dx_1}, \\ \frac{d\xi_2}{dt} &= \frac{dF}{\sqrt{\mu}dy_2}, & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{dF}{\sqrt{\mu}d\xi_2}. \end{aligned}$$

Nous formerons en outre les équations suivantes:

$$(5) \quad \begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{d}{dy_1}(F^* + \varepsilon F'), & \frac{dy_1}{dt} &= -\frac{d}{dx_1}(F^* + \varepsilon F'), \\ \frac{d\xi_2}{dt} &= \frac{d}{\sqrt{\mu}dy_2}(F^* + \varepsilon F'), & \frac{dy_2}{dt} &= -\frac{d}{\sqrt{\mu}d\xi_2}(F^* + \varepsilon F'), \end{aligned}$$

qui se réduisent à (3') pour  $\varepsilon = 0$  et à (4) pour  $\varepsilon = \mu\sqrt{\mu}$ .

D'après ce que nous avons vu plus haut, les équations (3) et par conséquent les équations (3') peuvent s'intégrer exactement; nous en avons donné par les équations (α) la solution générale.

Si l'on discute cette solution générale et si on cherche à la construire en conservant le même mode de représentation géométrique que dans les paragraphes précédents, on verra qu'il existe une infinité de surfaces trajectoires fermées.

Ces surfaces qui ont pour équation:

$$(6) \quad \frac{x_2}{x_1} = \frac{x_2^0 + \sqrt{\mu} \sqrt{\frac{2}{N} ([F_1] + C_1) + \mu u_2^2}}{x_1^0 + \mu x_1^2}$$

diffèrent peu des surfaces que nous avons construites dans le § 17 et dont l'équation s'écrivait:

$$(7) \quad \frac{x_2}{x_1} = \frac{x_2^0 + \sqrt{\mu} \sqrt{\frac{2}{N} ([F_1] + C_1)}}{x_1^0}.$$

Elles ont même forme générale que les surfaces définies par l'équation (7). Si donc nous faisons les mêmes hypothèses que dans le § 17 au sujet des maxima et des minima de  $[F_1]$ , deux de nos surfaces (6) seront des surfaces fermées à courbe double; ce seront celles qui correspondent aux valeurs  $-\varphi_2$  et  $-\varphi_4$  de la constante  $C_1$ . Les autres se composent de une ou deux nappes fermées.

La surface fermée à courbe double sera pour nos équations (3') une surface asymptotique et elle partagera l'espace en trois régions comme nous l'avons dit plus haut.

Parmi ces régions, je distingue la région  $R_2$  comprise entre les deux nappes qui est une région dite de libration et je me propose de montrer que dans cette région, on peut tracer une infinité de trajectoires fermées correspondant à des solutions périodiques.

Revenons en effet aux équations (α) qui nous font connaître la solution générale des équations (3) et (3'). D'après la forme des équations (2), nous pouvons écrire:

$$S = ay_1 + by_2 + \theta(y_1, y_2) + \sqrt{\frac{2\mu}{N}} \int \sqrt{([F_1] + C_1)} dy_2,$$

$a$  et  $b$  étant des fonctions de  $C$  et de  $C_1$  seulement et  $\theta(y_1, y_2)$  une fonction réelle et périodique de  $y_1$  et de  $y_2$ .

On en déduit:

$$C'_1 = \frac{dS}{dC_1} = \frac{da}{dC_1} y_1 + \frac{db}{dC_1} y_2 + \frac{d\theta}{dC_1} + \sqrt{\frac{\mu}{2N}} \int \frac{dy_2}{\sqrt{([F_1] + C_1)}}.$$

Nous donnerons à  $C_1$  une valeur déterminée qui devra être plus petite que  $-\varphi_4$  puisque nous nous supposons placés dans la région  $R_2$ .

La surface fermée qui correspond à cette valeur de  $C_1$  présentant les mêmes connexions que le tore, nous pouvons en faire le tour de deux manières différentes: 1° en regardant  $y_2$  comme constant; 2° en regardant  $y_1$  comme constant.

Quand on aura fait le tour de la surface en regardant  $y_2$  comme constant,  $y_1$  aura augmenté de  $2\pi$  et  $\frac{dS}{dC_1}$  aura augmenté de

$$2\pi \frac{da}{dC_1}.$$

Quand on aura fait le tour de la surface en regardant  $y_1$  comme constant,  $y_2$  sera revenu à la même valeur, mais l'intégrale

$$\int \frac{dy_2}{\sqrt{([F_1] + C_1)}}$$

aura augmenté d'une certaine période  $v$  définie comme il suit:

Supposons que les valeurs de  $y_2$  pour lesquelles le radical  $\sqrt{([F_1] + C_1)}$  est réel soient les valeurs comprises entre  $\eta_5$  et  $\eta_6$ , on aura:

$$v = 2 \int_{\eta_5}^{\eta_6} \frac{dy_2}{\sqrt{([F_1] + C_1)}}.$$

Quand notre intégrale augmentera de  $v$ ,  $\frac{dS}{dC_1}$  augmentera de

$$v \sqrt{\frac{\mu}{2N}}.$$

Pour que la solution qui correspond à cette valeur de  $C_1$  soit périodique, il faut donc et il suffit que ces deux quantités:

$$2\pi \frac{da}{dC_1} \text{ et } v\sqrt{\frac{\mu}{2N}}$$

soient commensurables entre elles.

Cette condition sera évidemment satisfaite pour une infinité de valeurs de  $C_1$ ; notre région  $R_2$  contient donc une infinité de trajectoires fermées, représentant des solutions périodiques.

Ainsi si  $K$  est un nombre commensurable quelconque, l'équation:

$$(8) \quad 2\pi \frac{da}{dC_1} = Kv\sqrt{\frac{\mu}{2N}}$$

(qui contient  $C_1$  parce que  $\frac{da}{dC_1}$  et  $v$  sont des fonctions de  $C_1$ ) nous donnera une valeur de  $C_1$  correspondant à une solution périodique.

Pour discuter cette équation, il me faut chercher ce que c'est que  $\frac{da}{dC_1}$ .

Il me suffit pour cela de rappeler que:

$$a = x_1^0 + \mu[x_1^2]$$

et que:

$$F_0(x_1^0 + \mu x_1^2, x_2^0 + \sqrt{\mu}x_2^1) + \mu F_1(x_1^0, x_2^0, y_1, y_2)$$

doit se réduire à  $C$  aux quantités près de l'ordre de  $\mu\sqrt{\mu}$ . On en conclut:

$$-n_1 x_1^2 - \frac{N}{2}(x_2^1)^2 + F_1(x_1^0, x_2^0, y_1, y_2) = 0$$

d'où

$$-n_1[x_1^2] - C_1 - [F_1] + [F_1] = 0$$

et:

$$\frac{da}{dC_1} = -\frac{\mu}{n_1}.$$

$\frac{da}{dC_1}$  est donc une constante, indépendante de  $C_1$ , de sorte que l'équation (8) peut s'écrire

$$(8') \quad \frac{v}{\sqrt{\mu}} = \text{const.}$$

Pour discuter cette équation nouvelle, il convient de chercher comment varie  $v$  quand on fait varier  $C_1$  depuis  $-\varphi_4$  jusqu'à  $-\varphi_1$ .

Pour  $C_1 = -\varphi_4$ ,  $v$  est infini;  $C_1$  variant depuis  $-\varphi_4$  jusqu'à  $-\varphi_2$ ,  $v$  décroît d'abord jusqu'à un certain minimum, pour croître ensuite de nouveau jusqu'à l'infini.

Pour  $C_1 < -\varphi_2$ ,  $v$  peut admettre deux valeurs correspondant aux deux nappes de la surface et que l'on peut envisager séparément. (Cf. figure 7.)

La première nappe de la surface reste réelle quand  $C_1$  est compris entre  $-\varphi_2$  et  $-\varphi_3$ ; la valeur correspondante de  $v$  décroît depuis l'infini jusqu'à un certain minimum quand  $C_1$  décroît depuis  $-\varphi_2$  jusqu'à  $-\varphi_3$ .

La seconde nappe de la surface reste réelle quand  $C_1$  est compris entre  $-\varphi_2$  et  $-\varphi_1$ ; la valeur correspondante de  $v$  décroît depuis l'infini jusqu'à un certain minimum quand  $C_1$  décroît depuis  $-\varphi_2$  jusqu'à  $-\varphi_1$ .

Ainsi  $v$  admet trois minima au moins et reste toujours supérieur à une certaine limite positive.

Si donc nous regardons l'équation (8') comme définissant  $C_1$  en fonction de  $\mu$ ,  $C_1$  sera fonction continue de  $\mu$ , mais nous pourrons prendre  $\mu$  assez petit pour que cette équation n'admette aucune racine.

Ainsi il est certain qu'il existe toujours une infinité de solutions périodiques; mais quand on fera décroître  $\mu$ , toutes ces solutions disparaîtront l'une après l'autre.

Il résulte de ce qui précède que les équations (5) admettent pour  $\varepsilon = 0$  une infinité de solutions périodiques; les principes du chapitre III (1<sup>ère</sup> partie) nous permettent d'affirmer qu'il y en a encore une infinité pour les valeurs suffisamment petites de  $\varepsilon$ . Comme  $\mu$  est très petit, il semble très probable qu'il existera une infinité de solutions périodiques pour  $\varepsilon = \mu\sqrt{\mu}$ , c'est à dire pour les équations (4) qui sont déduites par un changement de variable très simple des équations proposées.

Par conséquent, si nous revenons à ces équations proposées, nous

voyons que dans la *région de libration*  $R_2$ , il y a une infinité de trajectoires fermées représentant des solutions périodiques. Nous allons d'ailleurs l'établir rigoureusement par une voie toute différente.

Mais si faisant décroître  $\mu$  d'une manière continue, on suit une de ces trajectoires fermées, on la verra se déformer aussi d'une façon continue et *disparaître* ensuite pour une certaine valeur de  $\mu$ . Ainsi pour  $\mu = 0$  toutes les solutions périodiques de la région  $R_2$  auront disparu l'une après l'autre. Ce n'est pas ainsi que se comportaient les solutions périodiques étudiées dans le chapitre III (1<sup>ère</sup> partie) et qui subsistaient encore pour  $\mu = 0$ .

On peut démontrer que dans le voisinage d'une trajectoire fermée représentant une solution périodique, soit stable, soit instable, il passe une infinité d'autres trajectoires fermées. Cela ne suffit pas, en toute rigueur, pour conclure que toute région de l'espace, si petite qu'elle soit, est traversée par une infinité de trajectoires fermées,<sup>1</sup> mais cela suffit pour donner à cette hypothèse un haut caractère de vraisemblance.

Ainsi que je viens de le dire, l'aperçu qui précède ne suffirait pas pour établir rigoureusement l'existence des solutions périodiques du 2<sup>e</sup> genre. Voici comment nous y parviendrons.

Reprendons nos équations différentielles

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}$$

et envisageons une solution périodique du 1<sup>er</sup> genre de période  $T$ ; quand  $t$  augmentera de  $T$ ,  $y_1$  et  $y_2$  augmenteront de  $n_1 T$  et de  $n_2 T$ ; je supposerai comme plus haut:

$$n_1 T = 2\pi, \quad n_2 = 0.$$

Cela posé, de l'équation

$$F = C$$

nous pouvons tirer  $x_2$  en fonction de  $x_1$ ,  $y_1$  et  $y_2$ ; en remplaçant  $x_2$  par la valeur ainsi obtenue, on trouve:

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{dF}{dy_1}, \quad \frac{dy_1}{dt} = -\frac{dF}{dx_1}, \quad \frac{dy_2}{dt} = -\frac{dF}{dx_2},$$

---

<sup>1</sup> Les travaux récents de M. CANTOR nous ont appris en effet (pour employer le langage de ce savant géomètre) qu'un ensemble peut être parfait, sans être continu.

les seconds membres pouvant être regardés comme des fonctions connues de  $x_1, y_1$  et  $y_2$ . Enfin en éliminant  $dt$  il viendra:

$$(9) \quad \frac{dx_1}{dy_1} = X, \quad \frac{dy_2}{dy_1} = Y,$$

$X$  et  $Y$  étant des fonctions connues de  $x_1, y_1$  et  $y_2$ , périodiques de période  $2\pi$  par rapport à  $y_1$ .

Soit:

$$x_1 = \varphi_1(y_1), \quad y_2 = \varphi_2(y_1)$$

la solution périodique considérée qui sera de période  $2\pi$  par rapport à  $y_1$ ; je suppose que cette solution périodique soit celle que nous avons définie plus haut et qui était représentée approximativement sur la figure du § 17 par la courbe fermée isolée de la surface  $C_1 = -\varphi_1$ . Ce sera donc une solution périodique *stable*, elle admettra deux exposants caractéristiques  $\alpha$  et  $-\alpha$  égaux et de signe contraire et dont le carré sera réel négatif.

Soit maintenant

$$x_1 = \varphi_1(y_1) + \xi_1, \quad y_2 = \varphi_2(y_1) + \xi_2$$

une solution peu différente de la première. Soient conformément aux notations du chapitre III (1<sup>ère</sup> partie)  $\beta_1$  et  $\beta_2$  les valeurs initiales de  $\xi_1$  et de  $\xi_2$  pour  $y_1 = 0$ , et  $\beta_1 + \psi_1, \beta_2 + \psi_2$  les valeurs de  $\xi_1$  et de  $\xi_2$  pour  $y_1 = 2k\pi$  ( $k$  entier). La solution sera périodique de période  $2k\pi$  si l'on a:

$$(10) \quad \psi_1 = \psi_2 = 0.$$

On sait que  $\psi_1$  et  $\psi_2$  pourront se développer suivant les puissances de  $\beta_1$  et  $\beta_2$  et que ces fonctions dépendront en outre de  $\mu$ .

Si on regarde un instant  $\beta_1, \beta_2$  et  $\mu$  comme les coordonnées d'un point dans l'espace, les équations (10) représentent une certaine courbe gauche et à chaque point de cette courbe gauche correspond une solution périodique. Il est clair que  $\psi_1$  et  $\psi_2$  s'annulent avec  $\beta_1$  et  $\beta_2$ ; en effet si l'on fait  $\xi_1 = 0, \xi_2 = 0$ , on obtient, d'après la définition de  $\xi_1$  et de  $\xi_2$ , une solution périodique de période  $2\pi$  qui peut aussi être regardée comme périodique de période  $2k\pi$ .

La courbe (10) comprend donc d'abord l'axe des  $\mu$  tout entier. Je

me propose de démontrer que si, pour  $\mu = \mu_0$ ,  $k\alpha$  est multiple de  $2i\pi$ , il existera une autre branche de la courbe (10) qui passera par le point

$$\mu = \mu_0, \quad \beta_1 = 0, \quad \beta_2 = 0$$

et par conséquent que pour les valeurs de  $\mu$  voisines de  $\mu_0$ , il existe d'autres solutions périodiques que  $\xi_1 = \xi_2 = 0$ .

Posons  $\mu - \mu_0 = \lambda$  et cherchons à développer  $\phi_1$  et  $\phi_2$  suivant les puissances de  $\beta_1$ , de  $\beta_2$  et de  $\lambda$ .

Calculons d'abord les termes du 1<sup>er</sup> degré par rapport à  $\beta_1$  et à  $\beta_2$ .

Je dis d'abord que pour  $\lambda = 0$ , c'est à dire pour  $\mu = \mu_0$ , tous ces termes sont nuls.

En effet supposons que les  $\xi$  soient assez petits pour qu'on en puisse négliger les carrés. Nous avons vu dans la 1<sup>ère</sup> partie que dans ce cas, les  $\xi$  satisfont à un système de deux équations différentielles linéaires, que nous avons appelées équations aux variations des équations (9). Nous avons vu également que ces équations linéaires admettent deux solutions remarquables; que la première de ces solutions est multipliée par  $e^{2a\pi}$  quand  $y_1$  augmente de  $2\pi$ , et que l'autre est multipliée par  $e^{-2a\pi}$ .

Pour  $\lambda = 0$ ,  $k\alpha$  est un multiple de  $2i\pi$  de sorte que  $e^{2a\pi}$  et  $e^{-2a\pi}$  sont deux racines  $k^{\text{es}}$  de l'unité. Donc nos deux solutions se reproduisent quand  $y_1$  augmente de  $2k\pi$ . Comme l'équation est linéaire, la solution générale est une combinaison linéaire de ces deux solutions remarquables, et elle ne change pas non plus quand  $y_1$  augmente de  $2k\pi$ .

Comme  $\phi_1$  et  $\phi_2$  sont précisément les accroissements que subissent  $\xi_1$  et  $\xi_2$  quand  $y_1$  passe de la valeur 0 à la valeur  $2k\pi$ ,  $\phi_1$  et  $\phi_2$  doivent être nuls; mais cela n'est vrai que quand  $\xi_1$  et  $\xi_2$  (ou  $\beta_1$  et  $\beta_2$ ) sont assez petits pour qu'on puisse en négliger les carrés; ce seront donc seulement les termes de  $\phi_1$  et  $\phi_2$  qui sont du 1<sup>er</sup> degré en  $\beta_1$  et  $\beta_2$  qui seront nuls.

C. Q. F. D.

Soient:

$$\begin{aligned} a\beta_1 + b\beta_2 &\text{ les termes du premier degré de } \phi_1, \\ c\beta_1 + e\beta_2 &\text{ les termes du premier degré de } \phi_2. \end{aligned}$$

Nous venons de voir que pour  $\lambda = 0$

$$a = b = c = e = 0.$$

Soit encore pour  $\lambda = 0$ :

$$\frac{da}{d\lambda} = a', \quad \frac{db}{d\lambda} = b', \quad \frac{dc}{d\lambda} = c'. \quad \frac{de}{d\lambda} = e'.$$

Je dis que

$$a' + e' = 0.$$

En effet l'équation en  $S$

$$(a - S)(e - S) - bc = 0$$

admet pour racines: (cf. § 12)

$$S = 1 - e^{2ak\pi}, \quad S = 1 - e^{-2ak\pi};$$

pour  $\lambda = 0$ , ces deux racines sont nulles; si  $\lambda$  est assez petit pour qu'on puisse en négliger le carré, elles seront égales à:

$$\pm 2k\pi \frac{da}{d\lambda} \lambda.$$

L'équation en  $S$ :

$$(a' - S)(e' - S) - b'c' = 0$$

aura donc pour racines

$$S = \pm 2k\pi \frac{da}{d\lambda}$$

et comme ces deux racines sont égales et de signe contraire on aura:

$$a' + e' = 0.$$

De plus  $a'$ ,  $e'$ ,  $b'$  et  $c'$  ne seront pas nuls à la fois en général. En effet cela ne pourrait avoir lieu que si  $\frac{da}{d\lambda} = \frac{da}{d\mu}$  était nul. Or  $\mu_0$  est une quantité choisie de telle sorte que  $\alpha$  (qui est une fonction de  $\mu$ ) soit commensurable avec  $2i\pi$ . Or  $\frac{da}{d\mu}$  ne pourrait s'annuler pour toutes les valeurs commensurables de  $\frac{\alpha}{2i\pi}$  qu'en s'annulant identiquement; alors  $\alpha$  serait une constante (qui devrait d'ailleurs être nulle puisque  $\alpha = 0$  pour  $\mu = 0$ ) ce qui n'a pas lieu en général.

Nous avons vu que pour  $\lambda = 0$  les termes du 1<sup>er</sup> degré de  $\phi_1$  et de  $\phi_2$  s'annulent identiquement. Supposons qu'il en soit de même des termes du 2<sup>d</sup> degré, du 3<sup>e</sup> degré, etc., du  $m - 1$ <sup>e</sup> degré, mais que les termes du  $m^e$  degré ne s'annulent pas identiquement dans  $\phi_1$  et dans  $\phi_2$  pour  $\lambda = 0$ . Soit  $\theta_1$  l'ensemble des termes du  $m^e$  degré de  $\phi_1$  pour  $\lambda = 0$ ; soit  $\theta_2$  l'ensemble des termes du  $m^e$  degré de  $\phi_2$  pour  $\lambda = 0$ . Ainsi  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont deux polynômes homogènes du  $m^e$  degré en  $\beta_1$  et  $\beta_2$  et de ces deux polynômes l'un au moins ne s'annule pas identiquement.

Posons:

$$\begin{aligned}\phi_1 &= a'\lambda\beta_1 + b'\lambda\beta_2 + \theta_1 + \omega_1, \\ \phi_2 &= c'\lambda\beta_1 - a'\lambda\beta_2 + \theta_2 + \omega_2.\end{aligned}$$

Alors  $\omega_1$  et  $\omega_2$  seront un ensemble de termes qui seront: ou bien du  $(m + 1)^e$  degré au moins par rapport aux  $\beta$ , ou bien du second degré au moins par rapport aux  $\beta$  et du 1<sup>er</sup> degré au moins par rapport à  $\lambda$ , ou bien du 1<sup>er</sup> degré au moins par rapport aux  $\beta$  et du 2<sup>d</sup> degré au moins par rapport à  $\lambda$ .

Je me propose de démontrer que l'on peut tirer des équations (10)  $\beta_1$  et  $\beta_2$  en séries ordonnées suivant les puissances de  $\lambda^{\frac{1}{m-1}}$  et dont tous les termes ne sont pas nuls.

Mais il faut d'abord que je démontre que l'on a identiquement:

$$\frac{d\theta_1}{d\beta_1} + \frac{d\theta_2}{d\beta_2} = 0.$$

En effet il existe un invariant intégral positif. Nous en concluons qu'il existe une intégrale

$$\iint \Phi(\xi_1, \xi_2) d\xi_1 d\xi_2$$

qui a la même valeur pour une aire quelconque appartenant à la portion de surface sans contact  $y_1 = 0$  et pour toutes ses conséquentes.

De plus la fonction  $\Phi$  est positive. Donc  $\Phi(0, 0)$  n'est pas nul; en multipliant la fonction  $\Phi$  par un facteur convenable, nous pourrons donc toujours supposer:

$$\Phi(0, 0) = 1.$$

Mais le point:

$$\xi_1 = \beta_1 + \psi_1, \quad \xi_2 = \beta_2 + \psi_2, \quad y_1 = 2k\pi$$

est le  $k^{\text{e}}$  conséquent du point:

$$\xi_1 = \beta_1, \quad \xi_2 = \beta_2, \quad y_1 = 0.$$

On aura donc pour une aire quelconque:

$$\iint \Phi(\beta_1 + \psi_1, \beta_2 + \psi_2) (d\beta_1 + d\psi_1)(d\beta_2 + d\psi_2) = \iint \Phi(\beta_1, \beta_2) d\beta_1 d\beta_2$$

d'où l'identité:

$$(11) \quad \Phi(\beta_1 + \psi_1, \beta_2 + \psi_2) \left[ \frac{d(\beta_1 + \psi_1)}{d\beta_1} \frac{d(\beta_2 + \psi_2)}{d\beta_2} - \frac{d(\beta_1 + \psi_1)}{d\beta_2} \frac{d(\beta_2 + \psi_2)}{d\beta_1} \right] \\ = \Phi(\beta_1, \beta_2).$$

Nous supposerons  $\lambda = 0$ , nous aurons donc:

$$\psi_1 = \theta_1 + \omega_1, \quad \psi_2 = \theta_2 + \omega_2.$$

Les  $\theta$  ne contiennent alors que des termes du  $m^{\text{e}}$  degré et les  $\omega$  que des termes du  $(m+1)^{\text{e}}$  degré ou de degré supérieur.

Il résulte de là que la différence:

$$\Phi(\beta_1 + \psi_1, \beta_2 + \psi_2) - \Phi(\beta_1, \beta_2)$$

ne contient que des termes du  $m^{\text{e}}$  degré au moins par rapport à  $\beta_1$  et à  $\beta_2$ . Si l'on convient de négliger les termes du  $m^{\text{e}}$  degré et de degré supérieur, on pourra écrire:

$$\Phi(\beta_1 + \psi_1, \beta_2 + \psi_2) = \Phi(\beta_1, \beta_2).$$

On aura, en négligeant toujours les termes du  $m^{\text{e}}$  degré:

$$\frac{d(\beta_1 + \psi_1)}{d\beta_1} = 1 + \frac{d\theta_1}{d\beta_1}, \quad \frac{d(\beta_2 + \psi_2)}{d\beta_2} = 1 + \frac{d\theta_2}{d\beta_2}, \\ \frac{d(\beta_1 + \psi_1)}{d\beta_2} = \frac{d\theta_1}{d\beta_2}, \quad \frac{d(\beta_2 + \psi_2)}{d\beta_1} = \frac{d\theta_2}{d\beta_1}$$

et

$$\frac{d(\beta_1 + \psi_1)}{d\beta_1} \frac{d(\beta_2 + \psi_2)}{d\beta_2} - \frac{d(\beta_1 + \psi_1)}{d\beta_2} \frac{d(\beta_2 + \psi_2)}{d\beta_1} = 1 + \frac{d\theta_1}{d\beta_1} + \frac{d\theta_2}{d\beta_2},$$

de sorte qu'en identifiant dans l'identité (11) tous les termes de degré inférieur à  $m$ , on arrive à la relation:

$$\Phi(\beta_1, \beta_2) \left( \frac{d\theta_1}{d\beta_1} + \frac{d\theta_2}{d\beta_2} \right) = 0.$$

Dans le premier membre cette relation, nous ne devons conserver que les termes de degré  $m - 1$  au plus de sorte qu'il reste:

$$\frac{d\theta_1}{d\beta_1} + \frac{d\theta_2}{d\beta_2} = 0.$$

C. Q. F. D.

Posons:

$$\lambda = \pm \eta^{m-1}, \quad \beta_1 = r_1 \eta, \quad \beta_2 = r_2 \eta;$$

on voit que  $\theta_1$  et  $\theta_2$  deviennent divisibles par  $\eta^m$  et  $\omega_1$  et  $\omega_2$  par  $\eta^{m+1}$ , de sorte qu'on peut poser:

$$\theta_1 = \eta^m \theta'_1, \quad \theta_2 = \eta^m \theta'_2, \quad \omega_1 = \eta^{m+1} \omega'_1, \quad \omega_2 = \eta^{m+1} \omega'_2,$$

d'où:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \pm \eta^m (a'r_1 + b'r_2) + \eta^m \theta'_1 + \eta^{m+1} \omega'_1, \\ \phi_2 &= \pm \eta^m (c'r_1 - a'r_2) + \eta^m \theta'_2 + \eta^{m+1} \omega'_2, \end{aligned}$$

de sorte que nos équations (10) peuvent être remplacées par les suivantes:

$$(12) \quad \begin{aligned} \pm (a'r_1 + b'r_2) + \theta'_1 + \eta \omega'_1 &= 0, \\ \pm (c'r_1 - a'r_2) + \theta'_2 + \eta \omega'_2 &= 0. \end{aligned}$$

Je dis qu'on peut tirer de ces équations  $r_1$  et  $r_2$  en séries ordonnées suivant les puissances de  $\eta$  et sans que ces séries soient identiquement nulles.

En vertu du théorème IV, § 2, il nous suffit pour cela d'établir:

1°. Que les équations (12), quand on y fait  $\eta = 0$ , admettent au moins un système de solutions réelles:

$$r_1 = r_1^0, \quad r_2 = r_2^0.$$

2°. Que si l'on fait:

$$\eta = 0, \quad r_1 = r_1^0, \quad r_2 = r_2^0$$

le déterminant fonctionnel des premiers membres des deux équations (12) par rapport à  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  n'est pas nul.

Cela revient à dire que, pour les équations (12) réduites par la superposition de  $\eta = 0$ , la solution

$$\gamma_1 = \gamma_1^0, \quad \gamma_2 = \gamma_2^0$$

doit être une solution simple.

Mais en vertu des théorèmes V et VI du § 2 et de leurs corollaires, on peut encore développer  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  suivant les puissances de  $\eta$ , quand même cette solution serait multiple, pourvu que l'ordre de multiplicité soit impair.

Nous sommes donc conduits à envisager les équations:

$$(13) \quad \begin{aligned} \pm (a'\gamma_1 + b'\gamma_2) + \theta'_1 &= 0, \\ \pm (c'\gamma_1 - a'\gamma_2) + \theta'_2 &= 0 \end{aligned}$$

et nous devons chercher à démontrer que ces équations admettent au moins une solution réelle d'ordre impair.

De ces équations nous pouvons tirer la suivante:

$$(14) \quad (a'\gamma_1 + b'\gamma_2)\theta'_2 - (c'\gamma_1 - a'\gamma_2)\theta'_1 = 0$$

qui est homogène et dont on pourra par conséquent tirer le rapport  $\frac{\gamma_1}{\gamma_2}$ .

Il est clair que  $\theta'_1$  et  $\theta'_2$  sont formés avec  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  comme  $\theta_1$  et  $\theta_2$ , avec  $\beta_1$  et  $\beta_2$ ; on aura donc:

$$\frac{d\theta'_1}{d\gamma_1} + \frac{d\theta'_2}{d\gamma_2} = 0.$$

Cela prouve qu'il existe un polynôme  $f$  homogène et de degré  $m+1$  en  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  et qui est tel que:

$$\theta'_1 = \frac{df}{d\gamma_2}, \quad \theta'_2 = -\frac{df}{d\gamma_1}.$$

De même si nous posons:

$$f_1 = \frac{1}{2}(b'\gamma_2^2 + 2a'\gamma_1\gamma_2 - c'\gamma_1^2)$$

il vient:

$$a'\gamma_1 + b'\gamma_2 = \frac{df_1}{d\gamma_2}, \quad c'\gamma_1 - a'\gamma_2 = -\frac{df_1}{d\gamma_1}$$

de sorte que l'équation (14) peut s'écrire:

$$\frac{df_1}{d\gamma_2} \frac{df}{d\gamma_1} - \frac{df_1}{d\gamma_1} \frac{df}{d\gamma_2} = 0.$$

Considérons l'expression:

$$H = \frac{f^2}{f_1^{m+1}}.$$

Elle est homogène et de degré 0 par rapport à  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ ; elle ne dépend donc que du rapport  $\frac{\gamma_1}{\gamma_2}$ . Je dis que le dénominateur  $f_1$  ne peut jamais s'annuler.

En effet l'équation:

$$(a' - S)(e' - S) - b'c' = 0$$

doit avoir ses deux racines imaginaires, d'où:

$$a'e' - b'c' = -a'^2 - b'c' < 0$$

d'où:

$$a'^2 + b'c' > 0,$$

ce qui prouve que la forme quadratique  $f_1$  est définie. L'expression  $H$  ne peut donc jamais devenir infinie. Elle admettra donc au moins un maximum. Pour ce maximum on devra avoir:

$$\frac{df_1}{d\gamma_2} \frac{df}{d\gamma_1} - \frac{df_1}{d\gamma_1} \frac{df}{d\gamma_2} = 0.$$

Ainsi l'équation (14) admet au moins une racine réelle. Elle sera en général simple. En tout cas, elle sera toujours d'ordre impair, car un maximum ne peut correspondre qu'à une racine d'ordre impair.

Nous avons tiré de l'équation (14) le rapport  $\frac{\gamma_1}{\gamma_2}$ ; nous pouvons donc poser:

$$\gamma_1 = \delta_1 u, \quad \gamma_2 = \delta_2 u,$$

$\delta_1$  et  $\delta_2$  étant des quantités connues.

Il nous reste maintenant à déterminer  $u$ . Pour cela dans la première des équations (13) je remplace  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  par  $\partial_1 u$  et  $\partial_2 u$ , il vient:

$$\theta'_1 = u^m \theta''_1, \quad \theta'_2 = u^m \theta''_2,$$

$\theta''_1$  étant formé avec  $\partial_1$  et  $\partial_2$  comme  $\theta'_1$  avec  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ ; d'où:

$$(15) \quad \pm (a' \partial_1 + b' \partial_2) + \theta''_1 u^{m-1} = 0.$$

Cette équation doit déterminer  $u$ ; si  $m$  est pair elle aura une racine réelle; si  $m$  est impair (et c'est d'ailleurs ce qui arrivera en général) elle aura deux racines réelles, ou pas de racine réelle; elle aura deux racines réelles si  $\theta''_1$  et  $\pm (a' \partial_1 + b' \partial_2)$  sont de signe contraire; mais on peut toujours grâce au double signe  $\pm$ , s'arranger pour qu'il en soit ainsi.

L'équation (15) admet donc au moins une racine réelle. De plus cette racine est simple. Il n'y aurait d'exception que si

$$a' \partial_1 + b' \partial_2 = 0 \quad \text{ou} \quad \theta''_1 = 0.$$

Mais dans ce cas on remplacerait l'équation (15) par la suivante:

$$\pm (c' \partial_1 - a' \partial_2) + \theta''_2 u^{m-1} = 0.$$

Il n'y aurait donc plus de difficulté que si on avait à la fois:

$$a' \partial_1 + b' \partial_2 = c' \partial_1 - a' \partial_2 = 0$$

ou bien

$$\theta''_1 = \theta''_2 = 0.$$

La première circonstance ne peut pas se produire, à cause de l'inégalité:

$$a'^2 + b'c' > 0.$$

La seconde circonstance pourrait au contraire se présenter. Il peut se faire que l'équation (14) admette une racine telle que  $\theta'_1 = \theta'_2 = 0$ . Mais je dis que dans ce cas l'équation (14) admettra encore au moins une racine pour laquelle cette circonstance ne se produira pas.

En effet on a identiquement:

$$mf = \gamma_2 \theta'_1 - \gamma_1 \theta'_2.$$

Si donc:

$$\theta'_1 = \theta'_2 = 0$$

on aura  $f = 0$  et puisque  $f_1$  n'est jamais nul

$$H = 0.$$

Il peut se faire en effet que l'expression  $H$  admette 0 comme maximum ou comme minimum. Mais cette expression n'est pas identiquement nulle puisque  $\theta'_1$  et  $\theta'_2$  ne sont pas tous deux identiquement nuls; de plus elle reste toujours finie; elle devient donc soit positive, soit négative; si elle devient positive, elle aura un maximum positif et différent de 0; si elle devient négative elle aura un minimum négatif et différent de 0.

Ainsi l'équation (14) admet toujours au moins une racine réelle d'ordre impair telle que  $\theta'_1$  et  $\theta'_2$  ne s'annulent pas à la fois.

Donc les équations (13) ont au moins une solution réelle d'ordre impair.

Donc on peut trouver des séries qui ne sont pas identiquement nulles, qui sont développables suivant les puissances fractionnaires positives de  $\mu - \mu_0$  et qui satisfont aux équations (10) quand on les substitue à  $\beta_1$  et  $\beta_2$ .

Donc il existe un système de solutions périodiques de période  $2k\pi$  qui pour  $\mu = \mu_0$  se confondent avec la solution

$$x_1 = \varphi_1(y_1), \quad x_2 = \varphi_2(y_1).$$

Ce sont les solutions périodiques du 2<sup>e</sup> genre.

### § 21. Divergence des séries de M. Lindstedt.

Je voudrais terminer l'exposé des résultats généraux de ce mémoire en appelant particulièrement l'attention sur les conclusions négatives qui en découlent. Ces conclusions sont pleines d'intérêt, non seulement parce qu'elles font mieux ressortir l'étrangeté des résultats obtenus, mais parce qu'elles peuvent, en vertu précisément de leur nature négative, s'étendre immédiatement aux cas plus généraux, tandis que les conclusions positives ne peuvent se généraliser sans une démonstration spéciale.

Je me propose d'abord de démontrer que les séries proposées par M. LINDSTEDT ne sont pas convergentes; mais je veux auparavant rappeler en quoi consiste la méthode de M. LINDSTEDT. Je l'exposerai, il est vrai, avec des notations différentes de celles qu'avait adoptées ce savant astrophysicien, car je désire, pour plus de clarté, conserver celles dont j'ai fait usage plus haut.

Mettons les équations de la dynamique sous la même forme que dans la seconde partie du présent mémoire et écrivons:

$$\frac{dx_1}{dt} = \frac{dF}{dy_1}, \quad \frac{dx_2}{dt} = \frac{dF}{dy_2}, \quad \frac{dy_1}{dt} = -\frac{dF}{dx_1}, \quad \frac{dy_2}{dt} = -\frac{dF}{dx_2}.$$

$F$  sera une fonction donnée des quatre variables  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $y_1$  et  $y_2$  et nous aurons:

$$F = F_0 + \mu F_1.$$

$F_0$  sera une fonction de  $x_1$  et de  $x_2$ , indépendante de  $y_1$  et de  $y_2$ ;  $\mu$  sera un coefficient très petit, de sorte que  $\mu F_1$  sera la *fonction perturbatrice*.

C'est en effet sous cette forme que se présentent les problèmes de la dynamique et en particulier les problèmes de la mécanique céleste.

Si  $\mu$  était nul,  $x_1$  et  $x_2$  seraient des constantes. Si  $\mu$  n'est pas nul mais très petit, et qu'on appelle  $\xi_1$  et  $\xi_2$  les valeurs initiales de  $x_1$  et de  $x_2$ , les différences  $x_1 - \xi_1$  et  $x_2 - \xi_2$  seront du même ordre de grandeur que  $\mu$ .

Si donc nous appelons  $n_1$  et  $n_2$  les valeurs de  $-\frac{dF_0}{dx_1}$  et de  $-\frac{dF_0}{dx_2}$  pour  $x_1 = \xi_1$ ,  $x_2 = \xi_2$ , les différences:

$$-\frac{dF_0}{dx_1} - n_1 \quad \text{et} \quad -\frac{dF_0}{dx_2} - n_2$$

seront du même ordre de grandeur que  $\mu$ , ce qui nous permettra de poser:

$$-\frac{dF_0}{dx_1} - n_1 = \mu \varphi_1(x_1, x_2),$$

$$-\frac{dF_0}{dx_2} - n_2 = \mu \varphi_2(x_1, x_2),$$

$\varphi_1$  et  $\varphi_2$  étant des fonctions de  $x_1$  et de  $x_2$  qui ne sont pas très grandes.

Les équations du mouvement s'écrivent alors:

$$\begin{aligned}\frac{dx_1}{dt} &= \mu \frac{dF_1}{dy_1}, & \frac{dx_2}{dt} &= \mu \frac{dF_1}{dy_2}, \\ \frac{dy_1}{dt} &= n_1 + \mu \left( \varphi_1 - \frac{dF_1}{dx_1} \right), & \frac{dy_2}{dt} &= n_2 + \mu \left( \varphi_2 - \frac{dF_1}{dx_2} \right).\end{aligned}$$

Supposons maintenant que  $x_1, x_2, y_1, y_2$  au lieu d'être regardés *directement* comme des fonctions de  $t$  soient regardés comme des fonctions de deux variables:

$$w_1 \quad \text{et} \quad w_2$$

et que l'on pose:

$$w_1 = \lambda_1 t + \bar{\omega}_1, \quad w_2 = \lambda_2 t + \bar{\omega}_2.$$

$\bar{\omega}_1$  et  $\bar{\omega}_2$  seront des constantes d'intégration arbitraires;  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  seront des constantes que la suite du calcul déterminera complètement.

Les équations du mouvement deviennent alors:

$$(1) \quad \begin{aligned}\lambda_1 \frac{dx_1}{dw_1} + \lambda_2 \frac{dx_1}{dw_2} - \mu \frac{dF_1}{dy_1} &= 0, \\ \lambda_1 \frac{dx_2}{dw_1} + \lambda_2 \frac{dx_2}{dw_2} - \mu \frac{dF_1}{dy_2} &= 0, \\ \lambda_1 \frac{dy_1}{dw_1} + \lambda_2 \frac{dy_1}{dw_2} - n_1 - \mu \left( \varphi_1 - \frac{dF_1}{dx_1} \right) &= 0, \\ \lambda_1 \frac{dy_2}{dw_1} + \lambda_2 \frac{dy_2}{dw_2} - n_2 - \mu \left( \varphi_2 - \frac{dF_1}{dx_2} \right) &= 0.\end{aligned}$$

Posons maintenant:

$$(2) \quad \begin{aligned}x_1 &= x_1^0 + \mu x_1^1 + \mu^2 x_1^2 + \mu^3 x_1^3 + \dots, \\ x_2 &= x_2^0 + \mu x_2^1 + \mu^2 x_2^2 + \mu^3 x_2^3 + \dots, \\ y_1 - w_1 &= \mu y_1^1 + \mu^2 y_1^2 + \dots, \\ y_2 - w_2 &= \mu y_2^1 + \mu^2 y_2^2 + \dots, \\ \lambda_1 &= \lambda_1^0 + \mu \lambda_1^1 + \mu^2 \lambda_1^2 + \dots, \\ \lambda_2 &= \lambda_2^0 + \mu \lambda_2^1 + \mu^2 \lambda_2^2 + \dots.\end{aligned}$$

Je suppose que les coefficients  $\lambda_i^k$  sont des constantes et que les coefficients  $y_i^k$  et  $x_i^k$  sont des séries trigonométriques ordonnées suivant les sinus et les cosinus des multiples de  $w_1$  et de  $w_2$ .

Je supposerai d'ailleurs comme je l'ai toujours fait jusqu'ici que  $F_1$  est une série trigonométrique dépendant des sinus et cosinus des multiples de  $y_1$  et de  $y_2$  et que les coefficients de cette série sont des fonctions holomorphes de  $x_1$  et de  $x_2$ .

Dans ces conditions, si dans les premiers membres des équations (1) je substitue à la place de  $\lambda_1, \lambda_2, y_1, y_2, x_1$  et  $x_2$  leurs valeurs (2), j'aurai quatre fonctions développées suivant les puissances croissantes de  $\mu$  et il est clair que les coefficients des diverses puissances de  $\mu$  seront des séries ordonnées suivant les lignes trigonométriques des multiples de  $w_1$  et  $w_2$ .

J'appelle:

$$\Phi_1, \Phi_2, \Phi'_1 \text{ et } \Phi'_2$$

ces quatre fonctions.

Cela posé, le théorème de M. LINDSTEDT consiste en ceci:

Il est possible, quelque grand que soit  $q$ , de déterminer les  $2q+2$  constantes

$$\lambda_1^0, \lambda_1^1, \dots, \lambda_1^q,$$

$$\lambda_2^0, \lambda_2^1, \dots, \lambda_2^q,$$

et les  $4q$  séries trigonométriques:

$$x_1^0, \dots, x_1^q,$$

$$x_2^0, \dots, x_2^q,$$

$$y_1^0, \dots, y_1^q,$$

$$y_2^0, \dots, y_2^q,$$

de façon à annuler dans

$$\Phi_1, \Phi_2, \Phi'_1 \text{ et } \Phi'_2$$

les termes indépendants de  $\mu$  et les coefficients des  $q$  premières puissances de  $\mu$ , de façon, en d'autres termes, à satisfaire aux équations du mouvement aux quantités près de l'ordre de  $\mu^{q+1}$ .

On trouve d'abord:

$$\lambda_1^0 = n_1, \quad \lambda_2^0 = n_2, \quad x_1^0 = \xi_1 + \omega_1, \quad x_2^0 = \xi_2 + \omega_2,$$

$\omega_1$  et  $\omega_2$  étant des constantes d'intégration que nous supposerons de l'ordre de  $\mu$ .

Supposons que l'on ait déterminé par un calcul préalable:

$$\lambda_i^0, \lambda_i^1, \dots, \lambda_i^{q-1},$$

$$x_i^0, x_i^1, \dots, x_i^{q-1},$$

$$y_i^1, \dots, y_i^{q-1},$$

et que l'on se propose de déterminer

$$\lambda_1^q, \lambda_2^q, x_1^q, x_2^q, y_1^q, y_2^q.$$

Pour cela, écrivons que le coefficient de  $\mu^q$  est nul dans  $\Phi_1, \Phi_2$  et  $\Phi'_1, \Phi'_2$ .

Il vient:

$$(3) \quad \begin{aligned} n_1 \frac{dx_1^q}{dw_1} + n_2 \frac{dx_2^q}{dw_2} &= X_1, \\ n_1 \frac{dx_2^q}{dw_1} + n_2 \frac{dx_1^q}{dw_2} &= X_2, \\ n_1 \frac{dy_1^q}{dw_1} + n_2 \frac{dy_1^q}{dw_2} + \lambda_1^q &= Y_1, \\ n_1 \frac{dy_2^q}{dw_1} + n_2 \frac{dy_2^q}{dw_2} + \lambda_2^q &= Y_2, \end{aligned}$$

$X_1, X_2, Y_1$  et  $Y_2$  étant des fonctions connues.

$X_1, X_2, Y_1$  et  $Y_2$  sont des séries trigonométriques en  $w_1$  et  $w_2$ .

Pour que l'intégration des équations (3) soit possible, il faut:

1° que le rapport  $\frac{n_1}{n_2}$  soit incommensurable, ce qu'il est toujours permis de supposer.

2° que dans les séries trigonométriques  $X_1$  et  $X_2$ , les termes tout connus soient nuls. Il en est effectivement ainsi, mais la démonstration de ce fait important est délicate et ne saurait trouver place ici; je me borne à dire qu'elle doit être fondée sur l'emploi des invariants intégraux.

3° que dans les séries trigonométriques  $Y_1$  et  $Y_2$  les termes tout connus se réduisent à  $\lambda_1^q$  et  $\lambda_2^q$ ; comme  $\lambda_1^q$  et  $\lambda_2^q$  sont deux inconnues, nous déterminerons ces inconnues par cette condition.

L'intégration des équations (3) est alors possible. Leur intégration introduira quatre constantes arbitraires. A chaque approximation nouvelle, nous aurons ainsi quatre constantes d'intégration de plus; nous leur donnerons des valeurs quelconques et nous ne conserverons d'autres constantes arbitraires que  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\bar{\omega}_1$  et  $\bar{\omega}_2$ .

Ainsi les séries de M. LINDSTEDT sont des séries trigonométriques en  $w_1$  et  $w_2$ ; elles sont développées suivant les puissances de  $\mu$  et aussi suivant les puissances des deux constantes  $\omega_1$  et  $\omega_2$ .

Ces séries d'après le théorème de M. LINDSTEDT, satisfont *formellement* aux équations du mouvement. Si donc elles étaient uniformément convergentes, elles nous donneraient l'intégrale générale de ces équations.

*Je dis que cela n'est pas possible.*

En effet supposons qu'il en soit ainsi et que nos séries convergent uniformément pour toutes les valeurs du temps et pour les valeurs suffisamment petites de  $\mu$ , de  $\omega_1$  et de  $\omega_2$ .

Il est clair que  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont aussi des séries ordonnées suivant les puissances de  $\mu$ ,  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . Pour certaines valeurs de  $\omega_1$  et  $\omega_2$  le rapport  $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$  est commensurable. Les solutions particulières qui répondent à ces valeurs des constantes d'intégration sont alors des solutions périodiques.

Nous avons vu plus haut que toute solution périodique admet un certain nombre *d'exposants caractéristiques*. Voyons comment on peut calculer ces exposants quand on possède l'intégrale générale des équations données.

Soit:

$$x_1 = \phi_1(t, \omega_1, \omega_2, \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2), \quad x_2 = \phi_2(t, \omega_1, \omega_2, \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2),$$

$$y_1 = \phi'_1(t, \omega_1, \omega_2, \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2), \quad y_2 = \phi'_2(t, \omega_1, \omega_2, \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2)$$

cette intégrale générale.

Supposons qu'en donnant à  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\bar{\omega}_1$  et  $\bar{\omega}_2$  des valeurs déterminées  $\omega_1^0$ ,  $\omega_2^0$ ,  $\bar{\omega}_1^0$ ,  $\bar{\omega}_2^0$ , les fonctions  $\phi_1$ ,  $\phi_2$ ,  $\phi'_1$ ,  $\phi'_2$  deviennent périodiques en  $t$ . Pour avoir les exposants caractéristiques de la solution périodique ainsi obtenue, nous formerons les seize dérivées partielles:

$$\frac{dx_1}{d\omega_1}, \frac{dx_2}{d\omega_1}, \frac{dy_1}{d\omega_1}, \frac{dy_2}{d\omega_1},$$

$$\frac{dx_1}{d\bar{\omega}_1}, \frac{dx_2}{d\bar{\omega}_1}, \frac{dy_1}{d\bar{\omega}_1}, \frac{dy_2}{d\bar{\omega}_1},$$

$$\frac{dx_1}{d\omega_2}, \frac{dx_2}{d\omega_2}, \frac{dy_1}{d\omega_2}, \frac{dy_2}{d\omega_2},$$

$$\frac{dx_1}{d\bar{\omega}_2}, \frac{dx_2}{d\bar{\omega}_2}, \frac{dy_1}{d\bar{\omega}_2}, \frac{dy_2}{d\bar{\omega}_2}$$

et nous y ferons ensuite

$$\omega_1 = \omega_1^0, \quad \omega_2 = \omega_2^0, \quad \bar{\omega}_1 = \bar{\omega}_1^0, \quad \bar{\omega}_2 = \bar{\omega}_2^0.$$

Alors  $\frac{dx_1}{d\omega_1}$  par exemple prendra la forme suivante:

$$\frac{dx_1}{d\omega_1} = e^{\alpha_1 t} \theta_0(t) + e^{\alpha_2 t} \theta_2(t) + e^{\alpha_3 t} \theta_3(t) + e^{\alpha_4 t} \theta_4(t),$$

les  $\alpha$  étant des constantes et les  $\theta$  des fonctions périodiques.

Les  $\alpha$  sont alors les exposants caractéristiques cherchés.

Appliquons cette règle au cas qui nous occupe. Nous avons:

$$x_1 = \varphi_1(\omega_1, \omega_2, w_1, w_2),$$

$\varphi_1$  étant périodique en  $w_1$  et en  $w_2$ .

Il vient alors:

$$\frac{dx_1}{d\bar{\omega}_1} = \frac{d\varphi_1}{dw_1}, \quad \frac{dx_1}{d\omega_1} = \frac{d\varphi_1}{d\omega_1} + \left( \frac{d\lambda_1}{d\omega_1} \frac{d\varphi_1}{dw_1} + \frac{d\lambda_2}{d\omega_1} \frac{d\varphi_1}{dw_2} \right) t.$$

Les trois fonctions:

$$\frac{d\varphi_1}{dw_1}, \frac{d\varphi_1}{d\omega_1} \quad \text{et} \quad \frac{d\lambda_1}{d\omega_1} \frac{d\varphi_1}{dw_1} + \frac{d\lambda_2}{d\omega_1} \frac{d\varphi_1}{dw_2}$$

sont périodiques en  $w_1$  et  $w_2$  et par conséquent en  $t$ .

On trouverait pour  $\frac{dx_1}{d\bar{\omega}_2}$  et  $\frac{dx_1}{d\omega_2}$  des expressions analogues.

Cela prouve que les exposants caractéristiques sont nuls.

Donc, si les séries de M. Lindstedt étaient convergentes, tout les exposants caractéristiques seraient nuls.

Dans quel cas en est-il ainsi?

Nous avons vu plus haut la manière de calculer les exposants caractéristiques (§§ 10 et 12).

Dans ce dernier paragraphe nous avons vu que les exposants caractéristiques relatifs aux équations:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF_0}{dy_i} + \mu \frac{dF_1}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF_0}{dx_i} - \mu \frac{dF_1}{dx_i}$$

pouvaient se développer suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$ ; nous avons appris à former l'équation qui donne le coefficient  $\alpha_1$  de  $\sqrt{\mu}$ .

Rappelons comment se forme cette équation:

Nous avions posé dans le paragraphe cité

$$C_{ik}^0 = -\frac{d^2 F_0}{dx_i dx_k}, \quad B_{ik}^2 = \frac{d^2 F_1}{dy_i dy_k}.$$

Dans ces dérivées secondes on suppose  $x_1$  et  $x_2$  remplacés par  $x_1^0$  et  $x_2^0$ , pendant que  $y_1$  et  $y_2$  sont remplacés par  $n_1 t + \bar{\omega}_1$ ,  $n_2 t + \bar{\omega}_2$ .<sup>1</sup>  $C_{ik}^0$  est donc une constante et  $B_{ik}^2$  une fonction périodique de  $t$ . J'appelle  $b_{ik}$  le terme tout connu de cette fonction périodique.

Posons ensuite:

$$\begin{aligned} e_{11} &= b_{11} C_{11}^0 + b_{12} C_{21}^0, & e_{21} &= b_{21} C_{11}^0 + b_{22} C_{21}^0, \\ e_{12} &= b_{11} C_{12}^0 + b_{12} C_{22}^0, & e_{22} &= b_{21} C_{12}^0 + b_{22} C_{22}^0. \end{aligned}$$

L'équation qui nous donne  $\alpha_1$  s'écrit alors:

$$\begin{vmatrix} e_{11} - \alpha_1^2 & e_{12} \\ e_{21} & e_{22} - \alpha_1^2 \end{vmatrix} = 0.$$

Pour que cette équation ait toutes ses racines nulles, il faudrait que l'on eût:

$$e_{11} + e_{22} = 0$$

---

<sup>1</sup> Inutile de rappeler ici que ces valeurs de  $x_1^0$ ,  $x_2^0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  sont celles qui correspondent à la solution périodique étudiée; ce ne sont pas celles dont nous avons fait usage plus haut dans l'exposé de la méthode de M. LINDSTEDT. Le rapport  $\frac{n_1}{n_2}$  est donc commensurable.

et

$$(4) \quad b_{11}C_{11}^0 + 2b_{12}C_{12}^0 + b_{22}C_{22}^0 = 0.$$

Or on a comme je l'ai démontré dans le paragraphe cité

$$n_1b_{11} + n_2b_{12} = n_1b_{21} + n_2b_{22} = 0.$$

Il faut donc pour que l'identité (4) ait lieu ou bien que:

$$(5) \quad b_{11} = 0$$

ou bien que:

$$(6) \quad n_2^2C_{11}^0 - 2n_1n_2C_{12}^0 + n_1^2C_{22}^0 = 0.$$

Occupons-nous d'abord de la relation (5). Si nous faisons dans la fonction perturbatrice  $F_1$

$$x_1 = x_1^0, \quad x_2 = x_2^0, \quad y_1 = n_1t + \bar{\omega}_1, \quad y_2 = n_2t + \bar{\omega}_2$$

$F_1$  deviendra une fonction périodique de  $t$ . Supposons cette fonction périodique développée en série trigonométrique, et soit  $\phi$  le terme tout connu;  $\phi$  sera une fonction périodique de  $\bar{\omega}_1$  et  $\bar{\omega}_2$  et il viendra:

$$b_{ik} = \frac{d^2\phi}{d\bar{\omega}_i d\bar{\omega}_k}.$$

Nous devrons donc avoir:

$$(7) \quad \frac{d^2\phi}{d\bar{\omega}_1^2} = 0.$$

Nous pourrons toujours supposer que l'origine du temps a été choisi de telle sorte que  $\bar{\omega}_2$  soit nul et que  $\phi$  soit fonction périodique de  $\bar{\omega}_1$  seulement.

De plus la relation (7) devrait être (si les séries de M. LINDSTEDT convergeaient) satisfaite identiquement. Et en effet si l'on admettait la convergence de ces séries, il y aurait une infinité de solutions périodiques correspondant à chaque valeur commensurable du rapport  $\frac{n_1}{n_2}$ .

Si la relation (7) est une identité et si  $\phi$  est une fonction périodique, cette fonction devra se réduire à une constante.

Voyons ce que cela veut dire:

La fonction perturbatrice  $F_1$  étant périodique par rapport à  $y_1$  et à  $y_2$ , pourra s'écrire:

$$F_1 = \sum A_{m_1 m_2} \cos(m_1 y_1 + m_2 y_2) + \sum B_{m_1 m_2} \sin(m_1 y_1 + m_2 y_2),$$

les  $m_1$  et les  $m_2$  étant des entiers, pendant que  $A_{m_1 m_2}$  et  $B_{m_1 m_2}$  sont des fonctions données de  $x_1$  et de  $x_2$ .

On aura alors

$$\psi = S A_{m_1 m_2}^0 \cos(m_1 \bar{\omega}_1 + m_2 \bar{\omega}_2) + S B_{m_1 m_2}^0 \sin(m_1 \bar{\omega}_1 + m_2 \bar{\omega}_2),$$

la sommation représentée par le signe  $S$  s'étendant à tous les termes tels que

$$n_1 m_1 + n_2 m_2 = 0,$$

et  $A_{m_1 m_2}^0$  et  $B_{m_1 m_2}^0$  représentant ce que deviennent  $A_{m_1 m_2}$  et  $B_{m_1 m_2}$  quand on y remplace  $x_1$  et  $x_2$  par  $x_1^0$  et  $x_2^0$ .

Comme les termes périodiques doivent disparaître de  $\psi$ , on aura

$$A_{m_1 m_2}^0 = B_{m_1 m_2}^0 = 0.$$

Ainsi les coefficients  $A_{m_1 m_2}$  et  $B_{m_1 m_2}$  du développement de la fonction perturbatrice doivent s'annuler quand on y donne à  $x_1$  et à  $x_2$  des valeurs telles que:

$$n_1 m_1 + n_2 m_2 = 0.$$

Ou bien encore on doit pouvoir donner au rapport  $\frac{n_1}{n_2}$  des valeurs commensurables sans introduire dans la fonction perturbatrice  $F_1$  des termes séculaires.

Il est clair qu'il n'en est pas ainsi dans le cas particulier du problème des trois corps que nous avons examiné et qu'on n'y peut donner au rapport des moyens mouvements une valeur commensurable sans introduire dans la fonction perturbatrice des termes séculaires.

Passons maintenant à la condition (6) qui peut s'écrire

$$\left(\frac{dF_0}{dx_2}\right)^2 \frac{d^2 F_0}{dx_1^2} - 2 \frac{dF_0}{dx_1} \frac{dF_0}{dx_2} \frac{d^2 F_0}{dx_1 dx_2} + \left(\frac{dF_0}{dx_1}\right)^2 \frac{d^2 F_0}{dx_2^2} = 0.$$

Elle exprime que la courbe

$$F_0(x_1, x_2) = \text{const.}$$

a un point d'infexion au point  $x_1 = x_1^0, x_2 = x_2^0$ .

Comme cette condition doit être remplie pour toutes les valeurs de  $x_1^0$  et de  $x_2^0$  qui correspondent à un rapport  $\frac{n_1}{n_2}$  commensurable, la courbe  $F_0(x_1, x_2) = \text{const.}$  devra se réduire à un système de droites.

C'est un cas particulier que nous laisserons de côté; car il est évident que rien de pareil n'arrive dans le problème des trois corps.

Ainsi, dans le cas particulier du problème des trois corps que nous avons étudié et par conséquent aussi dans le cas général, les séries de M. Lindstedt ne convergent pas uniformément pour toutes les valeurs des constantes arbitraires d'intégration qu'elles contiennent.

### § 22. Non-existence des intégrales uniformes.

Reprendons nos équations de la dynamique avec deux degrés de liberté:

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -\frac{dF}{dx_i}. \quad (i=1, 2)$$

Ces équations admettent une intégrale:

$$F = \text{const.}$$

Cette intégrale  $F$  est une fonction analytique et uniforme de  $x_1, x_2, y_1, y_2$  et  $\mu$ ; périodique de période  $2\pi$  par rapport à  $y_1$  et à  $y_2$ .

Je me propose de démontrer qu'il n'existe pas d'autre intégrale jouissant des mêmes propriétés.

Soit en effet:

$$\varPhi = \text{const.}$$

une autre intégrale analytique uniforme par rapport aux  $x$ , aux  $y$  et à  $\mu$  et périodique par rapport aux  $y$ .

Soit:

$$x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \quad y_1 = \varphi_3(t), \quad y_2 = \varphi_4(t)$$

une solution périodique (de période  $T$ ) de nos équations différentielles.

Soit:

$$x_1 = \varphi_1(t) + \xi_1, \quad x_2 = \varphi_2(t) + \xi_2, \quad y_1 = \varphi_3(t) + \xi_3, \quad y_2 = \varphi_4(t) + \xi_4.$$

Soit  $\beta_i$  la valeur de  $\xi_i$  pour  $t = 0$ ; soit  $\beta_i + \psi_i$  la valeur de  $\xi_i$  pour  $t = T$ ; nous savons que les  $\psi$  sont développables suivant les puissances croissantes des  $\beta$ . Considérons l'équation en  $S$ :

$$\begin{vmatrix} \frac{d\psi_1}{d\beta_1} - S & \frac{d\psi_1}{d\beta_2} & \frac{d\psi_1}{d\beta_3} & \frac{d\psi_1}{d\beta_4} \\ \frac{d\psi_2}{d\beta_1} & \frac{d\psi_2}{d\beta_2} - S & \frac{d\psi_2}{d\beta_3} & \frac{d\psi_2}{d\beta_4} \\ \frac{d\psi_3}{d\beta_1} & \frac{d\psi_3}{d\beta_2} & \frac{d\psi_3}{d\beta_3} - S & \frac{d\psi_3}{d\beta_4} \\ \frac{d\psi_4}{d\beta_1} & \frac{d\psi_4}{d\beta_2} & \frac{d\psi_4}{d\beta_3} & \frac{d\psi_4}{d\beta_4} - S \end{vmatrix} = 0.$$

Les racines de cette équation sont égales à

$$e^{\alpha T} - 1,$$

les  $\alpha$  étant les exposants caractéristiques; deux de ces racines sont donc nulles, et dans le cas particulier du problème des trois corps que nous traitons, les deux autres racines doivent être différentes de 0.

Je remarque d'abord que nous avons:

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{dF}{dx_1} \frac{d\psi_1}{d\beta_i} + \frac{dF}{dx_2} \frac{d\psi_2}{d\beta_i} + \frac{dF}{dy_1} \frac{d\psi_3}{d\beta_i} + \frac{dF}{dy_2} \frac{d\psi_4}{d\beta_i} &= 0, \\ \frac{d\Phi}{dx_1} \frac{d\psi_1}{d\beta_i} + \frac{d\Phi}{dx_2} \frac{d\psi_2}{d\beta_i} + \frac{d\Phi}{dy_1} \frac{d\psi_3}{d\beta_i} + \frac{d\Phi}{dy_2} \frac{d\psi_4}{d\beta_i} &= 0. \end{aligned} \quad (i=1, 2, 3, 4)$$

Dans les dérivées de  $F$  et de  $\Phi$ ,  $x_1, x_2, y_1$  et  $y_2$  doivent être remplacées par  $\varphi_1(T), \varphi_2(T), \varphi_3(T), \varphi_4(T)$ .

On peut en conclure ou bien que l'on a:

$$(2) \quad \begin{aligned} \frac{dF}{d\Phi} &= \frac{dF}{dx_1} = \frac{dF}{dx_2} = \frac{dF}{dy_1} = \frac{dF}{dy_2}, \\ \frac{d\Phi}{dx_1} &= \frac{d\Phi}{dx_2} = \frac{d\Phi}{dy_1} = \frac{d\Phi}{dy_2}. \end{aligned}$$

ou bien que le déterminant fonctionnel des  $\varphi$  par rapport aux  $\beta$  est nul ainsi que tous ses mineurs du 1<sup>er</sup> ordre.

D'autre part on a, en désignant pas  $\varphi'_i(t)$  la dérivée de  $\varphi_i(t)$ :

$$(3) \quad \frac{d\psi_i}{d\beta_1} \varphi'_1(0) + \frac{d\psi_i}{d\beta_2} \varphi'_2(0) + \frac{d\psi_i}{d\beta_3} \varphi'_3(0) + \frac{d\psi_i}{d\beta_4} \varphi'_4(0) = 0, \quad (i=1, 2, 3, 4)$$

$$(4) \quad \begin{aligned} \frac{dF}{dx_1} \varphi'_1(0) + \frac{dF}{dx_2} \varphi'_2(0) + \frac{dF}{dy_1} \varphi'_3(0) + \frac{dF}{dy_2} \varphi'_4(0) &= 0, \\ \frac{d\Phi}{dx_1} \varphi'_1(0) + \frac{d\Phi}{dx_2} \varphi'_2(0) + \frac{d\Phi}{dy_1} \varphi'_3(0) + \frac{d\Phi}{dy_2} \varphi'_4(0) &= 0. \end{aligned}$$

De ces équations on peut conclure par un calcul très simple dont on trouvera plus loin le détail que si les équations (2) ne sont pas satisfaites: ou bien on aura:

$$(5) \quad \varphi'_1(0) = \varphi'_2(0) = \varphi'_3(0) = \varphi'_4(0) = 0;$$

ou bien l'équation en  $S$  aura trois racines nulles (les quatre racines devraient même être nulles, puisque les exposants caractéristiques sont deux à deux égaux et de signe contraire).

Or nous savons que l'équation en  $S$  n'a que deux racines nulles; d'autre part les équations (5) ne peuvent être satisfaites que pour certaines solutions périodiques très particulières (je veux dire pour celles qui sont étudiées dans la Mécanique céleste de Laplace, livre X, chapitre VI) et où le troisième corps décrit comme les deux premiers une circonférence.

Les équations (2) devront donc être satisfaites. Elles devront l'être pour:

$$x_1 = \varphi_1(T), \quad x_2 = \varphi_2(T), \quad y_1 = \varphi_3(T), \quad y_2 = \varphi_4(T).$$

Mais comme l'origine du temps est restée arbitraire, elles devront l'être également quel que soit  $t$  pour:

$$x_1 = \varphi_1(t), \quad x_2 = \varphi_2(t), \quad y_1 = \varphi_3(t), \quad y_2 = \varphi_4(t).$$

En d'autres termes, elles le seront pour tous les points de toutes les solutions périodiques. Je dis maintenant que ces équations sont satisfaites identiquement. Posons par exemple:

$$f = \frac{d\Phi}{dx_2} \frac{dF}{dx_1} - \frac{d\Phi}{dx_1} \frac{dF}{dx_2}.$$

Il est clair que  $f$  sera encore une fonction analytique et uniforme; on aura  $f = 0$  pour tous les points de toutes les solutions périodiques. Je veux établir que  $f$  est identiquement nul; pour cela je vais montrer que l'on a identiquement pour  $\mu = 0$ :

$$0 = f = \frac{df}{d\mu} = \frac{d^2f}{d\mu^2} = \dots$$

En effet considérons une solution périodique quelconque du 1<sup>er</sup> genre; soit:

$$x_1 = \varphi_1(t, \mu), \quad x_2 = \varphi_2(t, \mu), \quad y_1 = \varphi_3(t, \mu), \quad y_2 = \varphi_4(t, \mu)$$

cette solution; les fonctions  $\varphi$  seront développables suivant les puissances de  $\mu$  et quand  $\mu$  tendra vers 0, elles tendront respectivement vers:

$$x_1^0, x_2^0, n_1 t + \bar{\omega}_1, n_2 t + \bar{\omega}_2.$$

( $x_1^0$  et  $x_2^0$  étant des constantes telles que  $\frac{n_1}{n_2}$  soit commensurable et  $\bar{\omega}_1$  et  $\bar{\omega}_2$  les quantités définies dans le § 11). Tant que  $\mu$  n'est pas nul on aura:

$$f[\varphi_1(t, \mu), \varphi_2(t, \mu), \varphi_3(t, \mu), \varphi_4(t, \mu)] = 0.$$

Mais la fonction  $f$  étant analytique et par conséquent continue, on aura encore pour  $\mu = 0$  (bien que pour  $\mu = 0$  les exposants caractéristiques s'annulent):

$$f(x_1^0, x_2^0, n_1 t + \bar{\omega}_1, n_2 t + \bar{\omega}_2) = 0.$$

Mais si l'on considère un système quelconque de valeurs de  $x_1$  et de  $x_2$ , on pourra toujours trouver un système  $x_1^0$  et  $x_2^0$  qui en différera aussi peu que l'on voudra et qui correspondra à une valeur commensurable de  $\frac{n_1}{n_2}$ . Soit alors:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2},$$

$\lambda_1$  et  $\lambda_2$  étant deux entiers premiers entre eux. Nous choisirons  $t$  de façon que:

$$n_1 t + \bar{\omega}_1 = y_1 + 2k\pi. \quad (k \text{ entier})$$

On aura alors:

$$n_2 t + \bar{\omega}_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} (y_1 + 2k\pi - \bar{\omega}_1) + \bar{\omega}_2.$$

Si nous posons:

$$n_2 t + \bar{\omega}_2 = y_2^0 + 2k'\pi \quad (k' \text{ entier})$$

on devra avoir:

$$f(x_1^0, x_2^0, y_1^0, y_2^0) = 0.$$

Etant donnée une valeur quelconque de  $y_2$ , on peut choisir les entiers  $k$  et  $k'$  de telle façon que la différence  $y_2 - y_2^0$  soit plus petite en valeur absolue que  $\frac{2\pi}{\lambda_1}$ . Mais nous pouvons toujours choisir  $x_1^0$  et  $x_2^0$  de façon que ce système de valeurs diffère aussi peu que l'on veut de  $x_1$  et de  $x_2$ , et que le rapport  $\frac{n_1}{n_2}$  tout en étant commensurable soit tel que le nombre entier  $\lambda_1$  soit aussi grand que l'on veut. Par conséquent, étant donné un système quelconque de valeurs de  $x_1, x_2, y_1$  et  $y_2$  on pourra trouver un système de valeurs qui en différera aussi peu qu'on voudra et pour lequel  $f$  sera nul. Comme la fonction  $f$  est analytique elle devra donc être identiquement nulle pour  $\mu = 0$ .

Cela posé, comme

$$f[\varphi_i(t, \mu)] = 0$$

quels que soient  $t$  et  $\mu$ ; il vient, pour tous les points de la solution périodique:

$$\frac{df}{d\mu} + \frac{df}{dx_1} \frac{d\varphi_1}{d\mu} + \frac{df}{dx_2} \frac{d\varphi_2}{d\mu} + \frac{df}{dy_1} \frac{d\varphi_3}{d\mu} + \frac{df}{dy_2} \frac{d\varphi_4}{d\mu} = 0.$$

Cette relation sera vraie en particulier pour

$$\mu = 0, \quad x_1 = x_1^0, \quad x_2 = x_2^0, \quad y_1 = n_1 t + \bar{\omega}_1, \quad y_2 = n_2 t + \bar{\omega}_2.$$

Mais, quand  $\mu$  est nul,  $f$  est identiquement nulle, par conséquent ses dérivées par rapport aux  $x$  et aux  $y$  sont nulles. On a donc:

$$\frac{df}{d\mu} = 0$$

pour  $\mu = 0, x_i = x_i^0, y_i = n_i t + \bar{\omega}_i$ ; et on en conclurait comme plus haut que  $\frac{df}{d\mu}$  est identiquement nul pour  $\mu = 0$ .

On démontrerait de la même manière que  $\frac{d^2f}{d\mu^2}$ , et les autres dérivées de  $f$  par rapport à  $\mu$  sont nulles pour  $\mu = 0$ .

Donc la fonction  $f$  est identiquement nulle et les équations (2) sont des identités.

Mais, s'il en est ainsi, cela veut dire que  $\varPhi$  est une fonction de  $F$ , et que les deux intégrales  $\varPhi$  et  $F$  ne sont pas distinctes.

Nos équations ne comportent donc pas d'autre intégrale analytique et uniforme que  $F = \text{const.}$

Quand je dis que ces équations n'admettent pas d'intégrale uniforme, je ne veux pas dire seulement qu'elles n'ont pas d'intégrale qui reste analytique et uniforme pour toutes les valeurs de  $x$ , de  $y$  et de  $\mu$ .

Je veux dire qu'en dehors de l'intégrale  $F$ , ces équations n'admettent pas d'intégrale qui reste analytique, uniforme (et périodique de  $y_1$  et  $y_2$ ) pour toutes les valeurs de  $y_1$  et de  $y_2$ , et pour les valeurs suffisamment petites de  $\mu$ , quand  $x_1$  et  $x_2$  parcourront un domaine quelconque, si petit d'ailleurs que soit ce domaine.

On sait que BRUNS a démontré qu'en dehors des intégrales connues, le problème des trois corps n'admet pas d'intégrale algébrique. Ce résultat se trouve donc confirmé par une voie entièrement différente.

J'ai annoncé plus haut que les équations (1), (3) et (4) entraînent forcément une des trois conséquences suivantes: ou bien les équations (2) sont satisfaites, ou bien ce sont les équations (5), ou bien l'équation en  $S$  a au moins trois racines nulles.

En effet formons la matrice suivante à 4 lignes et 5 colonnes

$$(6) \quad \left\| \begin{array}{ccccc} \frac{d\varphi_i}{d\beta_1} & \frac{d\varphi_i}{d\beta_2} & \frac{d\varphi_i}{d\beta_3} & \frac{d\varphi_i}{d\beta_4} & \varphi'_i(0) \end{array} \right\|_{(i=1, 2, 3, 4)}.$$

Si les équations (1) et (4) sont satisfaites sans que les équations (2) le soient, nous devons conclure que tous les déterminants obtenus en supprimant dans cette matrice deux colonnes et une ligne sont nuls.

Si maintenant l'on fait subir à  $x_1, x_2, y_1$  et  $y_2$  un changement linéaire de variables, les  $\varphi$  et les  $\beta$  subiront ce même changement linéaire et la matrice (6) pourra être simplifiée.

On peut toujours supposer qu'on a choisi ce changement linéaire de telle sorte que

$$\frac{d\psi_i}{d\beta_k} = 0 \quad \text{pour } i < k.$$

Alors les produits trois à trois des quatre quantités

$$\frac{d\psi_1}{d\beta_1}, \frac{d\psi_2}{d\beta_2}, \frac{d\psi_3}{d\beta_3}, \frac{d\psi_4}{d\beta_4}$$

sont tous nuls, d'où il suit que deux au moins de ces quantités sont nulles. On peut toujours supposer que le changement linéaire a été choisi de telle sorte que ce soient  $\frac{d\psi_3}{d\beta_3}$  et  $\frac{d\psi_4}{d\beta_4}$  qui soient nuls.

Si en outre une des deux quantités  $\frac{d\psi_1}{d\beta_1}$  et  $\frac{d\psi_2}{d\beta_2}$  est encore nulle, l'équation en  $S$  aura trois racines nulles.

Si au contraire aucune de ces deux quantités n'est nulle, les équations (3) permettent de conclure que

$$\varphi'_1(0) = \varphi'_2(0) = 0.$$

En supprimant dans la matrice (6) la 3<sup>e</sup> et la 4<sup>e</sup> colonne et la 3<sup>e</sup> ligne, ou bien la 3<sup>e</sup> et la 4<sup>e</sup> colonne et la 4<sup>e</sup> ligne, il vient:

$$\frac{d\psi_1}{d\beta_1} \frac{d\psi_2}{d\beta_2} \varphi'_3(0) = \frac{d\psi_1}{d\beta_1} \frac{d\psi_2}{d\beta_2} \varphi'_4(0) = 0;$$

ce qui ne peut avoir lieu que si

$$\varphi'_1(0) = \varphi'_2(0) = \varphi'_3(0) = \varphi'_4(0) = 0,$$

c'est à dire si les équations (5) sont satisfaites; ou bien si

$$\frac{d\psi_1}{d\beta_1} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{d\psi_2}{d\beta_2} = 0,$$

c'est à dire si l'équation en  $S$  a trois racines nulles.

C. Q. F. D.

## CHAPITRE IV.

## Tentatives de généralisation.

§ 23. *Problème des n corps.*

Est-il permis d'espérer qu'on puisse étendre les résultats précédents aux cas où les équations de la dynamique comportent plus de deux degrés de liberté et par conséquent au cas général du problème des  $n$  corps?

C'est possible, mais ce ne sera pas sans un nouvel effort.

Je croyais, en commençant ce travail, que la solution du problème, une fois trouvée pour le cas particulier que j'ai traité, se généraliserait immédiatement sans qu'on ait à vaincre aucune difficulté nouvelle en dehors de celles qui sont dues au nombre plus grand des variables et à l'impossibilité d'une représentation géométrique. Je me trompais.

Aussi crois-je devoir insister un peu ici sur la nature des obstacles qui s'opposent à cette généralisation.

S'il y a  $p$  degrés de liberté, la situation du système peut être représentée par la position d'un point dans l'espace à  $2p - 1$  dimensions. La plupart des conclusions de la première partie sont encore vraies et n'ont à subir aucun changement. Il existe donc une infinité de solutions périodiques représentées par des trajectoires fermées et se classant en stables et en instables, ou même en catégories plus nombreuses, d'après la nature de leurs exposants caractéristiques. Il existe aussi une infinité de solutions asymptotiques.

J'ai cherché également à étendre au cas général le calcul du § 17 en laissant de côté la question de convergence. Les séries qu'on obtient de la sorte peuvent en effet, même lorsqu'elles divergent, être utiles dans certains cas aux astronomes et peut-être guider les géomètres vers la solution définitive.

Supposons trois degrés de liberté et reprenons les équations (1) du § 11 en faisant les mêmes hypothèses que dans ce paragraphe.

Cherchons ensuite trois fonctions de  $y_1, y_2, y_3$ :

$$x_1 = \Phi_1(y_1, y_2, y_3),$$

$$x_2 = \Phi_2(y_1, y_2, y_3),$$

$$x_3 = \Phi_3(y_1, y_2, y_3),$$

satisfaisant aux équations:

$$\frac{dx_1}{dy_1} \frac{dF}{dx_1} + \frac{dx_1}{dy_2} \frac{dF}{dx_2} + \frac{dx_1}{dy_3} \frac{dF}{dx_3} + \frac{dF}{dy_1} = 0,$$

$$\frac{dx_2}{dy_1} \frac{dF}{dx_1} + \frac{dx_2}{dy_2} \frac{dF}{dx_2} + \frac{dx_2}{dy_3} \frac{dF}{dx_3} + \frac{dF}{dy_2} = 0,$$

$$\frac{dx_3}{dy_1} \frac{dF}{dx_1} + \frac{dx_3}{dy_2} \frac{dF}{dx_2} + \frac{dx_3}{dy_3} \frac{dF}{dx_3} + \frac{dF}{dy_3} = 0,$$

ou, ce qui revient au même, aux équations:

$$F = C, \quad \frac{dx_1}{dy_2} = \frac{dx_2}{dy_1}, \quad \frac{dx_2}{dy_3} = \frac{dx_3}{dy_2}, \quad \frac{dx_3}{dy_1} = \frac{dx_1}{dy_3}.$$

Nous supposerons que  $x_1, x_2, x_3$  peuvent se développer suivant les puissances de  $\mu$  ou de  $\sqrt{\mu}$  et que pour  $\mu = 0$ , elles se réduisent à des constantes  $x_1^0, x_2^0, x_3^0$ .

Nous poserons ensuite comme plus haut:

$$\frac{dF_0}{dx_1^0} = -n_1, \quad \frac{dF_0}{dx_2^0} = -n_2, \quad \frac{dF_0}{dx_3^0} = -n_3.$$

Si entre  $n_1, n_2, n_3$  il n'y a aucune relation linéaire à coefficients entiers, on peut développer  $x_1, x_2$  et  $x_3$  suivant les puissances de  $\mu$ ; chaque terme est périodique à la fois par rapport à  $y_1$ , à  $y_2$  et à  $y_3$ . Mais il s'introduit de petits diviseurs.

Si entre  $n_1$ ,  $n_2$  et  $n_3$  il y a une relation linéaire et une seule à coefficients entiers:

$$m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3 = 0,$$

les calculs peuvent se poursuivre absolument comme dans le § 18. Les trois fonctions  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$  se développent suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$  et elles sont au moins doublement périodiques, je veux dire qu'elles ne changent pas quand  $y_1$ ,  $y_2$  et  $y_3$  augmentent d'un multiple de  $2\pi$  de telle façon que  $m_1 y_1 + m_2 y_2 + m_3 y_3$  ne change pas; il y a encore de petits diviseurs.

Il reste un troisième cas, le plus intéressant de tous, qui est celui où il y a entre  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$  deux relations linéaires à coefficients entiers:

$$m_1 n_1 + m_2 n_2 + m_3 n_3 = 0,$$

$$m'_1 n_1 + m'_2 n_2 + m'_3 n_3 = 0.$$

On peut alors développer  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$  suivant les puissances de  $\sqrt{\mu}$  et de façon que ces fonctions soient périodiques, je veux dire qu'elles ne changent pas quand  $y_1$ ,  $y_2$  et  $y_3$  augmentent d'un multiple de  $2\pi$  et de telle sorte que  $m_1 y_1 + m_2 y_2 + m_3 y_3$  et  $m'_1 y_1 + m'_2 y_2 + m'_3 y_3$  ne changent pas. Il n'y a plus de petits diviseurs, mais le calcul de ces fonctions n'est pas sans certaines difficultés.

En première approximation, la détermination de ces fonctions dépend de l'intégration d'un système d'équations différentielles qui ont la forme canonique des équations de la dynamique, *mais avec deux degrés de liberté seulement*. Dans presque toutes les applications, ces équations dépendront d'un paramètre très petit par rapport auquel on pourra développer, de manière qu'on pourra leur appliquer les conclusions des chapitres I et II (1<sup>ère</sup> partie).

Dans les approximations suivantes, on n'aura plus à effectuer que des quadratures.

Ce n'est pas tout; le problème des  $n$  corps présente des difficultés spéciales qu'on ne rencontre pas dans le cas général. Sans doute ces difficultés ne sont pas aussi essentielles que celles dont j'ai signalé plus haut l'existence, et un peu d'attention doit permettre d'en triompher.

Mais j'en dois dire ici quelques mots.

Dans le problème des  $n$  corps,  $F_0$  ne dépend pas de toutes les variables linéaires  $x_i$ ; par conséquent, non seulement le hessien de  $F_0$  par rapport aux variables  $x_i$  est nul, mais le hessien d'une fonction arbitraire de  $F_0$  est encore nul. (Cf. page 121.) Cela vient du fait suivant: si  $\mu = 0$ , c'est à dire dans le mouvement Képlerien, les périhélies sont fixes.

Cette difficulté n'existant pas dans le cas que nous avons traité (1<sup>er</sup> exemple, § 15) parce que nous avions pris pour variable, non pas  $g$  longitude du périhélie, mais  $g - t$ . Elle n'existerait pas non plus avec une loi d'attraction autre que la newtonienne.

Voici quelles en sont les étranges conséquences:

Nous avons vu qu'il y a deux sortes de solutions périodiques: les solutions du 1<sup>er</sup> genre, dont nous avons parlé dans le chapitre III (1<sup>ère</sup> partie) et qui subsistent quelque petit que soit  $\mu$ , et les solutions du 2<sup>d</sup> genre dont nous avons parlé dans le § 20 et qui disparaissent l'une après l'autre quand on fait décroître  $\mu$ .

Dans le cas du problème des trois corps, si l'on fait  $\mu = 0$ , les orbites des deux petits corps se réduisent à deux ellipses Képleriennes. Que deviennent alors les solutions périodiques du 1<sup>er</sup> genre quand on fait  $\mu = 0$ ? En d'autres termes quelles sont les solutions périodiques des équations du mouvement Képlerien? Les unes correspondent au cas où les deux moyens mouvements sont commensurables. Mais il en est d'autres qu'il est plus malaisé d'apercevoir et sur lesquelles je dois insister.

Si  $\mu = 0$ , c'est que les masses des deux planètes sont infiniment petites et qu'elles ne peuvent agir l'une sur l'autre d'une manière sensible, à moins d'être à une distance infiniment petite l'une de l'autre. Mais si ces planètes passent infiniment près l'une de l'autre, leurs orbites vont être brusquement modifiées comme si elles s'étaient choquées. On peut disposer des conditions initiales de telle façon que ces chocs se produisent périodiquement et on obtient ainsi des solutions discontinues qui sont de véritables solutions périodiques du problème du mouvement Képlerien et que nous n'avons pas le droit de laisser de côté.

Telles sont les raisons pour lesquelles j'ai renoncé, au moins momentanément, à étendre au cas général les résultats obtenus. Non seulement le temps me fait défaut, mais je crois qu'une pareille tentative serait prématuée.

En effet, je n'ai pu faire encore du cas particulier même auquel je me suis restreint une étude suffisamment approfondie. Ce n'est qu'après bien des recherches et des efforts que les géomètres connaîtront complètement ce domaine, où je n'ai pu faire qu'une simple reconnaissance, et qu'ils y trouveront un terrain solide d'où ils puissent s'élancer à de nouvelles conquêtes.

---

## ERRATUM.

---

Page 187, ligne 9, *au lieu de*

$$+ \left[ (x_1^1)^2 \frac{d^2 F_0}{(dx_1^0)^2} + 2x_1^1 x_2^1 \frac{d^2 F_0}{dx_1^0 dx_2^0} + (x_2^1)^2 \frac{d^2 F_0}{(dx_2^0)^2} \right]$$

*lisez*

$$+ \frac{1}{2} \left[ (x_1^1)^2 \frac{d^2 F_0}{(dx_1^0)^2} + 2x_1^1 x_2^1 \frac{d^2 F_0}{dx_1^0 dx_2^0} + (x_2^1)^2 \frac{d^2 F_0}{(dx_2^0)^2} \right].$$

---