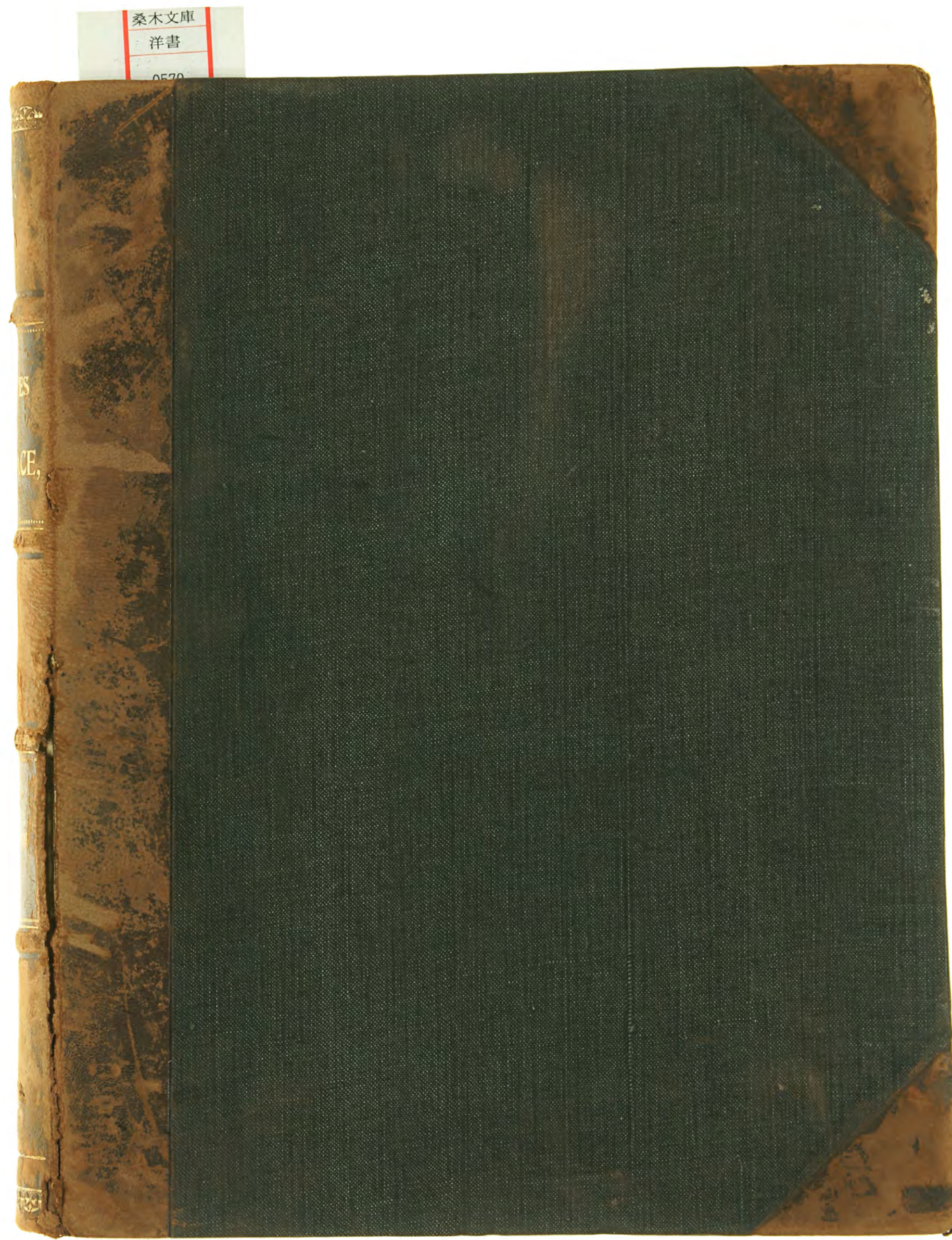




桑木文庫
洋書
0570

物理
08
L
3.18

九州帝國大學理學部
8451
物理學教室

桑本文庫
洋書
0570

理學部 洋 通及
022232002009076
九州大學藏書

物 3
08
L
3.13

801889



ŒUVRES
COMPLÈTES
DE LAPLACE.

物
08
L
31a



ŒUVRES
COMPLETES
DE LAPLACE,

PUBLIÉES SOUS LES AUSPICES
DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,
PAR
MM. LES SECRÉTAIRES PERPÉTUELS.

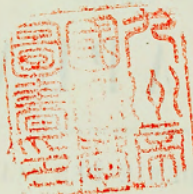
TOME TREIZIÈME.



PARIS,
GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE
DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE, DU BUREAU DES LONGITUDES,
Quai des Grands-Augustins, 55.
MCMIV



物
08
L
3.1a



MÉMOIRES DIVERS.

物 3
05
L
318



TABLE DES MATIÈRES

CONTENUES DANS LE TREIZIÈME VOLUME.

	Pages
Sur les équations séculaires des mouvements de l'apogée et des nœuds de l'orbite lunaire.....	3
Addition au Mémoire précédent.....	11
Sur les plus grandes marées de l'an IX.....	15
Sur quelques équations des Tables lunaires.....	20
Sur les Tables de Jupiter et sur la masse de Saturne.....	25
Sur la théorie de Jupiter et de Saturne.....	30
Sur l'anneau de Saturne.....	41
Mémoire sur la diminution de l'obliquité de l'écliptique qui résulte des observations anciennes.....	44
Sur la dépression du mercure dans un tube de baromètre due à sa capillarité.....	71
Du milieu qu'il faut choisir entre les résultats d'un grand nombre d'observations..	78
Sur l'inégalité à longue période du mouvement lunaire.....	79
Sur l'inégalité à longue période du mouvement lunaire.....	85
Sur les comètes.....	88
Sur l'application du calcul des probabilités à la philosophie naturelle.....	98
Sur le calcul des probabilités appliqué à la philosophie naturelle.....	117
Sur la longueur du pendule à secondes.....	121
Addition au Mémoire précédent sur la longueur du pendule à secondes.....	140
Application du calcul des probabilités aux opérations géodésiques.....	143
Sur la rotation de la Terre.....	144
Sur la loi de la pesanteur en supposant le sphéroïde terrestre homogène et de même densité que la mer.....	165
Addition au Mémoire précédent.....	173
Sur l'influence de la grande inégalité de Jupiter et de Saturne dans le mouvement des corps du système solaire.....	175
Sur la figure de la Terre et la loi de la pesanteur à sa surface.....	181
Sur la figure de la Terre.....	187
Application du calcul des probabilités aux opérations géodésiques de la méridienne.	188
Sur les inégalités lunaires dues à l'aplatissement de la Terre.....	189

物
08
L
312



VIII	
TABLE DES MATIERES.	
	Page
Sur le perfectionnement de la théorie et des Tables lunaires.....	198
Sur l'inégalité lunaire à longue période, dépendante de la différence des deux hémisphères terrestres.....	265
Mémoire sur la diminution de la durée du jour par le refroidissement de la Terre..	213
Mémoire (addition au Mémoire précédent) sur la diminution de la durée du jour par le refroidissement de la Terre.....	214
Sur la densité moyenne de la Terre.....	215
Eclaircissements sur les Mémoires précédents, relatifs aux inégalités lunaires dépendantes de la figure de la Terre, et au perfectionnement de la théorie des Tables de la Lune.....	221
Sur les variations des éléments du mouvement elliptique et sur les inégalités lunaires à longues périodes.....	229
Sur la détermination des orbites des comètes.....	265
De l'orbite de la seconde comète de 1805, par M. BOUVARD.....	268
Sur l'attraction des sphères et sur la répulsion des fluides élastiques.....	273
Développement de la théorie des fluides élastiques et application de cette théorie à la vitesse du son.....	291
Continuation du Mémoire précédent sur le développement de la théorie des fluides élastiques.....	302
Sur la vitesse du son.....	303
Addition au Mémoire sur la théorie des fluides élastiques.....	305
De l'action de la Lune sur l'atmosphère.....	306
Sur les variations de l'obliquité de l'écliptique et de la précession des équinoxes...	307
Sur le développement en série du radical qui exprime la distance mutuelle de deux planètes et sur le développement du rayon vecteur elliptique.....	312
Mémoire sur les deux grandes inégalités de Jupiter et de Saturne.....	313
Mémoire sur divers points de Mécanique céleste.....	323
Mémoire sur un moyen de détruire les effets de la capillarité dans les baromètres..	331
Tables nouvelles des dépressions du mercure dans le baromètre dues à sa capillarité, par M. BOUVARD.....	334
Mémoire sur le flux et reflux lunaire atmosphérique.....	342



MÉMOIRES

EXTRAITS DE

LA CONNAISSANCE DES TEMPS.

物
08
L
312



SUR LES EQUATIONS SECUAIRES

DES

MOUVEMENTS DE L'APOGÉE ET DES NŒUDS
DE L'ORBITE LUNAIRE.

Connaissance des Temps pour l'an VIII (23 septembre 1799-22 septembre 1800);
pluviose an VI (février 1798).

J'ai donné, dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences* de 1786 (*), la théorie de l'équation séculaire du mouvement de la Lune, et j'ai observé que les mouvements des nœuds et de l'apogée de son orbite sont assujettis à de semblables inégalités. Dans la détermination de leur valeur, je n'ai eu égard qu'à la première puissance de la force perturbatrice, ce qui est d'une grande précision relativement à l'équation séculaire du moyen mouvement; mais on sait que cette puissance ne donne que la moitié du mouvement de l'apogée de la Lune; l'autre moitié est principalement due aux termes dépendants de la seconde puissance de la force perturbatrice et résulte de la combinaison des deux grandes inégalités, la *variation* et l'*évection*. Cette remarque, l'une des plus importantes que l'on ait faites sur le système du monde, et dont on est redevable à Clairaut, nous prouve la nécessité d'avoir égard au carré de la force perturbatrice dans le calcul de l'équation séculaire du mouvement de l'apogée.

Pour cela, il est nécessaire d'analyser avec soin tous les termes

(*) *Oeuvres de Laplace*, t. XI, p. 241.



4 SUR LES ÉQUATIONS SÉCULAIRES DES MOUVEMENTS

dépendants du carré de l'excentricité de l'orbite terrestre, qui entrent dans l'expression du mouvement de l'apogée lunaire, et dont les intégrations augmentent considérablement les valeurs. Le résultat de cette épineuse analyse, dont je réserve le détail pour les Mémoires de l'Institut national ⁽¹⁾, m'a donné, dans le mouvement de l'apogée, une équation séculaire soustractive de sa longitude moyenne, et qui est à l'équation séculaire du moyen mouvement à fort peu près dans le rapport de 33 à 10; en sorte que le mouvement de l'apogée se ralentit lorsque celui de la Lune s'accélère. Dans les Mémoires cités de l'Académie, les termes dépendants de la première puissance de la force perturbatrice m'ont donné l'équation séculaire du mouvement de l'apogée, égale à $\frac{1}{2}$ de celle du moyen mouvement; les termes dépendants du carré de la force perturbatrice, qui doublent le mouvement de l'apogée, dû à la première puissance de cette force, augmentent donc, dans une raison plus grande encore, l'équation séculaire de ce mouvement.

L'équation séculaire de l'anomalie étant la somme de l'équation séculaire du moyen mouvement et de celle du mouvement de l'apogée, prise avec un signe contraire, elle est égale à $\frac{11}{10}$ de l'équation séculaire du moyen mouvement, et, par sa grandeur, elle doit influer très sensiblement sur les observations anciennes.

J'ai considéré de la même manière l'équation séculaire du mouvement des nœuds de la Lune sur l'écliptique vraie; il résulte de ce que j'ai prouvé dans les Mémoires cités que, en n'ayant égard qu'à la première puissance de la force perturbatrice, le mouvement des nœuds de la Lune est assujéti à une équation séculaire additive à leur longitude moyenne et égale aux $\frac{1}{2}$ de l'équation séculaire du moyen mouvement lunaire. Le mouvement des nœuds est dû principalement aux termes dépendants de la première puissance de la force perturbatrice; ces termes donnent un mouvement qui surpasse un peu le mouvement observé; mais l'inégalité principale de la latitude, en se combinant

⁽¹⁾ Œuvres de Laplace, t. XII, p. 191.

5 DE L'APOGÉE ET DES NŒUDS DE L'ORBITE LUNAIRE.

avec celle de la variation, produit dans l'expression du mouvement des nœuds un terme dépendant du carré de la force perturbatrice et qui, en le diminuant, le fait coïncider à fort peu près avec l'observation. En ayant égard au carré de cette force, je trouve que l'équation séculaire des nœuds est $\frac{1}{10}$ de celle du moyen mouvement et additive à leur longitude moyenne; en sorte que le mouvement des nœuds se ralentit, comme celui de l'apogée, lorsque le moyen mouvement de la Lune s'accélère, et les équations séculaires de ces trois mouvements sont dans le rapport constant des trois nombres 7, 33, 10. L'excentricité de l'orbite lunaire et son inclinaison à l'écliptique vraie restent constamment les mêmes.

Les siècles à venir développeront ces grandes inégalités qui produiront, un jour, des variations au moins égales au $\frac{1}{10}$ de la circonférence, dans le mouvement séculaire de la Lune, et au $\frac{1}{2}$ de la circonférence dans le mouvement séculaire de son apogée. Ces inégalités ne vont pas toujours croissantes; elles sont périodiques comme celles de l'excentricité de l'orbite terrestre dont elles dépendent, mais elles ne se rétablissent qu'après des millions d'années; elles doivent, à la longue, altérer les périodes imaginées pour embrasser à la fois des nombres entiers de révolutions de la Lune, par rapport à ses nœuds, à son apogée et au Soleil, périodes qui diffèrent sensiblement dans les diverses parties de l'immense période de l'équation séculaire. La période luni-solaire de six cents ans, dont l'origine est inconnue, a été rigoureuse à une époque à laquelle on peut remonter par l'analyse, et qui serait celle de sa formation, si l'on était certain qu'elle fût exactement déterminée.

Déjà les observations ont fait reconnaître l'équation séculaire du moyen mouvement de la Lune, telle, à fort peu près, que je l'ai conclue de la loi de la pesanteur universelle et qu'elle a été employée dans les nouvelles Tables de la Lune; mais on n'a point encore eu égard à l'équation séculaire de son anomalie. Pour constater son influence sur les observations anciennes, j'ai prié le citoyen Bouvard de comparer à ces Tables toutes les éclipses que Ptolémée nous



6 SUR LES ÉQUATIONS SÉCULAIRES DES MOUVEMENTS

a transmises et celles que les Arabes ont observées. Ce travail, important pour la théorie de la Lune, ne laisse aucun doute sur l'existence de l'équation séculaire de l'anomalie. Son introduction nécessite un changement dans le mouvement de l'anomalie de la Lune; car il est visible que les astronomes, n'ayant point eu égard au ralentissement de l'apogée, ont dû trouver, par la comparaison des observations modernes aux anciennes, son mouvement séculaire trop grand de quelques minutes, de même qu'ils trouvaient le moyen mouvement de la Lune trop petit lorsqu'ils ne tenaient point compte de son équation séculaire. En déterminant ces mouvements par l'ensemble des anciennes éclipses, on voit qu'il faut augmenter de $4^s,7$ par siècle le moyen mouvement synodique actuel de la Lune, et de $8^s,49''$ le moyen mouvement séculaire de son anomalie. Le premier de ces résultats nous prouve, par sa petitesse, l'exactitude des moyens mouvements des Tables du Soleil et de la Lune. Le second résultat est confirmé par les observations de la Lune que Lahire fit vers 1685, et qui, comparées à celles que Maskeline a faites un siècle après, ont donné sept minutes et demie pour l'accroissement du mouvement séculaire de l'anomalie de nos Tables.

Avec ces changements et l'équation séculaire de l'anomalie, les Tables satisfont aux anciennes éclipses, aussi bien qu'on peut l'attendre de l'imperfection de ces observations; mais, avant de présenter le Tableau de leurs différences, je vais comparer les corrections que je propose aux Tables du Soleil et de la Lune que Ptolémée a données dans son *Almageste*.

Les époques et les moyens mouvements de ces Tables sont le résultat d'immenses calculs faits par cet astronome et par Hipparque sur les éclipses de Lune : malheureusement, le travail d'Hipparque ne nous est point parvenu; nous savons seulement, par le témoignage de Ptolémée, qu'Hipparque avait mis le plus grand soin à choisir les éclipses les plus propres à déterminer les éléments qu'il cherchait à connaître. Ptolémée, deux siècles et demi après, ne trouva rien à changer, par de nouvelles observations, au moyen mouvement de la Lune établi par

DE L'APOGÉE ET DES NŒUDS DE L'ORBITE LUNAIRE. 7

Hipparque; il ne corrigea que très peu les mouvements des nœuds et de l'apogée : il y a donc tout lieu de croire que les éléments du mouvement lunaire des Tables de Ptolémée ont été déterminés par un très grand nombre d'éclipses dont cet astronome n'a rapporté que celles qui lui paraissaient le plus conformes aux résultats moyens qu'Hipparque et lui avaient obtenus. Les éclipses ne font bien connaître que le moyen mouvement synodique de la Lune et ses distances à ses nœuds et à son apogée; on ne peut donc compter que sur ces éléments, dans les résultats de Ptolémée : or cet astronome fixe à $70^{\circ}37'$ l'elongation moyenne de la Lune au Soleil, au commencement de l'ère de Nabonassar, à midi temps moyen à Alexandrie; cette époque répond au 25 février de l'année 746 avant l'ère vulgaire, à $22^{\text{h}}8^{\text{m}}39^{\text{s}}$, temps moyen à Paris supposé plus occidental qu'Alexandrie de $1^{\text{h}}51^{\text{m}}21^{\text{s}}$. Les Tables du Soleil et de la Lune, insérées dans la troisième édition de l'*Astronomie* de Lalande, donnent $68^{\circ}59'27''$ pour l'elongation moyenne de la Lune au Soleil, à cette époque, sans avoir égard à l'équation séculaire de la Lune et en partant du moyen mouvement lunaire actuel que Delambre a déterminé par un grand nombre d'observations de d'Agelet, comparées à celles de Lahire. La différence $1^{\circ}37'33''$ entre ce résultat et celui de Ptolémée indique évidemment l'équation séculaire de la Lune. Celle que j'ai tirée de la loi de la pesanteur universelle devient $1^{\circ}40'20''$ à la première époque des Tables de Ptolémée, ce qui donne $70^{\circ}39'47''$ pour l'elongation correspondante de la Lune, suivant les Tables actuelles, en ayant égard à son équation séculaire, résultat qui ne surpasse que de $2'47''$ celui de Ptolémée. Si l'on augmente de $4^s,7$ par siècle le moyen mouvement synodique actuel, cette elongation devient $70^{\circ}37'54''$, plus grande seulement de $54''$ que celle de Ptolémée. On ne devait pas espérer un si parfait accord, vu l'incertitude qui reste sur les masses de Vénus et de Mars, dont l'influence sur la grandeur de l'équation séculaire de la Lune est sensible : le développement de cette équation est une des données les plus avantageuses que l'on puisse employer à la détermination de ces masses, et l'accord que

8 SUR LES ÉQUATIONS SÉCULAIRES DES MOUVEMENTS

je viens de trouver confirme les valeurs que je leur avais assignées.

L'accélération du mouvement de la Lune se manifeste encore dans les moyens mouvements des Tables de Ptolémée; elles donnent $234^{\circ}19'55''$ pour le mouvement synodique de la Lune, dans l'intervalle de 810 années égyptiennes. Le moyen mouvement actuel, corrigé par ce qui précède, donne $235^{\circ}3'15''$ pour cet excès, plus grand que le précédent de $43'20''$: ainsi l'équation séculaire du mouvement de la Lune est prouvée à la fois par son élongation au Soleil à la première époque des Tables de Ptolémée, et par le moyen mouvement synodique de ces Tables.

Considérons présentement le mouvement de l'apogée. Ptolémée fixe l'anomalie moyenne de la Lune à $268^{\circ}49'$ pour la même époque. Cette anomalie, suivant les Tables actuelles, était de $265^{\circ}15'1''$, plus petite que la précédente de $3^{\circ}33'59''$; cette différence augmente encore et devient $7^{\circ}9'59''$, en vertu de la correction que nous faisons au moyen mouvement séculaire de l'anomalie; l'équation séculaire de ce mouvement est donc indiquée par cette différence qui la représente. On a vu que cette équation est quarante-trois dixièmes de celle du moyen mouvement, et par conséquent de $7^{\circ}11'26''$ à la première époque des Tables de Ptolémée, ce qui ne diffère que de $1'27''$ du résultat donné par l'anomalie moyenne de ces Tables, à la même époque.

L'accélération du mouvement de l'anomalie se manifeste encore dans le mouvement de l'anomalie moyenne des Tables de Ptolémée: elles donnent $222^{\circ}10'57''$ pour l'excès de ce mouvement sur un nombre entier de circonférences, dans l'intervalle de 810 années égyptiennes; les Tables actuelles donnent, en ayant égard aux corrections que je propose, $224^{\circ}59'33''$ pour cet excès, plus grand que le précédent de $2^{\circ}48'36''$: ainsi l'équation séculaire de l'anomalie est prouvée à la fois par l'anomalie moyenne des Tables de Ptolémée à leur première époque, et par le mouvement qu'elles supposent à cette anomalie.

Voici maintenant le Tableau des résultats du citoyen Bouvard,

DE L'APOGÉE ET DES NŒUDS DE L'ORBITE LUNAIRE. 9

relativement à vingt-sept éclipses anciennes, les seules qui aient été observées avec assez d'exactitude pour en faire usage dans les calculs astronomiques. On n'a fait d'autre correction aux temps vrais indiqués par Ptolémée que celle qui résulte de la longitude mieux connue de Babylone et de Rhodes. Ptolémée suppose Babylone de 50^{m} , en temps, plus orientale qu'Alexandrie. Suivant les observations de Beauchamp, faites à Hella qui paraît être près de l'emplacement de l'ancienne Babylone, cette ville devait être de 57^{m} à peu près à l'orient d'Alexandrie; c'est cette longitude que l'on a employée. Ptolémée place encore Rhodes sous le méridien d'Alexandrie; et, d'après les observations modernes, il est plus occidental d'environ 8^{m} . On a supposé, avec Albatenius, Aracte de 40^{m} à l'orient d'Alexandrie, et Antioche de 15^{m} à l'occident d'Aracte.

Pour avoir les corrections séculaires des mouvements de la Lune et de son anomalie on a formé, pour chaque éclipse, une équation de condition entre ces inconnues; on a ajouté toutes ces équations, après les avoir disposées de manière à rendre positifs tous les coefficients de la première inconnue, et ensuite ceux de la seconde inconnue. Ces deux sommes ont donné deux équations au moyen desquelles on a trouvé les corrections précédentes.

Les éclipses marquées d'une étoile sont des éclipses de Soleil; dans la colonne des excès des lieux calculés de la Lune sur ceux du Soleil, la longitude de la Lune est augmentée de six signes, lorsqu'il s'agit d'une éclipse de Lune, et l'on n'a point appliqué d'équation séculaire à l'anomalie; dans la colonne des excès avec la nouvelle équation, ces excès ont été calculés en augmentant de $4',7$ le mouvement séculaire synodique des Tables, et de $8'49''$ le mouvement séculaire de l'anomalie, et en ayant égard à l'équation séculaire de ces mouvements.

物
08
L
8.13

10 SUR LES EQUATIONS SÉCULAIRES DES MOUVEMENTS

Tableau des éclipses anciennes, comparées aux Tables de la troisième édition de l'Astronomie de Lalande.

	Avant l'ère vulgaire.	T. M. de la conjonct. à Paris.	Lieux du Soleil.	Excès	
				des lieux de la Lune.	avec la nouv. équat.
720.	19 mars.....	6.53	11.21.37.23	+10.57	- 0. 2
719.	8 ".....	9.35	11.10.46.45	+33.12	+12.57
719.	1 ^{re} septembre..	5.49	5. 1. 2.32	- 9.52	+ 6.38
620.	21 avril.....	14.48	0.24.29.37	+40.35	+21.40
522.	16 juillet.....	8. 2	3.16.34.47	+ 3.39	- 9.51
301.	19 novembre....	8.26	7.21.56.33	+ 4.59	-14. 0
400.	25 avril.....	8.27	0.28.36.28	+21.14	+22. 7
382.	22 décembre....	16.24	8.27. 3.46	-34.55	-27.45
381.	18 juin.....	5.55	2.20.33.22	-20.58	+ 0.58
381.	12 décembre....	8.10	8.16.15.45	+ 8.28	- 3.32
200.	23 septembre....	5. 3	5.26. 0.48	- 3.10	- 9.13
199.	19 mars.....	10.44	11.25.30.26	-15.33	-14.40
199.	11 septembre....	12.19	5.15. 8.22	-12.55	-11.22
173.	30 avril.....	12.30	1. 5.47.13	+ 3.50	+10.35
140.	27 janvier.....	8.51	10. 4.39. 5	+ 4.31	+10.34
Après l'ère vulgaire.					
125.	5 avril.....	6.25	0.14.18.21	-16.18	-16.11
133.	6 mai.....	9.11	1.14.15.33	+10.42	+ 6.58
134.	20 octobre.....	9. 1	6.26.18.28	+ 0.34	- 2.53
136.	5 mars.....	14.13	11.14.43.44	+ 9.36	+11.39
364.	16 juin.....	1.49	2.25. 5.29	-19. 3	-16.49
883.	23 juillet.....	5.37	4. 3.59.56	+ 8.41	+ 7.13
891.	7 août.....	22.30	4.10.11. 2	- 1.12	+ 0.59
901.	22 janvier.....	18.35	10. 8.25.14	+ 5.49	+ 3.58
901.	2 août.....	13.12	4.14.33. 0	+13.38	+12. 8
977.	12 décembre....	19.28	8.27. 4.22	- 2. 7	- 3.56
978.	8 juin.....	1.30	2.21.50.12	- 3.24	- 3. 9
979.	14 mai.....	4.30	1.27.53. 7	+ 5.49	+ 4.47

On voit, par ce Tableau, que les corrections proposées diminuent les grandes erreurs des Tables, ainsi que la somme de toutes les erreurs qui, prises positivement, sont de 266' au lieu de 326'. En général, on doit peu compter sur l'exactitude de ces anciennes observations; elles ne peuvent servir que par leur nombre et par le grand

DE L'APOGÉE ET DES NŒUDS DE L'ORBITE LUNAIRE. 11

intervalle qui nous en sépare. Malgré leur imperfection, elles prouvent incontestablement l'existence des équations séculaires du mouvement de la Lune et de son anomalie, la nécessité d'y avoir égard et celle d'accélérer le mouvement de l'anomalie donné par nos Tables. Je ne balance donc point à proposer aux astronomes : 1^o d'accroître d'environ 8',30" par siècle, le mouvement de cette anomalie, qui me paraît avoir été bien déterminée, pour le commencement de 1750, par les observations de Bradley; 2^o d'appliquer à ce mouvement une équation séculaire additive égale à $\frac{13}{12}$ de celle du moyen mouvement. Je ne doute point que ces corrections n'augmentent l'exactitude de ces Tables si importantes pour la navigation et la géographie, et qui sont d'une grande précision relativement aux inégalités périodiques, mais que leurs erreurs sur les moyens mouvements écartent déjà d'une demi-minute, au moins, des observations faites dans ces dernières années, vers l'apogée de la Lune.

ADDITION AU MÉMOIRE PRÉCÉDENT.

Albatenius, le plus célèbre des astronomes arabes et très exact observateur, corrigea les éléments des Tables lunaires de Ptolémée; il trouva que le moyen mouvement synodique de ces Tables satisfaisait aux éclipses observées de son temps, c'est-à-dire 1620 années égyptiennes environ après leur première époque. Dans cet intervalle, leur mouvement synodique a surpassé un nombre entier de circonférences de 108°39'50". Le mouvement synodique des Tables actuelles, augmenté de 4",7 par siècle, a surpassé dans le même intervalle de temps un nombre entier de circonférences de 110°6'46". La différence, 1°26'56", représente la différence des équations séculaires de la Lune, à la première époque des Tables de Ptolémée, et 1620 années égyptiennes après. Cette différence, par nos Tables, est 1°28'14", ce qui ne surpasse la précédente que de 1'18". Cet accord remarquable est



12 SUR LES ÉQUATIONS SÉCULAIRES DES MOUVEMENTS

une nouvelle confirmation de la valeur que j'ai assignée à l'équation séculaire de la Lune; ainsi cette équation est confirmée par les époques des Tables de Ptolémée et par les observations d'Albatenius. Les résultats de ces deux astronomes étant fondés sur la comparaison d'un grand nombre d'éclipses dont ils n'ont rapporté qu'une très petite partie, on doit y avoir au moins autant de confiance qu'aux éclipses mêmes qu'ils nous ont conservées et avec lesquelles ces résultats sont parfaitement d'accord. On peut donc en faire usage pour déterminer la correction du mouvement séculaire du nœud, donné par nos Tables, car il est clair que les astronomes n'ayant point eu égard à son équation séculaire ou à son ralentissement, ils ont dû trouver, par la comparaison des observations anciennes et modernes, un mouvement séculaire trop rapide.

Ptolémée ne considère point séparément le mouvement des nœuds; il réduit directement en Tables la distance de la Lune au terme de sa plus grande latitude boréale, c'est-à-dire, à la position de son nœud ascendant, augmenté de 90° suivant l'ordre des signes. Il fixe cette distance à $354^\circ 15'$, au commencement de l'ère de Nabonassar. Suivant les Tables actuelles, cette distance devait être $352^\circ 45' 19''$, sans avoir égard aux équations séculaires; mais l'équation séculaire du nœud étant $\frac{2}{5}$ de celle du moyen mouvement, l'équation séculaire de la distance de la Lune au terme de sa plus grande latitude est $\frac{2}{10}$ de celle du moyen mouvement, et, par conséquent, elle était de $36' 6''$ à la première époque des Tables de Ptolémée. En l'ajoutant à $352^\circ 45' 19''$, on a $353^\circ 15' 25''$ pour la distance de la Lune au terme de sa plus grande latitude boréale, suivant les Tables actuelles, et en ayant égard aux équations séculaires. Cette distance est plus petite de $59' 35''$ que suivant Ptolémée, ce qui indique que le mouvement séculaire du nœud des Tables actuelles est trop grand d'environ $2' 20''$.

Albatenius trouva, par les éclipses observées de son temps, qu'il fallait diminuer de $27'$ la distance de la Lune à son nœud, conclue par les Tables de Ptolémée. Dans l'intervalle de 1620 années égyptiennes, le mouvement de la Lune par rapport à son nœud, suivant ces Tables,

DE L'APOGÉE ET DES NŒUDS DE L'ORBITE LUNAIRE. 13

a surpassé un nombre entier de circonférences de $75^\circ 14' 44''$; en l'ajoutant à $354^\circ 15'$, distance de la Lune au terme de sa plus grande latitude boréale, au commencement de l'ère de Nabonassar, on a $69^\circ 29' 44''$ pour cette distance, 1620 années égyptiennes après; et en la diminuant de $27'$, d'après les résultats d'Albatenius, elle devient $69^\circ 2' 44''$. A cette dernière époque, cette distance, suivant les Tables actuelles, était $68^\circ 32' 1''$, en ayant égard aux équations séculaires des moyens mouvements de la Lune et de ses nœuds.

La différence $30' 43''$, divisée par 8,77, nombre de siècles écoulés entre cette époque et 1750, donne $3' 30''$ pour la correction du mouvement séculaire du nœud des Tables actuelles, correction plus grande de $1' 10''$ que celle qui vient d'être déterminée par les Tables de Ptolémée. La moyenne entre ces deux corrections est $2' 55''$; c'est la quantité dont il me paraît que l'on doit diminuer le mouvement séculaire du nœud de nos Tables lunaires.

Lorsque la cause de l'équation séculaire de la Lune n'était pas connue, les géomètres avaient imaginé diverses hypothèses pour l'expliquer. Le plus grand nombre l'attribuait à la résistance de l'éther; la transmission successive de la gravité me paraissait offrir une explication plus naturelle de ce phénomène. Mais alors on n'avait reconnu, par les observations, que l'accélération du moyen mouvement de la Lune. Maintenant que le ralentissement des mouvements du nœud et de l'apogée est bien constaté par les observations anciennes et modernes, il faut que la même cause explique, à la fois, et ce ralentissement et l'accélération du mouvement lunaire; or, j'ai trouvé que la résistance de l'éther accélère le mouvement moyen de la Lune, sans altérer ceux de son nœud et de son apogée; l'analyse m'a conduit au même résultat, relativement à la transmission successive de la gravité; l'équation séculaire n'est donc point l'effet de ces deux causes, et, quand même sa vraie cause serait encore inconnue, cela seul suffirait pour les exclure. Mais les trois équations séculaires des moyens mouvements de la Lune, de ses nœuds et de son apogée, tirées de la loi de la pesanteur universelle, satisfaisant exactement aux observations, il



物
08
L
3.13

14 SUR LES ÉQUATIONS SÉCULAIRES, ETC.

en résulte que la résistance de l'éther et la transmission successive de la gravité n'ont produit jusqu'ici aucune altération sensible dans les mouvements des corps célestes; car, si elles avaient quelque influence sur l'équation séculaire du moyen mouvement de la Lune, elles la rapprocheraient de l'équation séculaire du mouvement de son apogée et l'éloigneraient de celle du mouvement du nœud, en sorte que ces trois équations ne seraient point dans le rapport constant des nombres 10, 33 et 11, rapport que donne la théorie de la pesanteur, et que les observations confirment.

Ces variations des mouvements séculaires de la Lune peuvent répandre des lumières sur le temps de la formation des Tables astronomiques, dont l'origine est inconnue; car il est visible que si, dans ces Tables, les mouvements séculaires de la Lune, par rapport au Soleil, à son apogée et à ses nœuds, sont plus rapides que suivant les Tables de Ptolémée, cela indique qu'elles sont moins anciennes que ces dernières Tables, puisque ces trois mouvements s'accélérent de siècle en siècle. En comparant ainsi les mouvements séculaires des Tables indiennes que Le Gentil a rapportées de l'Inde, et qu'il a publiées dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences* pour l'année 1772, II^e Partie, on trouve que les mouvements séculaires de la Lune par rapport au Soleil, à son apogée et à son nœud, sont, par ces Tables,

$307^{\circ}11'16''$, $178^{\circ}44'25''$, $82^{\circ}10'57''$,

et, par les Tables de Ptolémée,

$307^{\circ}1'51''$, $178^{\circ}29'56''$, $82^{\circ}2'42''$.

Les Tables indiennes sont donc moins anciennes que celles de Ptolémée; et cette preuve, jointe à celles que j'ai données ailleurs, me paraît établir incontestablement qu'elles ont été construites, ou du moins rectifiées, postérieurement au siècle de Ptolémée.

SUR
LES PLUS GRANDES MARÉES
DE L'AN IX.

Connaissance des Temps pour l'an IX (23 septembre 1800-22 septembre 1801);
fructidor an VI (août 1808).

L'annonce des grandes marées intéresse les travaux et les mouvements des ports; elle est encore utile pour prévenir, autant qu'il est possible, les accidents qui résultent des inondations qu'elles produisent. L'état actuel des Sciences rend cette annonce facile, puisque nous sommes parvenus à connaître la cause et les lois de ces phénomènes. On sait que cette cause réside dans le Soleil et dans la Lune: le Soleil, par son attraction sur la mer, l'élève et l'abaisse deux fois dans un jour, en sorte que le flux et le reflux solaires se renouvellent à chaque intervalle d'un demi-jour solaire: pareillement, le flux et le reflux produits par l'attraction de la Lune se renouvellent à chaque intervalle d'un demi-jour lunaire. Ces deux marées partielles se combinent sans se nuire, comme on voit, sur la surface d'un bassin légèrement agité, les ondes se disposer les unes au-dessus des autres, sans altérer mutuellement leurs mouvements et leurs figures. C'est de la combinaison de ces marées que résultent les marées observées dans nos ports; la différence de leurs périodes produit les phénomènes les plus remarquables du flux et du reflux de la mer. Lorsque les deux marées partielles coïncident, la marée composée est à son maximum; elle est alors la somme des deux marées partielles, et c'est ce qui a

16 SUR LES PLUS GRANDES MARÉES DE L'AN IX.

lieu vers les pleines et les nouvelles lunes ou vers les syzygies. Lorsque la plus grande hauteur de la marée lunaire coïncide avec le plus grand abaissement de la marée solaire, la marée composée est à son minimum; elle est alors la différence de deux marées partielles, et c'est ce qui a lieu vers les quadratures. On voit ainsi que la marée totale dépend des phases de la Lune; mais ce n'est point aux instants mêmes de la syzygie et de la quadrature que répondent les plus grandes et les plus petites marées; l'observation a fait connaître que ces marées, dans nos ports, suivent d'un jour et demi les moments de ces phases.

Les plus grandes marées vers les syzygies ne sont pas égales; il existe entre elles des différences qui dépendent des distances du Soleil et de la Lune à la Terre, et de leurs déclinaisons. Le principe de la pesanteur universelle, comparé aux observations, nous montre : 1° que, chaque marée partielle augmente comme le cube du diamètre apparent ou de la parallaxe de l'astre qui la cause; 2° qu'elle diminue comme le carré du cosinus de la déclinaison de cet astre; 3° que dans les moyennes distances du Soleil et de la Lune à la Terre, la marée lunaire est trois fois plus grande que la marée solaire. En nommant donc $\frac{1}{2}$ la distance du Soleil au moment de la syzygie, sa moyenne distance étant prise pour unité, et ν la déclinaison de cet astre; en nommant i la parallaxe de la Lune au même instant, divisée par la constante de la parallaxe des Tables lunaires, et ν' sa déclinaison; la hauteur de la plus grande marée qui suit la syzygie, dans nos ports, comptée de la surface d'équilibre que la mer prendrait sans l'action variable du Soleil et de la Lune, est à très peu près proportionnelle à $i^2 \cos^2 \nu + 3i'^2 \cos^2 \nu'$.

Nous prendrons pour unité la valeur moyenne de cette hauteur dans les équinoxes, que l'on déterminera facilement par le milieu entre un grand nombre de différences des hautes aux basses mers, qui suivent d'un jour ou deux les syzygies vers les équinoxes : la moitié de cette différence moyenne est, à fort peu près, la hauteur prise pour unité :

SUR LES PLUS GRANDES MARÉES DE L'AN IX. 17

J'ai trouvé, par un très grand nombre d'observations, qu'à Brest elle est égale à 3^m, 183; c'est le facteur par lequel il faut multiplier les nombres du Tableau suivant pour avoir la hauteur absolue des plus grandes marées dans ce port.

Dans les syzygies, la parallaxe moyenne de la Lune surpasse de $\frac{1}{125}$ la constante de cette parallaxe, à raison de l'argument de la variation; la valeur de i'^2 est par là augmentée de $\frac{1}{125}$ et devient $\frac{41}{40}$; ainsi la valeur moyenne de $i^2 \cos^2 \nu + 3i'^2 \cos^2 \nu'$, dans les syzygies, où $i = 1$ à très peu près, est $1 + 3\frac{41}{40}$; d'où il suit que, relativement à la marée prise pour unité, l'expression générale des plus grandes marées qui suivent les syzygies est

$$\frac{40}{163} (i^2 \cos^2 \nu + 3i'^2 \cos^2 \nu').$$

Cette expression n'est pas rigoureuse, comme on peut le voir dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences* pour l'année 1790. Les petites quantités négligées peuvent augmenter de deux ou trois unités la dernière décimale des nombres du Tableau suivant; mais cela n'a lieu que vers les solstices où il est le moins intéressant de connaître exactement la grandeur des marées, très sensiblement affaiblies par les déclinaisons des deux astres. Voici maintenant le Tableau des plus grandes marées qui suivent d'un jour ou deux chaque syzygie de l'an IX, et qui sont à très peu près égales aux plus grandes dépressions de la mer au-dessous de sa surface d'équilibre, dépressions qui leur correspondent et qu'il est encore utile de connaître.



18 SUR LES PLUS GRANDES MARÉES DE L'AN IX.

Jours et heures de la syzygie.			Hauteur de la marée.
Vendémiaire.	10.	P. L. à 10 du soir.....	0,94
"	26.	N. L. à 9 du matin.....	1,06
Bumaire.....	10.	P. L. à 2 du soir.....	0,84
"	25.	N. L. à 8 du soir.....	1,00
Frimaire.....	10.	P. L. à 9 du matin.....	0,73
"	25.	N. L. à 6 du matin.....	0,94
Nivôse.....	10.	P. L. à 4 du matin.....	0,71
"	24.	N. L. à 4 du soir.....	0,95
Pluviose.....	9.	P. L. à 10 du soir.....	0,79
"	24.	N. L. à 3 du matin.....	1,02
Ventôse.....	9.	P. L. à 3 du soir.....	0,92
"	23.	N. L. à 3 du soir.....	1,03
Germinal.....	9.	P. L. à 5 du matin.....	1,00
"	23.	N. L. à 4 du matin.....	0,91
Floréal.....	8.	P. L. à 3 du soir.....	0,99
"	22.	N. L. à 6 du soir.....	0,79
Prairial.....	8.	P. L. à 1 du matin.....	0,92
"	22.	N. L. à 9 du matin.....	0,69
Messidor.....	7.	P. L. à 8 du matin.....	0,90
"	21.	N. L. à 11 du soir.....	0,69
Thermidor.....	6.	P. L. à 3 du soir.....	0,94
"	21.	N. L. à 3 du soir.....	0,78
Fructidor.....	5.	P. L. à 10 du soir.....	1,06
"	21.	N. L. à 6 du matin.....	0,99
5 ^e jour complém ^{te} .		P. L. à 8 du matin.....	1,07

On voit par ce Tableau que les mouvements de la Lune par rapport au Soleil, à son apogée et à ses nœuds, ne seront pas coordonnés, pendant l'an IX, de manière à produire de très grandes marées. Mais lorsque, par la variation de ces mouvements, la syzygie coïncide avec le périgée de la Lune vers les équinoxes, alors les marées qui suivent la syzygie sont fort grandes : c'est ce qui a eu lieu vers le dernier équinoxe d'automne. La nouvelle Lune et le périgée sont arrivés le 23 fructidor de l'an VI et, le 25 du même mois, la mer, en s'élevant au-dessus de sa hauteur ordinaire, a inondé les rues de Port-Malo et ses environs, où elle a causé plusieurs accidents qu'un peu d'attention à l'état du ciel eût suffi pour prévenir. Les journaux ont encore fait mention de la hauteur des marées qui ont suivi la nouvelle Lune du 18 vendémiaire de l'an VII, dans laquelle cet astre était périgée, avec

SUR LES PLUS GRANDES MARÉES DE L'AN IX. 19

une très petite déclinaison. A l'équinoxe du printemps de cette même année VII, la pleine Lune du 1^{er} germinal concourra avec le périgée; les marées du 3 germinal seront donc fort grandes et égales, par la formule précédente, à 1,154, ce qui diffère peu de 1,166, expression de la plus grande hauteur des marées; celle qui suivra la pleine Lune du 30 germinal sera égale à 1,12 : pour peu que ces marées, et surtout celles du 3 germinal, soient favorisées par les vents, elles reproduiront les inondations observées vers le dernier équinoxe d'automne. Il importe à nos départements maritimes d'en être instruits d'avance, et c'est pour leur procurer dorénavant cet avantage que l'on insérera dans la *Connaissance des Temps* le Tableau des plus grandes marées de l'année qui pourra servir, d'ailleurs, à vérifier sans cesse la loi des attractions célestes, dans leur résultat le plus près de nous et le plus sensible.



SUR QUELQUES

ÉQUATIONS DES TABLES LUNAIRES.

Connaissance des Temps pour l'an X; fructidor an VII.

Il n'y a maintenant aucun doute que les inégalités du mouvement de la Lune ne soient dues à l'attraction du Soleil, mais le calcul de ces inégalités dépend d'approximations tellement compliquées que les astronomes ont préféré en fixer la valeur par la comparaison des observations; cependant, la loi de la pesanteur universelle donne quelques-unes de ces inégalités d'une manière si précise qu'il vaut mieux, à leur égard, s'en rapporter à la théorie qu'aux observations; de ce genre sont les deux inégalités suivantes.

La première dépend de la distance de la Lune au Soleil, plus l'anomalie du Soleil, ou plus simplement de la distance de la Lune à l'apogée du Soleil : elle est la onzième dans les Tables insérées dans la troisième édition de l'*Astronomie* de Lalande; on peut la considérer comme une véritable équation du centre de la Lune, rapportée à l'apogée solaire. Cette équation est remarquable par la discussion qu'elle a fait naître entre les géomètres qui se sont occupés les premiers de la Théorie de la Lune. Clairaut trouvait par son analyse que son coefficient renfermerait des arcs de cercle si l'apogée du Soleil était immobile, et que, vu la lenteur du mouvement de cet apogée, ce coefficient devait être très grand : c'est, en effet, la considération d'équations semblables dans la Théorie des planètes qui détermine leurs inégalités séculaires; mais d'Alembert observa que le mouvement de l'apogée lunaire diminue extrêmement la valeur de cette

SUR QUELQUES ÉQUATIONS DES TABLES LUNAIRES. 21

inégalité et la réduisit à quelques secondes, et il en donna la véritable expression analytique dans le premier Volume de ses *Recherches sur le système du monde*. On peut voir, dans le second Volume des *Mémoires de Mathématiques et de Physique de l'Institut national*, page 163 ⁽¹⁾, la théorie de ce genre d'inégalités, de laquelle il est facile de conclure que, si l'on nomme v la longitude vraie de la Lune, ϖ celle de l'apogée du Soleil, m le rapport du moyen mouvement du Soleil à celui de la Lune, c le rapport du moyen mouvement de l'anomalie de la Lune à celui de la Lune, $2c'$ la plus grande équation du centre du Soleil, et k le rapport de la parallaxe moyenne du Soleil à la constante de la parallaxe des Tables lunaires, la valeur de l'inégalité dont il s'agit est, à fort peu près,

$$-\frac{15 m^2 k c' \sin(v - \varpi')}{4(1 - c^2)}.$$

Les observations donnent

$$m = 0,0748013, \quad c = 0,99154774,$$

$$2c' = 1^{\circ} 55' 17'', \quad k = \frac{8'',8}{57''};$$

en fixant à $8'',8$ la parallaxe moyenne du Soleil, l'inégalité précédente devient ainsi

$$-11'',1 \sin(v - \varpi').$$

Mayer, dans sa Théorie de la Lune, trouve $-21'',1$ pour son coefficient, quoiqu'il ne porte la parallaxe du Soleil qu'à $7'',8$. Il me semble que son erreur vient de ce qu'il n'a employé dans son analyse, pour le mouvement de l'apogée de la Lune, que celui qui est donné par la première approximation et qui, comme l'on sait, n'est que la moitié du véritable mouvement, au lieu qu'il faut employer le mouvement total, comme je l'ai fait voir dans l'endroit cité des *Mémoires de l'Institut national*. Malgré la grandeur de cette équation, Mayer, voyant que les observations ne la confirmaient point, ne l'a pas employée dans ses Tables, mais Mason l'a rétablie d'après la com-

⁽¹⁾ *Œuvres de Laplace*, T. XII, p. 218.

paraison d'un grand nombre d'observations de Bradley, en lui donnant $-17''$ pour coefficient. Il me semble que l'on doit le fixer à $-11'',1$, conformément à la théorie, qui le détermine avec beaucoup d'exactitude.

La seconde inégalité que je me propose de considérer ici est proportionnelle au sinus de la longitude du nœud de l'orbite lunaire. Jusqu'ici, aucune des Théories de la Lune ne l'a indiquée. Mayer, par ses observations, avait fixé son coefficient à $+4''$; Mason l'a porté à $+7'',7$. Il est visible qu'elle dépend de la position des équinoxes et, par conséquent, de l'intersection de l'équateur avec l'écliptique; elle doit donc dépendre de la figure de la Terre. Cette inégalité est facile à déterminer par les formules que j'ai données dans ma Théorie des satellites de Jupiter, insérée dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences* pour l'année 1788. On voit, par la formule (2) de la page 256 de ces *Mémoires* ⁽¹⁾, que l'expression du mouvement vrai de la Lune renferme la fonction

$$(A) \quad 3a \int n dt \int dR + 2a \int n dt r \frac{dR}{dr},$$

a étant la moyenne distance de la Lune au centre de la Terre, nt étant son moyen mouvement, et r étant son rayon vecteur; R est une fonction des coordonnées des centres du Soleil et de la Lune rapportées au centre de gravité de la Terre, et qui renferme un terme dépendant de la figure de la Terre; enfin la caractéristique différentielle d se rapporte uniquement aux coordonnées de la Lune. Ce terme est, par les *Mémoires* cités de l'Académie, page 258 ⁽²⁾, égal à

$$(B) \quad -\frac{\rho - \frac{1}{2}\varphi}{r^3} (\sin^2 v - \frac{1}{2}),$$

ρ étant l'aplatissement de la Terre, φ le rapport de la force centrifuge à la pesanteur à l'équateur, et v la déclinaison de la Lune; la masse de la Terre étant prise pour unité.

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, T. XI, p. 316.

⁽²⁾ *Ibid.*, T. XI, p. 318.



La fonction (B) ne dépendant que des coordonnées du centre de la Lune, il est visible que, en ne considérant qu'elle, on a

$$\int dR = R;$$

on a d'ailleurs

$$r \frac{dR}{dr} = -3R;$$

la fonction (A) devient ainsi

$$-3a \int n R dt.$$

Il est facile de voir par la Trigonométrie sphérique que si l'on nomme v la longitude de la Lune, comptée de l'équinoxe du printemps, γ l'inclinaison de son orbite à l'écliptique, λ la longitude de son nœud ascendant, et θ l'obliquité de l'écliptique à l'équateur, on a, en négligeant le carré de γ ,

$$\sin v = \sin \theta \sin v + \gamma \cos \theta \sin(v - \lambda).$$

La fonction (B) renferme ainsi le terme $\frac{\rho - \frac{1}{2}\varphi}{r^3} \gamma \sin \theta \cos \theta \cos \lambda$. C'est le seul de cette fonction qui puisse devenir sensible, à raison de la petitesse du coefficient du temps t , dans la valeur de l'angle λ que nous supposons égal à $\beta - gt$. On a, en n'ayant égard qu'à ce terme et faisant $r = a$, l'expression suivante

$$-3a \int n dt R = 3 \frac{n}{g} \frac{\rho - \frac{1}{2}\varphi}{a^3} \gamma \sin \theta \cos \theta \sin \lambda;$$

le second membre de cette équation est donc l'inégalité du mouvement vrai de la Lune dépendant du sinus de la longitude de son nœud.

Pour la réduire en nombres, nous observerons que l'on a

$$\begin{aligned} \frac{g}{n} &= 0,00402185, & a &= \frac{1}{\tan 57'}, \\ \gamma &= 5^\circ 8' 49'', & \theta &= 23^\circ 28' 20'', \\ \frac{1}{2}\varphi &= \frac{1}{14}. \end{aligned}$$



24 SUR QUELQUES EQUATIONS DES TABLES LUNAIRES.

Quant à la valeur de φ , j'ai fait voir, dans le premier Volume des *Mémoires de Mathématiques de l'Institut national*, page 374 (¹), qu'elle ne peut être au-dessus de $\frac{1}{321}$, et les observations du pendule la donnent, au plus, égale à $\frac{1}{328}$. Dans la première supposition, l'inégalité précédente est de $2''$, 165; elle est de $1''$, 937 dans la seconde supposition. Ainsi je ne crois pas qu'elle s'élève au-dessus de $2''$, quoique M. Burg, habile astronome de Vienne en Autriche, l'ait faite un peu plus grande par la comparaison des Tables avec un grand nombre d'observations de Maskelyne.

(¹) *Œuvres de Laplace*, T. XII, p. 185.

SUR
LES TABLES DE JUPITER
ET SUR
LA MASSE DE SATURNE.

Connaissance des Temps pour l'an XIV; nivôse 12 (1804).

La comparaison des observations avec les inégalités des planètes, que j'ai déterminées dans le sixième Livre de ma *Mécanique céleste*, réunit à l'avantage d'établir incontestablement la loi de la pesanteur universelle celui de perfectionner les Tables astronomiques. M. Delambre a déjà fondé sur ces inégalités les nouvelles Tables du Soleil qu'il va publier incessamment, et qui représentent toutes les bonnes observations avec une précision remarquable. Il en a conclu les valeurs des masses de Vénus, de Mars et de la Lune, que j'ai rapportées dans le Livre cité, et qui ne permettent plus de douter que la diminution séculaire actuelle de l'obliquité de l'écliptique est à fort peu près de $50''$. Plusieurs astronomes se proposent de rectifier par le même moyen les Tables des diverses planètes, et M. Bouvard vient de l'appliquer avec le plus heureux succès aux Tables de Jupiter. On peut se rappeler qu'il n'y a pas vingt ans ces Tables étaient quelquefois en erreur de dix à douze minutes; l'analyse m'ayant fait découvrir depuis les grandes inégalités du mouvement de Jupiter, M. Delambre a réduit, par leur moyen, les plus grandes erreurs de ses nouvelles Tables à une demi-minute. Ayant déterminé avec un nouveau soin ces inégalités, j'ai désiré voir si ces Tables en peuvent retirer un nouveau degré d'exactitude. M. Bouvard a bien voulu faire, à ma



rière, tous les calculs numériques que ce travail important exige : il a déterminé les oppositions de Jupiter, depuis 1750 jusqu'en 1761, par les observations de Bradley; celles de 1787 à 1800 par les observations de M. Maskelyne; enfin les trois dernières par ses propres observations. Si l'on réunit ces oppositions à celles que M. Delambre a déterminées depuis 1761 jusqu'en 1787, principalement par les observations de M. Maskelyne, on a, dans l'intervalle des cinquante-quatre dernières années, quarante-neuf oppositions de Jupiter, observées à la lunette méridienne, avec les meilleurs quarts-de-cercle et par les astronomes les plus exercés.

L'ensemble de ces oppositions offre le plus sûr moyen de corriger les éléments elliptiques des Tables de Jupiter. La valeur de la masse perturbatrice de Saturne est un élément essentiel de ces Tables. Newton, à qui sa découverte de l'attraction universelle donnait le pouvoir de comparer à la masse du Soleil celles des planètes accompagnées de satellites, engagea Pound à mesurer avec soin les plus grandes elongations des satellites de Jupiter et de Saturne. Il conclut de ces mesures la masse de Saturne égale à $\frac{1}{3021}$, celle du Soleil étant prise pour unité. M. Lagrange, par une discussion nouvelle des mêmes observations, l'a réduite à $\frac{1}{3359,4}$, et c'est celle dont j'ai fait usage dans le Livre cité de la *Mécanique céleste*. Il est à désirer que les astronomes déterminent de nouveau ces plus grandes elongations, en ayant soin de les mesurer dans deux points opposés des orbites, afin d'avoir des résultats indépendants des ellipticités, jusqu'à présent inconnues, de ces orbites. J'ai prié MM. Herschel et Méchain de suivre cet objet; mais d'autres travaux les ayant occupés, j'ai pensé que, vu la précision avec laquelle on connaît maintenant les perturbations que Jupiter éprouve par l'action de Saturne, et l'exactitude des quarante-neuf oppositions dont je viens de parler, on pouvait déterminer, par leur moyen, la correction de la masse de Saturne d'une manière encore plus approchée que par les mesures des plus grandes elongations. M. Bouvard a donc introduit, dans les quarante-neuf équations

de condition que ces oppositions lui ont fournies, une indéterminée dépendante de la correction de la masse de Saturne. L'inspection de ces équations a bientôt fait reconnaître la nécessité de diminuer cette masse, et le résultat de l'élimination l'a réduite à $\frac{1}{3521,31}$, plus petite de $\frac{1}{32}$ environ que la valeur assignée par M. Lagrange, qui avait déjà diminué de $\frac{1}{16}$ à peu près celle de Newton. Cette nouvelle valeur résulte des observations de Bradley et de M. Maskelyne, prises soit séparément, soit ensemble; elle résulte encore des observations de Flamsteed, qui sont à la vérité moins précises que celles de Bradley et de M. Maskelyne, mais sur lesquelles la correction de la masse de Saturne a plus d'influence. On peut donc regarder cette valeur comme très approchée.

La comparaison de toutes ces observations m'a fait voir que le moyen mouvement tropique de Jupiter des Tables de M. Delambre n'a besoin d'aucune correction sensible. L'époque de ces Tables doit être augmentée de $42^{\circ},5$; l'équation du centre doit être augmentée de $4^{\circ},7$ en 1750, et la longitude du périhélie, à la même époque, doit être diminuée de $62^{\circ},5$.

Voici la formule d'après laquelle M. Bouvard a construit ses Tables du mouvement de Jupiter en longitude.

Soit j la longitude moyenne héliocentrique de Jupiter, suivant les Tables de M. Delambre; soit s celle de Saturne, suivant les Tables du même astronome, et faisons

$$\mu = j + 42^{\circ},5 - i.50^{\circ},15,$$

$$\mu' = s - i.50^{\circ},15;$$

i étant le nombre des années juliennes écoulées depuis 1750, et la précession annuelle des équinoxes étant supposée de $50^{\circ},15$; soit encore

$$\varphi = \mu + (20^{\circ}12',96 - i.0^{\circ},0335) \sin(5\mu' - 2\mu + 4^{\circ}22'21'' - i.77^{\circ},653) - 12^{\circ},66 \sin 2(5\mu' - 2\mu + 4^{\circ}22'21'' - i.77^{\circ},653);$$

$$\varphi' = \mu' - (49^{\circ}13',75 - i.0^{\circ},0854) \sin(5\mu' - 2\mu + 4^{\circ}21'20'' - i.77^{\circ},631) + 30^{\circ},69 \sin 2(5\mu' - 2\mu + 4^{\circ}21'20'' - i.77^{\circ},631).$$

En nommant ω la longitude du périhélie de Jupiter soit

$$\omega = 10^{\circ}20'1'' + i.6'',6557.$$

Cela posé, la longitude vraie de Jupiter dans son orbite sera

$$\begin{aligned} & \varphi + i.50'',15 + \left\{ \begin{aligned} & (19832'',0 + i.0'',6330) \sin(\varphi - \omega) \\ & + (595'',7 + i.0'',038) \sin(2\varphi - 2\omega) \\ & + 24'',85 \sin(3\varphi - 3\omega) \\ & + 1'',18 \sin(4\varphi - 4\omega) \\ & - 80'',75 \sin(\varphi - \varphi' - 1^{\circ}8'53'') \\ & + 199'',48 \sin 2(\varphi - \varphi' - 0^{\circ}34'59'') \\ & + 16'',27 \sin 3(\varphi - \varphi') \\ & + 3'',75 \sin 4(\varphi - \varphi') \\ & + 1'',16 \sin 5(\varphi - \varphi') \\ & + 0'',40 \sin 6(\varphi - \varphi') \\ & + 0'',16 \sin 7(\varphi - \varphi') \end{aligned} \right. \\ & + \left\{ \begin{aligned} & (131'',67 + i.0'',0066) \sin(\varphi - 2\varphi' - 13^{\circ}17'55'' + i.15'',27) \\ & + 17'',25 \sin 2(\varphi - 2\varphi' + 28^{\circ}36'13'') \\ & + 3'',84 \sin 5(\varphi - 2\varphi' + 10^{\circ}16'23'') \\ & + 83'',15 \sin(2\varphi - 3\varphi' - 61^{\circ}56'22'' + i.26'',32) \\ & - 1'',58 \sin 2(2\varphi - 3\varphi' + 27^{\circ}12'54'') \\ & + 161'',49 \sin(3\varphi - 5\varphi' + 55^{\circ}40'49'' + i.50'',51) \\ & - 15'',21 \sin(3\varphi - 4\varphi' - 62^{\circ}48'52'') \\ & + 12'',22 \sin(3\varphi - 2\varphi' - 8^{\circ}48'38'') \\ & + 11'',18 \sin(3\varphi' - \varphi + 79^{\circ}39'48'') \\ & + 10'',99 \sin(\varphi' + 44^{\circ}56'50'') \\ & - 5'',32 \sin 2(\varphi' + 7^{\circ}58'12'') \\ & + 10'',98 \sin(4\varphi - 5\varphi' + 58^{\circ}0'36'') \\ & - 5'',11 \sin(2\varphi - \varphi' + 16^{\circ}19'3''). \end{aligned} \right. \end{aligned}$$

On a renfermé, sous une même parenthèse, toutes les inégalités qui peuvent être dans une même Table.

Cette formule, comparée aux quarante-neuf oppositions dont on

vient de parler, a donné les excès suivants des observations sur ses résultats :

1750... -5,8	1765... -1,4	1778... +17,7	1791... -2,0
1781... +3,7	1766... +5,5	1779... +8,7	1792... -1,3
1782... +5,1	1767... +4,0	1780... +1,7	1793... -1,0
1784... +3,9	1768... -7,3	1781... -5,0	1794... -7,0
1785... +3,8	1769... -1,2	1782... +1,6	1795... -14,9
1786... -2,0	1770... -1,5	1783... +9,8	1796... +0,1
1787... +1,0	1771... +1,8	1784... +4,6	1797... +4,7
1788... +3,2	1772... +13,4	1785... +6,6	1798... +2,0
1789... +4,7	1773... -11,9	1786... +1,3	1799... +3,6
1790... -1,7	1774... -16,8	1787... -8,2	1801... -7,3
1791... -4,0	1775... -3,2	1788... -5,0	1802... -13,6
1792... -1,6	1776... +8,3	1789... -2,3	1803... -6,5
1793... +5,0			

On voit, par ce Tableau, que l'erreur de la formule n'a surpassé 10" que six fois, et qu'elle ne s'est pas élevée à 18". C'est toute la précision que l'on peut désirer, vu les petites erreurs dont les observations sont susceptibles. Les observations antérieures à 1750 sont encore mieux représentées par la formule précédente que par les Tables de M. Delambre. M. Bouvard applique la même méthode aux oppositions de Saturne, et, lorsqu'il aura terminé ce travail, il publiera ensemble ses nouvelles Tables de Jupiter et de Saturne, que l'on ne peut maintenant séparer.



SUR LA

THÉORIE DE JUPITER ET DE SATURNE.

Connaissance des Temps pour l'an XV; frimaire an XIII (1804).

J'ai donné, dans le sixième Livre de la *Mécanique céleste* ⁽¹⁾, les expressions numériques des inégalités planétaires. Les soins que j'ai pris pour n'omettre aucune inégalité sensible me font espérer que les Tables astronomiques seront améliorées par l'emploi de ces formules. Déjà M. Delambre s'en est servi avec succès pour perfectionner les Tables du Soleil. M. Bouvard a bien voulu, à ma prière, les appliquer aux Tables de Jupiter et de Saturne. Pendant qu'il s'occupait de la partie astronomique de ce travail j'ai revu avec une attention particulière la théorie de ces deux planètes, et j'ai reconnu quelques petites inégalités nouvelles dont voici l'origine.

Le rapport presque commensurable des moyens mouvements de Jupiter et de Saturne donne lieu, comme on l'a vu dans le deuxième et le sixième Livre, à des variations considérables dans les éléments de leurs orbites et principalement dans leurs excentricités et leurs périhélies. Ces variations dépendent de cinq fois le moyen mouvement sidéral de Saturne, moins deux fois celui de Jupiter, et leur période embrasse plus de neuf siècles. On a vu dans le sixième Livre que les excentricités de Jupiter et de Saturne produisent des inégalités très sensibles, et dont une, pour Saturne ⁽²⁾, surpasse 1300" de

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, T. III.

⁽²⁾ *Oeuvres de Laplace*, T. III, p. 143.

SUR LA THÉORIE DE JUPITER ET DE SATURNE. 31

la division décimale du quart de cercle; les variations précédentes des excentricités et des périhélies doivent donc affecter sensiblement ces inégalités et donner lieu à de petites inégalités auxquelles il est utile d'avoir égard : c'est ce que j'ai fait et, par ce moyen, la théorie s'est rapprochée de l'observation. J'ai reconnu encore qu'il était utile de substituer ces variations dans les termes de l'expression elliptique de la longitude vraie en fonction de la longitude moyenne qui dépendent du cube des excentricités. J'exposerai le détail de toutes ces substitutions dans un Supplément à la Théorie des planètes qui paraîtra dans le quatrième Volume de la *Mécanique céleste*.

On a vu, dans le n° 17 du sixième Livre ⁽¹⁾, que, t représentant un nombre quelconque d'années juliennes, et $n^{\text{IV}}t + \varepsilon^{\text{IV}}$ et $n^{\text{V}}t + \varepsilon^{\text{V}}$ étant les longitudes moyennes de Jupiter et de Saturne, comptées d'un équinoxe fixe, il faut dans tous les arguments de Jupiter et de Saturne, dans lesquels le coefficient de t n'est pas $5n^{\text{V}} - 2n^{\text{IV}}$ ou n'est pas $n^{\text{IV}} \pm (5n^{\text{V}} - 2n^{\text{IV}})$ pour Jupiter et $n^{\text{V}} \pm (5n^{\text{V}} - 2n^{\text{IV}})$ pour Saturne, augmenter $n^{\text{IV}}t + \varepsilon^{\text{IV}}$, de la grande inégalité de Jupiter, et $n^{\text{V}}t + \varepsilon^{\text{V}}$, de la grande inégalité de Saturne. Nommons φ^{IV} et φ^{V} ces longitudes ainsi augmentées. On pourra encore les employer dans l'inégalité de Jupiter, dépendante de $3n^{\text{IV}}t - 5n^{\text{V}}t$, et dans l'inégalité de Saturne, dépendante de $2n^{\text{IV}}t - 4n^{\text{V}}t$; car, en substituant dans ces deux inégalités, au lieu de $n^{\text{IV}}t + \varepsilon^{\text{IV}}$, φ^{IV} moins la grande inégalité de Jupiter, et au lieu de $n^{\text{V}}t + \varepsilon^{\text{V}}$, φ^{V} moins la grande inégalité de Saturne, on aura, en développant en série, au lieu des deux inégalités précédentes, une suite d'inégalités qui ne dépendent que de φ^{IV} et de φ^{V} ; et par là, toutes les inégalités de Jupiter et de Saturne, à l'exception des deux grandes inégalités, seront ramenées à ne dépendre que de φ^{IV} et de φ^{V} .

J'ai obtenu de cette manière les formules des longitudes vraies de Jupiter et de Saturne. Pour comparer ces formules aux observations, M. Bouvard a fait usage des oppositions de Jupiter et de Saturne,

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, T. III, p. 55.



物
08
L
3.13

32 SUR LA THÉORIE DE JUPITER ET DE SATURNE.

déduites principalement des observations de Bradley et de M. Maskelyne, et de celles de l'Observatoire national dans ces dernières années. Ces observations ayant été faites avec d'excellentes lunettes méridiennes et les meilleurs quarts-de-cercle, et embrassant un intervalle de plus d'un demi-siècle, elles offrent, par leur précision et leur grand nombre, le moyen le plus exact pour corriger les éléments du mouvement elliptique. Plusieurs de ces oppositions avaient été déjà calculées par M. Delambre : M. Bouvard a calculé les autres, et il a obtenu ainsi, depuis 1747 jusqu'en 1803 inclusivement, 49 oppositions de Jupiter et 53 oppositions de Saturne. Il a formé, par leur moyen, autant d'équations de condition entre les corrections des éléments du mouvement elliptique des deux planètes; mais, comme la valeur de la masse de Saturne présentait encore de l'incertitude, il a fait entrer sa correction dans ces équations. Il a été facile de reconnaître qu'il fallait diminuer la valeur de cette masse de sa vingt-deuxième partie environ et la réduire à $\frac{1}{3515,597}$ de celle du Soleil.

Cette correction essentielle, évidemment indiquée par les observations, est un des principaux avantages de nos formules. Leur exactitude, jointe à la précision et au grand nombre d'oppositions employées, doit faire préférer ce résultat à celui que donnent les elongations observées de l'avant-dernier satellite de Saturne, vu l'extrême difficulté d'observer ces elongations, et l'ignorance où nous sommes de l'ellipticité de son orbite et de l'effet de l'irradiation. La comparaison de nos formules avec les oppositions de Jupiter n'a indiqué aucune correction sensible à la valeur de sa masse. Si l'on considère, en effet, les observations de Pound, que Newton a rapportées dans le troisième Livre des *Principes mathématiques de la Philosophie naturelle*, on voit qu'elles donnent avec exactitude la masse de Jupiter, tandis qu'elles laissent de l'incertitude sur celle de Saturne. Nos formules conduisent donc à la même masse de Jupiter que les elongations observées de ses satellites, et il est curieux de voir le même résultat conclu de deux moyens aussi diffé-

SUR LA THÉORIE DE JUPITER ET DE SATURNE. 33

rents. J'aurais bien désiré de la même manière la correction de la masse d'Uranus sur laquelle il y a plus d'incertitude qu'à l'égard de la masse de Saturne : les observations n'ont point indiqué de correction sensible dans la valeur de cette masse; mais son influence sur le mouvement de Saturne est trop peu considérable pour pouvoir compter sur ce résultat. Les oppositions dont je viens de parler sont très propres à déterminer les moyens mouvements de Jupiter et de Saturne parce que, les deux grandes inégalités ayant été à leur maximum dans l'intervalle que ces oppositions embrassent et, par conséquent, ayant peu varié dans cet intervalle, l'incertitude qui peut rester encore sur la grandeur de ces inégalités n'a point d'influence sensible sur la détermination des moyens mouvements par ces observations. Voici maintenant les formules du mouvement de Jupiter et de Saturne qui résultent de la théorie et des corrections que les équations de condition ont données pour les éléments elliptiques et pour la masse de Saturne. J'ai adopté dans ces formules la division décimale du quart-de-cercle, ainsi que je l'ai fait dans la *Mécanique céleste*; cette division, par sa simplicité, devant prévaloir un jour, il importe d'y accoutumer insensiblement les astronomes. Pour cette raison, M. Bouvard va publier sous cette forme ses nouvelles Tables de Jupiter et de Saturne. Deux petites Tables de la correspondance entre la division décimale du quart-de-cercle et du jour et leur division sexagésimale donneront la facilité de traduire les résultats d'un système dans l'autre système. Le Bureau des Longitudes cherchant à rapprocher le langage astronomique du langage civil, lorsque cela n'offre aucun inconvénient, a arrêté qu'il ferait commencer le jour à minuit, et l'année au minuit commençant le 1^{er} janvier. Il est, en effet, naturel de comprendre la présence du Soleil sur l'horizon dans la durée du jour, et il n'y a aucun avantage à fixer, avec les astronomes, le commencement du jour à midi. Ainsi, dans les formules suivantes, t exprime un nombre quelconque d'années juliennes ou de 365 jours $\frac{1}{4}$, écoulées depuis le minuit commençant le 1^{er} janvier de 1750.

Formules du mouvement de Jupiter.

Soient

$$\begin{aligned} n^{IV}t + \varepsilon^{IV} &= 4^{\circ}, 17858 + t.33^{\circ}, 721121, \\ n^Vt + \varepsilon^V &= 257^{\circ}, 07259 + t.13^{\circ}, 579357, \\ n^{VI}t + \varepsilon^{VI} &= 353^{\circ}, 96753 + t.4^{\circ}, 760710. \end{aligned}$$

Ces trois quantités sont les longitudes moyennes de Jupiter, de Saturne et d'Uranus, comptées de l'équinoxe fixe de 1750.

Soient encore

$$\begin{aligned} \omega^{IV} &= 11^{\circ}, 47940 + t.20^{\circ}, 527446 + t^2.0^{\circ}, 00061759, \\ \omega^V &= 97^{\circ}, 96370 + t.59^{\circ}, 736418 + t^2.0^{\circ}, 00049627, \\ \omega^{VI} &= 108^{\circ}, 82267 + t.105^{\circ}, 832375, \\ \delta^V &= 123^{\circ}, 88341 + t.94^{\circ}, 677500, \end{aligned}$$

précession annuelle des équinoxes = $154''.63$;

$$\begin{aligned} \varphi^{IV} &= n^{IV}t + \varepsilon^{IV} + (3739^{\circ}, 05 - t.0^{\circ}, 11224 + t^2.0^{\circ}, 0001078) \\ &\quad \times \sin(5n^Vt - 2n^{IV}t + 5\varepsilon^V - 2\varepsilon^{IV} + 5^{\circ}, 0093 \\ &\quad - t.242^{\circ}, 25 + t^2.0^{\circ}, 03789) \\ &\quad - 40^{\circ}, 86 \sin 2(5n^Vt - 2n^{IV}t + 5\varepsilon^V - 2\varepsilon^{IV} + 5^{\circ}, 0093 \\ &\quad - t.242^{\circ}, 25 + t^2.0^{\circ}, 03789), \\ \varphi^V &= n^Vt + \varepsilon^V - (9111^{\circ}, 406 - t.0^{\circ}, 2738 + t^2.0^{\circ}, 0002534) \\ &\quad \times \sin(5n^Vt - 2n^{IV}t + 5\varepsilon^V - 2\varepsilon^{IV} + 5^{\circ}, 0510 \\ &\quad - t.237^{\circ}, 84 + t^2.0^{\circ}, 03635) \\ &\quad + (94^{\circ}, 72 - t.0^{\circ}, 0053) \sin 2(5n^Vt - 2n^{IV}t + 5\varepsilon^V - 2\varepsilon^{IV} + 5^{\circ}, 0510 \\ &\quad - t.237^{\circ}, 84 + t^2.0^{\circ}, 03635) \\ &\quad + 95^{\circ}, 76 \sin(3n^{VI}t - n^Vt + 3\varepsilon^{VI} - \varepsilon^V - 95^{\circ}, 0779). \end{aligned}$$

La longitude vraie V^{IV} de Jupiter dans son orbite, et comptée de l'équinoxe moyen, sera

$$\begin{aligned} V^{IV} &= \varphi^{IV} + t.154^{\circ}, 63 + (61208^{\circ}, 23 + t.1^{\circ}, 9446) \sin(\varphi^{IV} - \omega^{IV}) \\ &\quad + (1838^{\circ}, 54 + t.0^{\circ}, 1168) \sin 2(\varphi^{IV} - \omega^{IV}) \\ &\quad + (76^{\circ}, 57 + t.0^{\circ}, 0072) \sin 3(\varphi^{IV} - \omega^{IV}) \\ &\quad + (3^{\circ}, 65 + t.0^{\circ}, 0005) \sin 4(\varphi^{IV} - \omega^{IV}) \\ &\quad + 0^{\circ}, 19 \sin 5(\varphi^{IV} - \omega^{IV}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &- 249^{\circ}, 60 \sin(\varphi^{IV} - \varphi^V - 1^{\circ}, 28) \\ &+ 616^{\circ}, 69 \sin(2\varphi^{IV} - 2\varphi^V - 1^{\circ}, 30) \\ &+ 50^{\circ}, 35 \sin(3\varphi^{IV} - 3\varphi^V) \\ &+ 11^{\circ}, 58 \sin(4\varphi^{IV} - 4\varphi^V) \\ &+ 5^{\circ}, 23 \sin(5\varphi^{IV} - 5\varphi^V + 13^{\circ}, 28) \\ &+ 1^{\circ}, 26 \sin(6\varphi^{IV} - 6\varphi^V) \\ &+ 0^{\circ}, 51 \sin(7\varphi^{IV} - 7\varphi^V) \\ &+ (408^{\circ}, 10 + t.0^{\circ}, 0204) \sin(\varphi^V - 2\varphi^V - 14^{\circ}, 78 + t.47^{\circ}, 1) \\ &+ 53^{\circ}, 31 \sin(2\varphi^{IV} - 4\varphi^V + 63^{\circ}, 56) \\ &+ 10^{\circ}, 50 \sin(5\varphi^{IV} - 10\varphi^V + 57^{\circ}, 07) \\ &+ (257^{\circ}, 03 - t.0^{\circ}, 0139) \sin(2\varphi^{IV} - 3\varphi^V - 68^{\circ}, 82 + t.81^{\circ}, 23) \\ &- 4^{\circ}, 86 \sin(4\varphi^{IV} - 6\varphi^V + 60^{\circ}, 48) \\ &+ (499^{\circ}, 21 - t.0^{\circ}, 0132) \sin(3\varphi^{IV} - 5\varphi^V + 61^{\circ}, 87 + t.155^{\circ}, 89) \\ &- 47^{\circ}, 07 \sin(3\varphi^{IV} - 4\varphi^V - 69^{\circ}, 79) \\ &+ 37^{\circ}, 78 \sin(3\varphi^{IV} - 2\varphi^V - 9^{\circ}, 79) \\ &+ 29^{\circ}, 22 \sin(3\varphi^V - \varphi^{IV} + 75^{\circ}, 78) \\ &+ 33^{\circ}, 98 \sin(\varphi^V + 49^{\circ}, 94) \\ &- 15^{\circ}, 99 \sin(\varphi^V + 50^{\circ}, 78) \\ &+ 33^{\circ}, 95 \sin(4\varphi^{IV} - 5\varphi^V + 64^{\circ}, 46) \\ &- 15^{\circ}, 81 \sin(2\varphi^{IV} - \varphi^V + 17^{\circ}, 13) \\ &+ 3^{\circ}, 75 \sin(4\varphi^{IV} - 3\varphi^V - 2^{\circ}, 98) \\ &+ 3^{\circ}, 10 \sin(\varphi^{IV} + \varphi^V + 50^{\circ}, 54) \\ &- 2^{\circ}, 71 \sin(5\varphi^{IV} - 6\varphi^V + 73^{\circ}, 50) \\ &+ \begin{cases} - 3^{\circ}, 25 \sin(\varphi^{IV} - \varphi^{VI}) \\ + 1^{\circ}, 32 \sin 2(\varphi^{IV} - \varphi^{VI}) \\ + 0^{\circ}, 14 \sin 3(\varphi^{IV} - \varphi^{VI}). \end{cases} \end{aligned}$$

φ^{VI} étant égal à $n^{VI}t + \varepsilon^{VI}$ dans la formule précédente. J'ai compris sous une même parenthèse tous les arguments qui peuvent être réduits dans une même Table : la réduction à l'écliptique vraie se fait comme à l'ordinaire.

Le rayon vecteur r^{IV} de Jupiter est donné par la formule

$$\begin{aligned}
 r^{\text{IV}} = & 5,2087333 + t.0,0000003737 \\
 & - (0,249971 + t.0,000007932) \cos(\varphi^{\text{IV}} - \omega^{\text{IV}}) \\
 & - (0,006004 + t.0,000003726) \cos 2(\varphi^{\text{IV}} - \omega^{\text{IV}}) \\
 & - (0,000217 + t.0,0000000207) \cos 3(\varphi^{\text{IV}} - \omega^{\text{IV}}) \\
 & - 0,000010 \cos 4(\varphi^{\text{IV}} - \omega^{\text{IV}}) \\
 & + \begin{cases} 0,000655 \cos(\varphi^{\text{IV}} - \varphi^{\text{V}} - 1^{\circ}, 4963) \\ - 0,002797 \cos(2\varphi^{\text{IV}} - 2\varphi^{\text{V}} - 1^{\circ}, 1506) \\ - 0,000289 \cos(3\varphi^{\text{IV}} - 3\varphi^{\text{V}}) \\ - 0,000074 \cos(4\varphi^{\text{IV}} - 4\varphi^{\text{V}}) \\ - 0,000026 \cos(5\varphi^{\text{IV}} - 5\varphi^{\text{V}}) \\ - 0,000010 \cos(6\varphi^{\text{IV}} - 6\varphi^{\text{V}}) \end{cases} \\
 & + \begin{cases} - 0,000265 \cos(\varphi^{\text{IV}} - 2\varphi^{\text{V}} - 24^{\circ}, 8842 + t.58^{\circ}, 0) \\ - 0,000096 \cos(2\varphi^{\text{IV}} - 4\varphi^{\text{V}} + 56^{\circ}, 7419) \end{cases} \\
 & - 0,000883 \cos(2\varphi^{\text{IV}} - 3\varphi^{\text{V}} - 69^{\circ}, 8254 + t.81^{\circ}, 0) \\
 & - (0,002018 - t.0,0000000505) \cos(3\varphi^{\text{IV}} - 5\varphi^{\text{V}} + 61^{\circ}, 7749 + t.155^{\circ}, 6) \\
 & + 0,000237 \cos(3\varphi^{\text{IV}} - 4\varphi^{\text{V}} - 69^{\circ}, 0565) \\
 & - 0,000127 \cos(3\varphi^{\text{IV}} - 2\varphi^{\text{V}} - 8^{\circ}, 4166) \\
 & + \begin{cases} - 0,000068 \cos(\varphi^{\text{V}} + 32^{\circ}, 4691) \\ + 0,000077 \cos(2\varphi^{\text{V}} + 12^{\circ}, 1277) \end{cases} \\
 & + 0,000095 \cos(4\varphi^{\text{IV}} - 5\varphi^{\text{V}} - 15^{\circ}, 9873) \\
 & - 0,000265 \cos(5\varphi^{\text{V}} - 2\varphi^{\text{IV}} - 13^{\circ}, 4960).
 \end{aligned}$$

Enfin la latitude au-dessus de l'écliptique vraie est

$$\begin{aligned}
 & (14638^{\circ}, 3 - t.0^{\circ}, 69412) \sin(V^{\text{IV}} - \vartheta^{\text{IV}}) \\
 & - 1^{\circ}, 66 \sin(\varphi^{\text{V}} + 60^{\circ}, 4440) \\
 & + 1^{\circ}, 96 \sin(\varphi^{\text{IV}} - 2\varphi^{\text{V}} - 60^{\circ}, 4440) \\
 & + 3^{\circ}, 30 \sin(2\varphi^{\text{IV}} - 3\varphi^{\text{V}} - 60^{\circ}, 4440) \\
 & + 11^{\circ}, 61 \sin(3\varphi^{\text{IV}} - 5\varphi^{\text{V}} + 66^{\circ}, 1219).
 \end{aligned}$$

Formules du mouvement de Saturne.

L'expression de la longitude vraie V^{V} de Saturne dans son orbite, comptée de l'équinoxe moyen, est

$$\begin{aligned}
 V^{\text{V}} = & \varphi^{\text{V}} + t.154^{\circ}, 63 + (71663^{\circ}, 37 - t.3^{\circ}, 9673) \sin(\varphi^{\text{V}} - \omega^{\text{V}}) \\
 & + (2520^{\circ}, 02 - t.0^{\circ}, 2793) \sin 2(\varphi^{\text{V}} - \omega^{\text{V}}) \\
 & + (123^{\circ}, 87 - t.0^{\circ}, 0204) \sin 3(\varphi^{\text{V}} - \omega^{\text{V}}) \\
 & + (6^{\circ}, 85 - t.0^{\circ}, 0015) \sin 4(\varphi^{\text{V}} - \omega^{\text{V}}) \\
 & + 0^{\circ}, 41 \sin 5(\varphi^{\text{V}} - \omega^{\text{V}}) \\
 & + \begin{cases} 89^{\circ}, 40 \sin(\varphi^{\text{IV}} - \varphi^{\text{V}} + 86^{\circ}, 73) \\ - 92^{\circ}, 33 \sin(2\varphi^{\text{IV}} - 2\varphi^{\text{V}} - 6^{\circ}, 34) \\ - 20^{\circ}, 27 \sin(3\varphi^{\text{IV}} - 3\varphi^{\text{V}}) \\ - 6^{\circ}, 07 \sin(4\varphi^{\text{IV}} - 4\varphi^{\text{V}}) \\ - 2^{\circ}, 15 \sin(5\varphi^{\text{IV}} - 5\varphi^{\text{V}}) \\ - 0^{\circ}, 84 \sin(6\varphi^{\text{IV}} - 6\varphi^{\text{V}}) \\ - 0^{\circ}, 36 \sin(7\varphi^{\text{IV}} - 7\varphi^{\text{V}}) \end{cases} \\
 & - (1304^{\circ}, 78 + t.0^{\circ}, 0682) \sin(\varphi^{\text{IV}} - 2\varphi^{\text{V}} - 16^{\circ}, 47 + t.41^{\circ}, 67) \\
 & - (2066^{\circ}, 92 - t.0^{\circ}, 0477) \sin(2\varphi^{\text{IV}} - 4\varphi^{\text{V}} + 62^{\circ}, 425 + t.151^{\circ}, 77) \\
 & - (149^{\circ}, 05 - t.0^{\circ}, 0011) \sin(3\varphi^{\text{V}} - \varphi^{\text{IV}} + 86^{\circ}, 495 - t.106^{\circ}, 64) \\
 & - (75^{\circ}, 84 - t.0^{\circ}, 0136) \sin(2\varphi^{\text{IV}} - 3\varphi^{\text{V}} + 16^{\circ}, 45 - t.38^{\circ}, 23) \\
 & + 34^{\circ}, 81 \sin(\varphi^{\text{IV}} + 95^{\circ}, 11) \\
 & - 46^{\circ}, 08 \sin(4\varphi^{\text{IV}} - 9\varphi^{\text{V}} + 57^{\circ}, 585) \\
 & + 15^{\circ}, 12 \sin(3\varphi^{\text{IV}} - 4\varphi^{\text{V}} - 69^{\circ}, 76) \\
 & + 9^{\circ}, 28 \sin(2\varphi^{\text{IV}} - \varphi^{\text{V}} + 35^{\circ}, 23) \\
 & + 9^{\circ}, 06 \sin(3\varphi^{\text{IV}} - 5\varphi^{\text{V}} + 63^{\circ}, 50) \\
 & + 4^{\circ}, 38 \sin(4\varphi^{\text{IV}} - 5\varphi^{\text{V}} - 69^{\circ}, 93) \\
 & + \begin{cases} - 28^{\circ}, 54 \sin(\varphi^{\text{V}} - \varphi^{\text{IV}}) \\ + 44^{\circ}, 60 \sin(2\varphi^{\text{V}} - 2\varphi^{\text{IV}}) \\ + 5^{\circ}, 91 \sin(3\varphi^{\text{V}} - 3\varphi^{\text{IV}} - 76^{\circ}, 06) \\ + 0^{\circ}, 97 \sin(4\varphi^{\text{V}} - 4\varphi^{\text{IV}}) \\ + 0^{\circ}, 28 \sin(5\varphi^{\text{V}} - 5\varphi^{\text{IV}}) \end{cases}
 \end{aligned}$$



38 SUR LA THÉORIE DE JUPITER ET DE SATURNE.

$$\begin{aligned} &+ 84^{\circ}, 47 \sin(2\varphi^{\text{v}} - 3\varphi^{\text{vi}} + 26^{\circ}, 59) \\ &+ 30^{\circ}, 43 \sin(\varphi^{\text{v}} - 2\varphi^{\text{vi}} + 80^{\circ}, 22) \\ &+ 4^{\circ}, 20 \sin(\varphi^{\text{v}} - 46^{\circ}, 26) \\ &+ 4^{\circ}, 70 \sin(3\varphi^{\text{v}} - 2\varphi^{\text{vi}} - 97^{\circ}, 95). \end{aligned}$$

Le rayon vecteur r^{v} de Saturne est

$$\begin{aligned} r^{\text{v}} = & 9,5578331 + t.0,00000167 \\ & - (0,536467 - t.0,00002963) \cos(\varphi^{\text{v}} - \omega^{\text{v}}) \\ & - (0,015090 - t.0,00000167) \cos 2(\varphi^{\text{v}} - \omega^{\text{v}}) \\ & - (0,000639 - t.0,00000011) \cos 3(\varphi^{\text{v}} - \omega^{\text{v}}) \\ & - 0,000032 \cos 4(\varphi^{\text{v}} - \omega^{\text{v}}) \\ & - 0,000340 \cos 4(\varphi^{\text{v}} - 11^{\circ}, 50) \\ & + \begin{cases} 0,00811 \cos(\varphi^{\text{iv}} - \varphi^{\text{v}} + 4^{\circ}, 40) \\ + 0,00138 \cos(2\varphi^{\text{iv}} - 2\varphi^{\text{v}}) \\ + 0,00032 \cos(3\varphi^{\text{iv}} - 3\varphi^{\text{v}}) \\ + 0,00010 \cos(4\varphi^{\text{iv}} - 4\varphi^{\text{v}}) \\ + 0,00004 \cos(5\varphi^{\text{iv}} - 5\varphi^{\text{v}}) \\ + 0,00001 \cos(6\varphi^{\text{iv}} - 6\varphi^{\text{v}}) \end{cases} \\ & + (0,00535 + t.0,00000027) \cos(\varphi^{\text{iv}} - 2\varphi^{\text{v}} - 13^{\circ}, 2952 + t.45^{\circ}, 5) \\ & + (0,01520 - t.0,00000034) \cos(2\varphi^{\text{iv}} - 4\varphi^{\text{v}} + 62^{\circ}, 2324 + t.151^{\circ}, 4) \\ & + 0,00117 \cos(3\varphi^{\text{v}} - \varphi^{\text{iv}} - 100^{\circ}, 2330) \\ & - 0,00138 \cos(2\varphi^{\text{iv}} - 3\varphi^{\text{v}} - 25^{\circ}, 9130) \\ & - 0,00022 \cos(3\varphi^{\text{iv}} - 4\varphi^{\text{v}} - 68^{\circ}, 1717) \\ & + 0,00352 \cos(5\varphi^{\text{v}} - 2\varphi^{\text{iv}} + 14^{\circ}, 4782) \\ & + \begin{cases} 0,00015 \cos(\varphi^{\text{v}} - \varphi^{\text{vi}}) \\ - 0,00040 \cos 2(\varphi^{\text{v}} - \varphi^{\text{vi}}) \\ - 0,00005 \cos 3(\varphi^{\text{v}} - \varphi^{\text{vi}}) \\ - 0,00061 \cos(2\varphi^{\text{v}} - 3\varphi^{\text{vi}} + 26^{\circ}, 37) \end{cases} \end{aligned}$$

Enfin la latitude de Saturne au-dessus de l'écliptique vraie est

$$\begin{aligned} &(27748^{\circ}, 2 - t.0^{\circ}, 478816) \sin(V^{\text{v}} - 6^{\circ}) \\ &- 2^{\circ}, 19 \sin 3(V^{\text{v}} - 6^{\circ}) \\ &+ 5^{\circ}, 52 \sin(\varphi^{\text{iv}} - 60^{\circ}, 29) \\ &- 9^{\circ}, 70 \sin(\varphi^{\text{iv}} - 2\varphi^{\text{v}} - 60^{\circ}, 29) \\ &- 28^{\circ}, 28 \sin(2\varphi^{\text{iv}} - 4\varphi^{\text{v}} + 66^{\circ}, 12). \end{aligned}$$

39 SUR LA THÉORIE DE JUPITER ET DE SATURNE.

Comparaison des formules précédentes avec les observations.

Les oppositions observées depuis 1747 jusqu'en 1803, et comparées aux formules précédentes, ont donné les résultats suivants, évalués en secondes sexagésimales :

Excès des observations sur les formules du mouvement en longitude.

Années.	Jupiter.	Saturne.	Années.	Jupiter.	Saturne.
1747.....	"	-4,5	1776.....	"	+2,9
1748.....	"	-7,6	1777.....	+8,7	+4,9
1749.....	"	-3,6	1778.....	+6,7	+6,1
1750.....	-6,2	"	1779.....	+2,7	-0,9
1751.....	-2,8	-0,9	1780.....	-3,6	-0,9
1752.....	+3,4	-0,5	1781.....	-8,5	+0,9
1753.....	"	-8,5	1782.....	-2,1	+5,6
1754.....	+1,0	+1,4	1783.....	+7,7	+9,4
1755.....	+2,3	+2,3	1784.....	+2,3	-6,4
1756.....	+3,0	-6,2	1785.....	+8,9	+4,2
1757.....	+9,6	-4,2	1786.....	+2,7	+7,9
1758.....	+9,7	-5,0	1787.....	-8,2	-2,9
1759.....	+8,1	-2,6	1788.....	"	+3,6
1760.....	+0,2	-0,3	1789.....	-3,7	+0,7
1761.....	+5,6	-1,4	1790.....	+1,8	+4,9
1762.....	-3,5	-4,9	1791.....	+2,7	+0,6
1763.....	+2,2	"	1792.....	+0,7	-6,0
1764.....	"	+5,8	1793.....	-3,0	-1,8
1765.....	-3,2	+2,6	1794.....	-9,3	-1,3
1766.....	+4,7	-1,3	1795.....	-13,2	+5,1
1767.....	+1,2	-3,9	1796.....	-3,7	+4,1
1768.....	-3,4	"	1797.....	+5,5	-1,9
1769.....	-4,4	+1,4	1798.....	+8,1	"
1770.....	-2,0	+1,1	1799.....	+10,8	+9,9
1771.....	+1,3	-1,9	1800.....	"	+3,7
1772.....	+0,8	+2,0	1801.....	-2,4	+5,5
1773.....	-6,8	+2,7	1802.....	-7,7	-4,8
1774.....	-12,7	+0,3	1803.....	-2,0	-9,7
1775.....	-4,8	-0,3			

Toutes ces erreurs sont très petites; elles ne s'élèvent pas à 10" pour Saturne et elles ne vont qu'une fois à 13" pour Jupiter. Les erreurs des dernières Tables surpassent quelquefois 30"; ainsi les inégalités nouvelles que nous avons introduites et la précision que



物
05
I
3.11

40 SUR LA THÉORIE DE JUPITER ET DE SATURNE.

nous avons apportée dans le calcul des anciennes inégalités ont considérablement amélioré ces Tables. Les observations de Flamsteed sont encore mieux représentées par les formules précédentes que par les Tables. Ces observations, quoique imparfaites, mais sur lesquelles la correction de la masse de Saturne a plus d'influence à raison de la grande inégalité, m'ont conduit à très peu près à la correction de la masse de Saturne que j'ai conclue des observations modernes. M. Bouvard va réduire les formules précédentes en Tables qui feront partie de la collection des Tables astronomique que le Bureau des Longitudes se propose de publier. Il n'y a pas vingt ans que les erreurs des Tables de Saturne, qui maintenant sont réduites au-dessous de $10''$, s'élevaient à 22 minutes, c'est-à-dire cent trente fois davantage. On doit aux progrès de la théorie de la pesanteur, à la perfection des observations modernes et aux calculs immenses que MM. Delambre et Bouvard ont faits sur ces observations l'extrême précision des nouvelles Tables. Cette précision est à la fois une confirmation frappante du principe de la gravitation universelle et une preuve que l'action des causes étrangères qui peuvent altérer les mouvements du système planétaire a été jusqu'à présent insensible, car je ferai voir, dans un autre Mémoire, que les observations anciennes sont représentées par nos formules avec toute la précision que ces observations comportent.

SUR L'ANNEAU DE SATURNE.

Connaissance des Temps pour l'an 1811; juillet 1809.

Deux conditions sont nécessaires pour soutenir l'anneau de Saturne en équilibre autour de cette planète. L'une d'elles est relative à l'équilibre de ses parties. Cet équilibre exige que les molécules de la surface de l'anneau ne tendent point à s'en détacher; et qu'en supposant cette surface fluide, elle se maintienne en vertu des diverses forces dont elle est animée. Sans cela, l'effort continuel de ces molécules finirait à la longue par les détacher, et l'anneau serait détruit, comme tous les ouvrages de la nature qui n'ont point, en eux-mêmes, une cause de stabilité propre à résister à l'action des forces contraires. J'ai prouvé, dans le troisième Livre de la *Mécanique céleste*, que cette condition ne peut être remplie que par un mouvement rapide de rotation de l'anneau dans son plan et autour de son centre toujours peu distant de celui de Saturne. J'ai fait voir, de plus, que la section de l'anneau par un plan perpendiculaire au sien et passant par son centre est une ellipse allongée vers ce point.

La seconde condition est relative à la suspension de l'anneau autour de Saturne. Une sphère creuse, et généralement un ellipsoïde creux, dont les surfaces intérieure et extérieure sont semblables et concentriques, serait en équilibre autour de Saturne, quel que fût le point de la concavité occupé par le centre de la planète; mais cet équilibre serait *indifférent*, c'est-à-dire que, étant troublé, il ne tendrait ni à reprendre son état primitif, ni à s'en écarter; la cause la plus légère, telle que l'action d'un satellite ou d'une comète, suffirait



donc pour précipiter l'ellipsoïde sur la planète. L'équilibre indifférent qui a lieu pour une sphère creuse enveloppant Saturne n'existe point pour une zone circulaire qui environnerait cette planète. J'ai fait voir, dans le Livre cité de la *Mécanique céleste*, que si les deux centres de l'anneau circulaire et de la planète ne coïncident pas, alors ils se repoussent, et l'anneau finit par se précipiter sur Saturne. La même chose aurait lieu, quelle que fût la constitution de l'anneau, s'il était sans mouvement de rotation; mais si l'on conçoit qu'il n'est pas semblable dans toutes ses parties, en sorte que son centre de gravité ne coïncide point avec celui de la figure; si, de plus, on suppose qu'il soit doué d'un mouvement rapide de rotation dans son plan, alors son centre de gravité tournera lui-même autour du centre de Saturne, et gravitera vers ce point comme un satellite, avec cette différence qu'il pourra se mouvoir dans l'intérieur de la planète; il aura donc un état de mouvement stable. Ainsi les deux conditions dont je viens de parler concourent à faire voir que l'anneau tourne dans son plan, sur lui-même et avec rapidité. La durée de sa rotation doit être à peu près celle de la révolution d'un satellite mu autour de Saturne, à la distance même de l'anneau, et cette durée est d'environ dix heures et demie sexagésimales. M. Herschel a confirmé ce résultat par ses observations; mais comment concilier ces observations et la théorie, avec les observations de M. Schroeter, dans lesquelles des points de l'anneau plus lumineux que les autres ont paru pendant longtemps stationnaires? Je crois qu'on peut le faire de la manière suivante :

L'anneau de Saturne est composé de plusieurs anneaux concentriques; de forts télescopes en font apercevoir deux très distincts, que l'irradiation confond en un seul dans de faibles télescopes. Il est très vraisemblable que chacun de ces anneaux est formé lui-même de plusieurs anneaux, en sorte que l'anneau de Saturne peut être regardé comme un assemblage de divers anneaux concentriques: tel serait l'ensemble des orbes des satellites de Jupiter, si chaque satellite laissait sur sa trace une lumière permanente; les anneaux partiels doivent être, comme ces orbes, diversement inclinés à l'équateur de la planète: et

alors leurs inclinaisons et les positions de leurs nœuds changent dans des périodes plus ou moins longues, qui embrassent plusieurs années; leurs centres doivent pareillement osciller autour de celui de Saturne: tout cela fait varier la figure apparente de l'ensemble de ces anneaux. Leur mouvement de rotation ne change pas sensiblement cette figure, puisqu'il ne fait que remplacer une partie lumineuse par une autre située dans le même plan. Il est très probable que les phénomènes observés par M. Schroeter sont dus à des variations de ce genre. Mais, si un point plus ou moins lumineux que les autres est adhérent à la surface d'un des anneaux partiels, ce point doit se mouvoir aussi rapidement que l'anneau, et paraître changer de position en peu d'heures. On peut croire, avec beaucoup de vraisemblance, que c'est un point de cette nature que M. Herschel a observé. J'engage les observateurs munis de forts télescopes à suivre, sous ce rapport, les apparences de l'anneau de Saturne. La variété de ces apparences tourmenta beaucoup les géomètres et les astronomes, avant qu'Huygens en eût reconnu la cause: l'anneau se présenta d'abord à Galilée sous la forme de deux petits corps adhérent au globe de Saturne, et Descartes, qui malheureusement voulut tout expliquer dans ses *Principes de la Philosophie*, attribua, dans la troisième Partie de son Ouvrage, l'état stationnaire de ces prétendus satellites à ce que Saturne présente toujours la même face au centre de son tourbillon. Nous savons maintenant que cet état répugne à la loi de la pesanteur universelle, et cette raison suffirait pour faire rejeter l'explication de Descartes, quand même nous ne connaîtrions point la cause de ces apparences. Je ne crois pas l'immobilité de l'anneau moins contraire à cette grande loi de la nature, et je ne doute pas que des observations ultérieures, faites sous le point de vue que je viens d'indiquer, ne confirment les résultats de la théorie et les observations de M. Herschel.



MÉMOIRE
SUR LA
DIMINUTION DE L'OBLIQUITÉ DE L'ÉCLIPTIQUE
QUI RÉSULTE DES OBSERVATIONS ANCIENNES.

Connaissance des Temps pour l'an 1811; juillet 1809.

Quoique la diminution successive de l'obliquité de l'écliptique, à mesure que l'on approche des temps modernes, soit maintenant incontestable, cependant on voit toujours, avec un extrême intérêt, les grandes inégalités du système du monde se développer lentement avec les siècles. La postérité, qui pourra comparer aux résultats de la Théorie une longue suite d'observations très précises, jouira de ce sublime spectacle beaucoup mieux que nous, à qui l'antiquité n'a transmis que des observations le plus souvent incertaines; mais, ces observations, soumises à une saine critique, pouvant, par l'intervalle qui nous en sépare, répandre un grand jour sur plusieurs éléments importants de l'Astronomie, elles méritent toute l'attention des géomètres et des astronomes.

DES OBSERVATIONS ANTERIEURES A NOTRE ÈRE.

Observations chinoises.

Les observations chinoises que je vais rapporter sont extraites des *Lettres édifiantes*, de l'*Histoire de l'Astronomie chinoise* du savant P. Gaubil, publiée par le P. Souciet, et principalement d'un manu-

SUR LA DIMINUTION DE L'OBLIQUITÉ DE L'ÉCLIPTIQUE. 45
scrit précieux envoyé de Chine par le même P. Gaubil, en 1734, et que j'ai publié dans la *Connaissance des Temps* de 1809.

La plus ancienne observation qui nous soit parvenue relativement à l'obliquité de l'écliptique est celle de Tcheou-kong, frère de Vou-vang, empereur de la Chine, et qui, vers l'an 1100 avant notre ère, s'occupait, avec un soin particulier, d'observations astronomiques. Après la mort de son frère, il fut régent de l'empire, et sa mémoire est encore en grande vénération à la Chine, comme étant celle de l'un des meilleurs princes qui l'aient gouvernée. Ses observations sur la longueur du gnomon aux solstices sont les plus anciennes observations astronomiques dont on puisse faire usage. Toutes les observations antérieures d'éclipses ou de solstices qui nous ont été transmises sont rapportées d'une manière trop vague pour qu'elles puissent servir aux déterminations astronomiques; elles sont propres seulement à éclairer la Chronologie, et, pour avoir d'autres observations véritablement utiles à l'Astronomie, il faut descendre de l'époque de Tcheou-kong à l'éclipse de la Lune observée à Babylone l'an 720 avant notre ère, et rapportée dans l'*Almageste* de Ptolémée. Cette grande antiquité des observations de Tcheou-kong et leur importance me font espérer que l'on suivra avec intérêt les détails dans lesquels je vais entrer à leur égard. Voici d'abord ce que le P. Gaubil rapporte dans son *Histoire de l'Astronomie ancienne des Chinois*, insérée dans le Tome XXVI des *Lettres édifiantes*, page 142 :

« Tcheou-kong, de même que son père le prince Ou-en-ouang et un de ses ancêtres, le prince Kong-hieou dont on a parlé, aimait à observer les ombres des gnomons. A la ville de Tching-tcheou, il traça une méridienne avec soin; il nivela le lieu de l'observation, il mesura l'ombre avant midi, après midi; la nuit, il observa l'étoile polaire. Ce prince fit faire aussi des observations à des lieux à l'ouest, à l'est, au nord, au sud de Tching-tcheou.

» A la ville de Tching-tcheou, un gnomon de 8 pieds donnait, au midi du jour du solstice d'été, une ombre de 1 pied 5 pouces. La déclinaison du Soleil étant supposée de 23° 29', l'observation de

Tcheou-kong donne la latitude boréale de $34^{\circ}22'3''$. Le centre de la ville de Hon-an-fou a été observé à la hauteur de $34^{\circ}43'15''$, avec un instrument de Chapoutot, par plusieurs hauteurs du Soleil. Différence de l'observation des missionnaires avec celle de Tcheou-kong, $21'12''$, dont Hon-an-fou serait plus boréal que selon l'observation de Tcheou-kong. Quoiqu'on ne puisse pas savoir au juste l'emplacement de la ville de Tching-tcheou, il paraît que la différence avec Hon-an-fou ne saurait donner une différence de $21'12''$. Le défaut d'exactitude dans les observations, surtout du gnomon, pourrait produire une partie de la différence. Les missionnaires supposaient une déclinaison de l'écliptique de $23^{\circ}29'$, ils se servaient des réfractions, parallaxes, diamètre du Soleil, selon les nouvelles Tables de M. de Lahire, et ils se croyaient assurés de la vérification de l'instrument. La différence peut venir aussi de quelque changement dans l'obliquité de l'écliptique. »

J'observerai d'abord que les Chinois divisent le pied en 10 pouces, le pouce en 10 fen, le fen en 10 li, le li en 10 hao, etc., en sorte que la longueur de l'ombre est 1 pied 5 pouces. Quant à la latitude de $34^{\circ}43'15''$ de la ville de Tching-tcheou, la même que l'on a désignée sous les noms de Loyang et de Hon-an-fou, le P. Gaubil, dans une note de la page citée des *Lettres édifiantes*, dit que l'observation en fut faite dans le mois de juin 1712; que, selon une observation, cette latitude fut trouvée de $34^{\circ}52'8''$; suivant une autre, de $34^{\circ}46'15''$; enfin, suivant une troisième, de $34^{\circ}43'15''$. Cette dernière lui paraît préférable aux deux autres. La différence de ces résultats prouve l'inexactitude de ces observations, et cela, joint à l'incertitude du lieu précis de l'observation de Tcheou-kong, fait désirer la connaissance de la longueur de l'ombre au solstice d'hiver, à l'époque de ce prince.

Voici ce que je trouve sur cet objet dans le manuscrit cité du P. Gaubil (*Connaissance des Temps* de 1809, p. 393) :

« De tous temps, les Chinois ont observé les ombres du Soleil à midi, et à d'autres temps, mais la plus ancienne observation qui reste

est celle de Tcheou-kong, frère de Vou-vang, dans la ville de Loyang. Selon la tradition, un gnomon de 8 pieds donnait, à midi, l'ombre de 1 pied 5 pouces au solstice d'été. Cette ombre est dans l'ancien Livre de Tcheou-li et ailleurs, et les auteurs des Han supposent cette observation incontestable.

» Loyang est la ville de Hon-an-fou dans le Hon-an; selon l'observation du P. Regis, cette ville est à la hauteur de $34^{\circ}46'15''$. Le P. Demaille observa avec le P. Regis aussi bien qu'à Caifongfou et Hang-tcheou.

» 1 pied 5 pouces d'ombre pour un gnomon de 8 pieds donne une latitude de près de $34^{\circ}22'$, en supposant la déclinaison de l'écliptique de $23^{\circ}29'$. Tcheou-kong gouvernait l'empire, pour son neveu, l'an 1100 avant J.-C., et c'est lui qui fit bâtir le palais impérial à Loyang. C'était une seconde cour de l'empire de Tcheou. Si l'on admettait donc une déclinaison de $23^{\circ}55'$ au temps de l'observation, on aurait une latitude de $34^{\circ}48'51''$, ce qui est remarquable.

» C'est encore une tradition que, au solstice d'hiver, Tcheou-kong observa avec le même gnomon une ombre de 13 pieds. Cette tradition n'est pas si sûre que la première. Cette ombre donnerait une vraie hauteur du centre, $31^{\circ}18'42''$; l'ombre d'été donne $79^{\circ}7'11''$, différence $47^{\circ}48'29''$; la moitié, $23^{\circ}54'14'30''$, serait l'obliquité de l'écliptique, ce qui est digne de remarque. Si l'on calculait seule l'ombre du solstice d'hiver, et, en supposant la déclinaison de $23^{\circ}29'$, on trouverait une latitude bien plus grande que par la hauteur solsticielle d'été. »

Dans le Tome II, page 21, de son *Histoire de l'Astronomie chinoise*, publiée par le P. Souciet, le P. Gaubil attribue la même observation aux auteurs de l'Astronomie Sfeen, dans la même ville de Loyang; mais, dans le manuscrit que je viens de citer, il rapporte ce qui suit (*Connaissance des Temps* pour l'année 1809, p. 394) :

« Les auteurs de l'Astronomie Sfeen ont marqué pour Loyang, aux deux solstices, les ombres observées par Tcheou-kong, et rapportées dans la première observation. Ces auteurs ont marqué des ombres



méridiennes pour les autres jours de l'année, pour les équinoxes. Ces ombres sont si fautives qu'on ne peut faire aucun fond sur ces observations. Ces auteurs supposèrent sans doute irréformable l'observation faite par Tcheou-kong.

» Dans plusieurs Astronomies chinoises, on a d'abord mis les ombres solsticiales attribuées à Tcheou-kong pour Loyang; ensuite on donne des règles pour augmenter ou diminuer la quantité de ces ombres, selon que les lieux sont plus au sud ou plus au nord que Loyang. Ce que je dis ici est marqué clairement dans quelques Astronomies; mais, dans d'autres, les éditeurs n'ont pas eu soin de marquer les règles de l'augmentation ou de la diminution des ombres observées par Tcheou-kong, pour trouver des ombres qui répondent à des lieux plus au sud ou plus au nord; de là vient que, dans les calendriers pour Nanking, ou Hin-tcheou ou autres, on trouve les ombres pour Loyang. »

D'après ce qui précède, il me semble que l'on ne peut révoquer en doute que l'observation citée n'appartienne tout entière à Tcheou-kong. Le savant Fréret a calculé cette observation importante dans la troisième Partie de son excellente dissertation touchant la certitude et l'antiquité de la chronologie chinoise. Voici ce qu'il dit :

« La plus ancienne observation des solstices, connue avec certitude, est celle du prince Tcheou-kong, frère de You-vang, fondateur de la dynastie Tcheou. Tcheou-kong fut régent de l'empire depuis l'an 1104 jusqu'à l'an 1098; l'observation est de l'une de ces six années. La date précise de l'observation pour le quantième du cycle et de la lunaison n'est pas marquée; mais on connaît le lieu de l'observation et la longueur des ombres. Ce détail est rapporté dans le Tcheou-li, qui fait partie du Li-ki ou du Livre des Rites.

» On employa un gnomon de 8 pieds chinois. Au solstice d'été, l'ombre était de 1 pied $\frac{1}{10}$, et au solstice d'hiver elle fut de 13 pieds, ce qui donne pour l'obliquité de l'écliptique $23^{\circ}54'14''$, la même quantité, à peu près, que celle qui est supposée par les anciens astronomes grecs, Pythéas, Ératosthène, Hipparque et Ptolémée.

» La hauteur du pôle de Loyang, lieu de l'observation, déterminée par la hauteur du Soleil sur l'horizon, et par l'obliquité résultante de l'écliptique, se trouvera de $34^{\circ}47'3''$. Regis et Mailla l'ont trouvée, par une observation faite avec des instruments exacts, de $34^{\circ}46'15''$. Par l'obliquité de $23^{\circ}29'$, telle que la supposent nos astronomes modernes, Loyang serait, par $34^{\circ}32'$ seulement, différente de $15'3''$; ce qui donne lieu de présumer que l'obliquité de l'écliptique doit avoir changé.

» L'observation de Tcheou-kong est d'un temps antérieur au règne de Salomon, et voisin du temps de la guerre de Troie; son exactitude montre qu'il devait y avoir plusieurs siècles qu'on observait à la Chine. »

Les calculs de Fréret ont besoin d'une légère correction; en les rectifiant et ayant égard à la réfraction et à la parallaxe du Soleil, supposée de $8''.7$, je trouve $79^{\circ}22'39''.6$ pour la hauteur du bord supérieur du Soleil au solstice d'été, et $31^{\circ}35'1''.8$ pour celle du même bord au solstice d'hiver. En retranchant les demi-diamètres apparents du Soleil, aux deux solstices, et que je trouve respectivement de $15'47''.7$ et de $16'14''.3$, on aura, pour les hauteurs correspondantes du centre du Soleil, $79^{\circ}6'51''.9$ et $31^{\circ}18'47''.5$, ce qui donne $23^{\circ}54'2''.2$ pour l'obliquité de l'écliptique et $34^{\circ}47'10''$ pour la hauteur du pôle, qui, tenant à très peu près le milieu entre les trois observations des missionnaires, prouve l'exactitude des déterminations de Tcheou-kong.

Fréret, par des calculs ingénieux et certains, a fixé, dans la même dissertation, l'époque de la régence de Tcheou-kong entre 1098 et 1104 ans avant notre ère. J'observerai qu'à cet égard il est parfaitement d'accord avec le P. Gaubil. Je supposerai donc que ces observations se rapportent à l'an 1100 avant notre ère. J'ai donné, dans le Tome III de ma *Mécanique céleste*, Livre VI, Chap. XVI (*), une formule par laquelle on peut déterminer, pour un temps très éloigné,

(*) *Oeuvres de Laplace*, t. III, p. 168.

Oeuvres de L. — XIII.



l'obliquité de l'écliptique. t exprimant un nombre d'années écoulées depuis 1750, on a, pour cette obliquité évaluée en degrés décimaux :

$$26^{\circ},0796 - 3676^{\circ},6[1 - \cos(143^{\circ},0446)] - 10330^{\circ},4 \sin(199^{\circ},1227).$$

Ici, $t = -2850$, ce qui donne, en degrés décimaux, l'obliquité correspondante de l'écliptique, égale à $26^{\circ},5163$, ou, en degrés ordinaires, $23^{\circ}51'53''$; il faut l'augmenter de $5''$ environ, parce que l'obliquité de l'écliptique, en 1750, a été de cette quantité plus grande que suivant la formule précédente; ainsi, 1100 ans avant notre ère, l'obliquité de l'écliptique était de $23^{\circ}51'58''$, résultat qui ne diffère que de $2'4''$ de celui que donnent les longueurs observées de l'ombre du gnomon aux deux solstices. On ne peut pas désirer un plus parfait accord, vu l'incertitude que présente ce genre d'observations, surtout à cause de la pénombre, qui rend l'ombre mal terminée.

Si l'on ne considérait, avec le P. Gaubil, que la seule observation du solstice d'été, et si l'on supposait, comme lui, la hauteur du pôle à Loyang égale à $34^{\circ}43'15''$; en retranchant son complément, $55^{\circ}16'45''$, de la hauteur $79^{\circ}6'52''$ du centre du Soleil, déterminée par la longueur de l'ombre au solstice d'été, on aurait l'obliquité de l'écliptique égale à $23^{\circ}50'7''$. Le résultat de ma formule tient à fort peu près le milieu entre cette obliquité et celle que donnent les longueurs observées de l'ombre, aux deux solstices. Cet accord est une confirmation remarquable des valeurs des masses de Vénus et de Mars, que M. Delambre a déterminées par la comparaison d'un très grand nombre d'observations du Soleil avec les formules des perturbations du mouvement de la Terre, que j'ai données dans le troisième Volume de la *Mécanique céleste*.

Tcheou-kong avait déterminé, par ses observations, le moment du solstice d'hiver, mais elles ne nous ont point été transmises; nous savons seulement qu'il fixait ce solstice à deux degrés chinois de v , constellation qui commence par ϵ du Verseau (Tome XXVI des *Lettres édifiantes*, p. 124). Nous fixerons encore l'époque de cette détermination à l'an 1100 avant notre ère. Tcheou-kong et les astronomes

chinois rapportaient alors les constellations à l'équateur; de plus, deux degrés chinois font $1^{\circ}58'17''$; retranchant cette quantité de 270° , la différence $268^{\circ}1'43''$ était l'ascension droite de ϵ du Verseau, à l'époque de 1100 ans avant notre ère. Déterminons cette ascension droite par les observations modernes.

Au commencement de 1750, la longitude de ϵ du Verseau était de $308^{\circ}14'10''$; sa latitude était boréale et de $8^{\circ}6'20''$.

Comparant les Catalogues de Bradley et de Mayer avec celui de Piazzi, cette étoile ne paraît pas avoir de mouvement propre sensible, et sa précession annuelle est de $50'',1$.

Je trouve, par les formules du Chapitre XVI du sixième Livre de la *Mécanique céleste*, pour l'époque de 1100 ans avant notre ère,

$$\Psi = 40^{\circ} 2' 43'',$$

$$V = 23^{\circ} 32' 49'';$$

Ψ étant la précession des équinoxes depuis cette époque jusqu'en 1750, cette précession étant rapportée à l'écliptique fixe de 1750. V est l'obliquité de l'équateur sur cette écliptique à la même époque. Ainsi, à cette époque, la longitude de ϵ du Verseau, comptée de l'intersection de l'équateur avec l'écliptique fixe de 1750, était, l'an 1100 avant notre ère, $268^{\circ}11'27''$. De là je conclus son ascension droite, relativement à la même intersection, égale à $268^{\circ}9'2''$.

Je trouve ensuite, par les formules du Chapitre cité :

$$\varphi' = 25' 44''; \quad \theta = -1^{\circ} 33' 25'';$$

φ' étant l'inclinaison de l'écliptique d'alors sur l'écliptique de 1750, et θ étant la longitude de son nœud sur la même écliptique, à partir de l'équinoxe fixe de 1750. De là je conclus que l'ascension droite de l'équinoxe vrai avec l'équinoxe précédent, c'est-à-dire avec l'intersection de l'équateur avec l'écliptique fixe de 1750, était, dans l'année 1100 avant notre ère, égale à $-42'12''$; l'ascension droite de ϵ , par rapport à l'équinoxe vrai, était donc alors $268^{\circ}51'14''$, plus grande de $49'31''$ que la détermination de Tcheou-kong. Cette différence paraîtra fort petite, si l'on considère l'incertitude de l'époque





précise des observations sur lesquelles cette détermination est fondée, et surtout l'incertitude des observations elles-mêmes. Il suffirait de remonter de cinquante-quatre ans au delà de 1100 avant notre ère, pour faire disparaître cette différence, et alors l'observation se rapporterait au temps de Ou-en-ouang, père de Tcheou-kong, et que le P. Gaubil nous dit avoir beaucoup aimé et cultivé l'Astronomie. Les astronomes chinois déterminaient l'instant du solstice, en observant des longueurs égales de l'ombre du gnomon, quarante ou cinquante jours avant et après le solstice; et sur cela, il peut y avoir déjà quelque erreur dans la détermination de Tcheou-kong. Mais la plus grande erreur à craindre dans cette détermination est dans la manière de rapporter le solstice aux étoiles. Pour y parvenir on observait, la nuit, l'instant du passage au méridien des étoiles qui y passaient douze heures après l'instant du solstice; on pouvait déterminer ainsi l'ascension droite du point opposé au solstice d'été, et par conséquent celle du solstice d'hiver. Mais pour cela, il fallait mesurer un intervalle de douze heures. Il paraît qu'on se servait de clepsydres; on mesurait le temps qu'un vase employait à se remplir à diverses hauteurs, en y faisant couler l'eau d'un vase plus élevé (*Traité de l'Astronomie chinoise* du P. Gaubil, publié par le P. Souciet, 1^{re} Partie, p. 37). On sent combien ce moyen de mesurer le temps offre d'incertitude, et trois minutes d'erreur sur un intervalle de douze heures suffisent pour expliquer l'erreur de la détermination de Tcheou-kong. Les astronomes chinois se servaient encore de la position de la Lune par rapport aux étoiles, dans les éclipses de Lune, pour avoir celle du Soleil, et par conséquent aussi celle du solstice d'hiver, où ils fixaient le commencement de leur année.

Il faut descendre de mille ans, depuis l'époque de Tcheou-kong, pour avoir une seconde observation des ombres solsticiales du gnomon à la Chine. Vers l'an 104 avant notre ère, les astronomes Lieou-hiang et Lo-hia-hong observèrent la longueur de l'ombre d'un gnomon de 8 pieds aux solstices d'hiver et d'été; ils la trouvèrent de 13 pieds 1 pouce 4 fen, ou de 13^p1,14 au premier de ces solstices,

et de 1 pied 5 pouces 8 fen, ou de 1^p5,58 au second (Tome II de l'*Histoire de l'Astronomie chinoise*, publiée par le P. Souciet, p. 8). Cette observation est rapportée à la ville de Siganfou, alors capitale de l'empire; mais c'est une erreur que le P. Gaubil a rectifiée dans le manuscrit cité, dans lequel on lit ce qui suit (*Connaissance des Temps* de 1809) :

« Lieou-hiang, père de Lieou-hin, écrivait plus de 50 ans avant J.-C. Cet auteur dit qu'un gnomon de 8 pieds donnait l'ombre solsticielle et méridienne d'hiver, de 13 pieds 1 pouce 4 fen. L'ombre solsticielle et méridienne d'été était de 1 pied 5 pouces 4 fen. Litchun-foung, astronome de la dynastie des Tang, se plaint qu'on a mal à propos appliqué ces ombres méridiennes à Siganfou. Lieou-hiang ne dit ni le lieu, ni le temps de ces observations. »

L'ombre au solstice d'été n'est pas exactement la même que celle qui a été publiée dans l'Histoire citée de l'Astronomie chinoise; mais je pense qu'il faut préférer celle-ci, l'ombre indiquée dans le manuscrit donnant une obliquité de l'écliptique évidemment trop grande. Il est très vraisemblable que, dans ce manuscrit, le P. Gaubil a écrit par méprise, au lieu de 8 fen, le même nombre de fen qu'il avait écrit pour le solstice d'hiver. En adoptant donc 1^p5,58 et 13^p1,14 pour les longueurs des ombres aux solstices d'hiver et d'été, et en ayant égard à la réfraction et à la parallaxe du Soleil, je trouve 31°2'23" et 78°33'41" pour les hauteurs du centre du Soleil qui résultent de ces observations. La moitié de leur différence donne 23°45'39" pour l'obliquité de l'écliptique. En l'ajoutant au complément de 78°33'41", on aura la hauteur du pôle égale à 35°11'58", hauteur bien différente de celle de Siganfou, que les jésuites ont trouvée de 34°16'45". Litchun-foung avait donc raison de se plaindre que l'on ait appliqué à Siganfou ces ombres méridiennes.

Pour comparer ma formule à cette observation, je suppose $t = -1850$, et alors elle donne, pour l'obliquité de l'écliptique, 23°43'59",4. En l'augmentant de 5", comme nous l'avons fait dans l'observation précédente, on aura 23°44'4",4, ce qui ne diffère que



de $1^{\circ}34',6$ du résultat de cette seconde observation. Ces deux observations sont les seules, avant le commencement de notre ère, que le P. Gaubil nous ait fait connaître, et il est vraisemblable que ce savant missionnaire n'a pu en découvrir d'autres, l'incendie des livres, qui eut lieu 213 ans avant le commencement de l'ère chrétienne, ayant fait disparaître la plupart des observations antérieures.

Observations grecques.

L'observation de Pythéas à Marseille eut lieu entre les époques des deux observations précédentes. Dans le Livre II de sa *Géographie*, Chapitre IV, Strabon dit : *Suivant Hipparque, à Byzance, la proportion de l'ombre au gnomon est la même que Pythéas prétend avoir observée à Marseille*, et dans le Chapitre V du même Livre, il ajoute : *À Byzance, au solstice d'été, la proportion de l'ombre au gnomon est celle de 42 moins $\frac{1}{2}$ à 120*.

C'est sans doute d'après cette observation que Ptolémée, dans son *Almageste* (Livre XII, Chap. VI), fait passer par Marseille le 14° parallèle, dans lequel la longueur de l'ombre au solstice d'été est de 20 parties $\frac{1}{2}$, celle du gnomon étant de 60 parties. Pythéas fut, au plus tard, contemporain d'Aristote; on peut donc, sans erreur sensible, rapporter son observation à l'an 350 avant notre ère. En la corrigeant de la réfraction et de la parallaxe, elle donne $19^{\circ}28'29''$ pour la distance solsticielle du centre du Soleil au zénith de Marseille. La latitude de l'observatoire de cette ville est de $43^{\circ}17'49''$; si l'on en retranche la distance précédente, on aura $23^{\circ}49'20''$ pour l'obliquité de l'écliptique au temps de Pythéas.

Les nouvelles Tables solaires publiées par le Bureau des Longitudes, et qui sont fondées sur les formules du Livre VI de la *Mécanique céleste*, Chap. XVI, donnent $23^{\circ}46'7''$ pour l'obliquité de l'écliptique correspondant à l'année 350 avant notre ère. La différence $3'13''$ est dans les limites des erreurs dont l'observation de Pythéas est susceptible.

Environ un siècle après l'observation de Pythéas, Ératosthène entreprit de mesurer la Terre, et il fonda cette mesure sur des observations solsticielles du gnomon, faites à Syène et à Alexandrie (CLEOMÈDE, Livre I, *Sur la contemplation des orbes célestes*, Chapitre X de la grandeur de la Terre). Ératosthène employa un style vertical élevé dans un segment sphérique, le sommet du style étant au centre du segment; il trouva la distance entre les zéniths de Syène et d'Alexandrie égale à la cinquantième partie de la circonférence; ainsi, le Soleil étant, suivant cet astronome, au zénith de Syène le jour du solstice d'été, il trouvait le même jour sa distance au zénith d'Alexandrie, de $7^{\circ}12'0''$. Cette distance était celle du bord supérieur du Soleil; car les anciens astronomes ne corrigeaient point la hauteur du Soleil observée au gnomon, pour avoir celle du centre du Soleil; c'est la raison pour laquelle leurs latitudes étaient trop petites du demi-diamètre du Soleil. Cela est évident pour Alexandrie, dont Ptolémée suppose la latitude de $30^{\circ}58'$, tandis que, par les observations de Nouet, elle est de $31^{\circ}13'5''$, plus grande par conséquent de $15'5''$, ce qui est à peu près le demi-diamètre du Soleil. Il faut donc corriger la hauteur apparente du Soleil observée par Ératosthène, au solstice d'été à Alexandrie, du demi-diamètre du Soleil, de la réfraction et de la parallaxe; ce qui donne $7^{\circ}27'58''$ pour la distance du centre du Soleil au zénith d'Alexandrie, au même solstice. En la retranchant de la latitude d'Alexandrie observée par Nouet, la différence $23^{\circ}45'7''$ sera l'obliquité de l'écliptique au temps d'Ératosthène, ou vers l'an 250 avant notre ère. Suivant les formules de la *Mécanique céleste* elle était, à cette époque, de $23^{\circ}45'19''$, ce qui s'accorde d'une manière remarquable avec les observations d'Ératosthène. Ces observations, celle de Pythéas, et les observations chinoises précédentes, concourent donc à faire voir que l'obliquité de l'écliptique, antérieurement à notre ère, était à fort peu près telle que la donnent les formules de la *Mécanique céleste*. Considérons maintenant les observations postérieures à notre ère.



DES OBSERVATIONS ANCIENNES POSTÉRIEURES A NOTRE ÈRE.

Observations chinoises.

La première de ces observations est de l'année 173 de notre ère. Elle est ainsi rapportée dans le manuscrit cité du P. Gaubil (*Connaissance des Temps* de 1809, p. 395) :

« Le 9 novembre 173, à Loyang, ombre méridienne 10 pieds. Le 7 février 174, ombre méridienne 9 pieds 6 pouces. Les ombres furent observées avec soin. »

Le gnomon était de 8 pieds.

La hauteur du centre du Soleil qui résulte de la première ombre est de $38^{\circ}22'14'',0$, en la corrigeant de la réfraction et de la parallaxe. Celle qui résulte de la dernière ombre, et ainsi corrigée, est de $39^{\circ}31'9'',4$. Soit x la hauteur de l'équateur à Loyang. Si l'on calcule par les nouvelles Tables du Soleil, que le Bureau des Longitudes vient de publier, la déclinaison de cet astre pour le 9 novembre 173 à midi à Loyang, plus oriental que Paris de $7^h20^m6^s$; si de plus on multiplie par y la variation ou déclinaison, correspondant à $10'$ d'accroissement dans le lieu du Soleil; enfin, si l'on désigne par z un accroissement dans l'obliquité de l'écliptique, on aura les deux équations

$$x - 16^{\circ}56'58'',9 - y.2'53'',1 - z.0,69421 = 38^{\circ}22'14'',0,$$

$$x - 15^{\circ}37'44'',3 + y.3'5'',9 - z.0,63720 = 39^{\circ}31'9'',4.$$

Ces deux équations donnent

$$x = 55^{\circ}14'14'',4 + z.0,66668;$$

et, par conséquent, la latitude de Loyang, qui résulte de ces observations, est

$$34^{\circ}45'45'',6 - \frac{1}{2}.z.$$

Par un milieu entre les observations des PP. Regis et Mailla, cette latitude est de $34^{\circ}46'15''$, et l'on a vu que ce résultat diffère peu de

celui des observations de Tcheou-kong; on a ainsi

$$-\frac{1}{2}z = 29'',4,$$

ce qui donne $z = -44'',1$. L'obliquité de l'écliptique donnée par les Tables citées était, à cette époque, de $13^{\circ}54'$ plus grande qu'en 1800: les observations précédentes donnent, par conséquent, un accroissement de $13^{\circ}9',9$ dans cette obliquité, ce qui diffère très peu du résultat des formules de la *Mécanique céleste*, sur lesquelles ces Tables sont fondées. Pour admettre une obliquité invariable, il faudrait faire $z = -13^{\circ}54'$, et alors on aurait $34^{\circ}55'1'',6$ pour la latitude de Loyang, ce qui est inadmissible.

En supposant z nul, dans les équations précédentes, on aura

$$y = -1,7242;$$

les observations précédentes paraissent donc indiquer une diminution de $17'$ dans le lieu du Soleil, déterminé par les Tables. Cette diminution est trop grande pour pouvoir être admise, et il est plus naturel de l'attribuer aux erreurs des observations. En supposant y et z nuls, on aura par la première observation $34^{\circ}40'47'',1$ pour la hauteur du pôle, et $34^{\circ}51'6'',3$ par la seconde observation, ce qui donne par un milieu $34^{\circ}45'56'',7$ pour cette hauteur.

L'an 461, Tsou-tehong, habile astronome chinois, détermina l'instant du solstice d'hiver. Voici ce que rapporte, sur cet objet, le manuscrit cité du P. Gaubil (*Connaissance des Temps* de 1809, p. 389).

« Ce solstice fut déterminé à Nanking l'année sin-tcheou, 5^e de Taming, au jour y-yeou, 31^e ke après minuit; c'est l'an 461, le 20 décembre $7^h26^m24^s$ du matin.

» L'astronome Tsou-tehong détermina ce solstice, et c'est le premier solstice chinois dont on trouve la détermination détaillée. La voici : au jour gin-su de la dixième lune, ombre méridienne 10 pieds 7 pouces 7 fen 5 li. Au jour ting-ouey de la onzième lune, ombre méridienne 10 pieds 8 pouces 1 fen 7 li 5 hao. Au jour vou-chin, onzième lune, ombre méridienne 10 pieds 7 pouces 5 fen 2 ou 3 li.



» Le 1^{er} janvier 462 fut ting-yeou, ainsi gin-su fut le 27 novembre 461, ting-ouey fut le 11 janvier 462, et vou-chin fut le 12 janvier 462.

» Tsou-tchong examina la différence de l'ombre les 11 et 12 janvier, et par la règle de trois qu'il emploie, il trouva entre le 11 et le 12 janvier le moment où l'ombre fut égale au midi du 27 novembre; il compta les jours ke, fen, entre ce moment et le midi du 27 novembre; il en prit la moitié, qu'il ajouta au midi du 27 novembre, et il trouva ainsi ce solstice le 20 décembre, à 31 ke après minuit, ou 7^h26^m24^s du matin. Jusqu'à la venue des Jésuites, les astronomes chinois se sont servis de cette méthode pour déterminer les solstices.

» La hauteur du gnomon, 8 pieds : le pied a 10 pouces, le pouce a 10 li, 1 li a 10 hao.

» Tsou-tchong prit de grandes précautions pour que le gnomon fut bien perpendiculaire; le plan fut de niveau, et il mesura exactement l'ombre; il voulait relever les défauts de la méthode de Houching-tien. Selon cette méthode, l'an 461, le solstice aurait dû arriver au jour kiaching (19 décembre) 7^h12^m après midi. L'année solaire de Houching-tien était de 365 jours 24 ke 60^m71^s, ou 5^h53^m44^s; Tsou-tchong entreprit de faire voir le défaut de cette année, et il dit que l'an solaire était de 365 jours 5^h49^m40^s; il ne dit pas sur quelles observations il fit cette détermination. Cet auteur corrigea encore le temps du solstice de l'an 173, et il le détermina le 22 décembre à 9^h7^m du matin. »

Les observations sur lesquelles Tsou-tchong fonda sa détermination de l'année sont évidemment ce solstice de 173, et celui qu'il détermina en 461; car l'intervalle de ces deux solstices, tel que Tsou-tchong les a déterminés, est de 288 révolutions solaires et de 288 années juliennes moins 2 jours 1^h40^m36^s, ce qui donne, pour la longueur de l'année, 365 jours 5^h49^m39^s, la même à 1^s près que celle de Tsou-tchong.

Si l'on nomme x la hauteur de l'équateur à Nanking, y le nombre par lequel on doit multiplier la variation de déclinaison, correspondante à 10' d'accroissement dans la longitude du Soleil; enfin, si l'on

désigne par z un accroissement dans l'obliquité de l'écliptique, les observations de Tsou-tchong donneront les trois équations suivantes :

$$\begin{aligned} x - 21^{\circ}39'59'' - y \cdot 1'41'',0 - z \cdot 0,90669 &= 36^{\circ}18'51'', \\ x - 21^{\circ}41'48'',5 + y \cdot 1'41'',0 - z \cdot 0,90678 &= 36^{\circ}12'48'',0, \\ x - 21^{\circ}39'25'',7 + y \cdot 1'44'',7 - z \cdot 0,90093 &= 36^{\circ}21'58'',0; \end{aligned}$$

ces trois équations donnent

$$x = 57^{\circ}56'55'' + z \cdot 0,90527,$$

ce qui donne la latitude de Nanking égale à

$$32^{\circ}3'5'' - z \cdot 0,90527.$$

Suivant l'observation du P. Fontaney, missionnaire jésuite, la latitude de Nanking est de 32°4'; en la comparant à la précédente, on a

$$z = -1'0'',7;$$

mais les observations étant susceptibles d'une minute d'erreur, et la ville de Nanking ayant une si grande étendue, que la différence en latitude de ses points extrêmes est beaucoup plus grande, on peut regarder ces observations comme étant conformes aux formules de la *Mécanique céleste*. L'obliquité de l'écliptique donnée par les formules de la *Mécanique céleste* était alors de 23°39'25'',7; elle était donc, par l'observation de Tsou-tchong, de 23°38'8'',2. En supposant z nul, on aura

$$y = -1,12850,$$

$$x = 57^{\circ}56'8''.$$

Cette valeur de x diffère peu de la précédente. La valeur de y semble indiquer, comme celle de l'observation précédente, une diminution dans la longitude du Soleil donnée par les Tables; mais les observations modernes ne permettent pas d'admettre cette diminution. Quoi qu'il en soit, les observations de Tsou-tchong méritent d'autant plus de confiance, que l'intention de cet habile observateur ayant été de relever les fautes de ses prédécesseurs, il a mis un soin particulier à



les faire avec exactitude. C'est d'ailleurs au solstice déterminé par ces observations que Cocheou-king a comparé ses propres observations, pour avoir la longueur de l'année, qu'il trouva de 365 jours, 2425, la même exactement que notre année grégorienne.

Nous trouvons dans l'an 629, une observation faite avec soin par un habile astronome, dans l'intention encore de relever une faute de ses prédécesseurs. « On a vu dans la seconde observation, dit le P. Gaubil (*Connaissance des Temps*, année 1809, p. 397), que Litchun-foung s'était récrié contre des ombres solsticiales appliquées mal à propos à Siganfou. Cet astronome voulut donc observer exactement l'ombre méridienne des solstices à Siganfou, avec un gnomon de 8 pieds; il fit son observation l'an ki-tcheou (629) de l'empire de Tching-koan, à la ville de Tchang-gan ou Siganfou, capitale de l'empire; au jour kouey-hang de la cinquième lune (19 juin) fut le solstice d'été; l'ombre méridienne fut de 1 pied 4 pouces 6 fen.

» Au jour ping-yn de la onzième lune (19 décembre) fut le solstice d'hiver, ombre méridienne 12 pieds 6 pouces 3 fen. »

L'ombre d'été donne pour la hauteur du centre du Soleil, corrigée de la réfraction et de la parallaxe, $79^{\circ}23'31''$, 6.

L'ombre d'hiver donne, pour la même hauteur ainsi corrigée, $32^{\circ}3'21''$, 3.

La différence de ces deux hauteurs est $47^{\circ}20'10''$, 3, dont la moitié, $23^{\circ}40'5''$, 1, est l'obliquité de l'écliptique déterminée par ces observations. Suivant les nouvelles Tables qui sont fondées sur les formules de la *Mécanique céleste*, l'obliquité de l'écliptique devait être, à cette époque, $23^{\circ}38'1''$. La différence est peu considérable, vu l'incertitude des observations elles-mêmes.

La hauteur du pôle à Siganfou, qui en résulte, est $34^{\circ}16'33''$, 5; cette hauteur a été observée de $34^{\circ}16'0''$ par les missionnaires jésuites. Cet accord est une preuve de la justesse de ces observations.

Je viens enfin aux observations nombreuses et précises du plus grand astronome qu'ait eu la Chine, de Cocheou-king. Aucun observateur avant lui n'a laissé des observations aussi exactes que les

siennes; leur exactitude est même supérieure à celle des observations de Tycho : elle est due à la grandeur de l'instrument dont il a fait usage, et aux précautions qu'il a prises pour en assurer la justesse. Rapportons d'abord les observations du manuscrit cité (*Connaissance des Temps* de 1809, p. 392);

« Solstice d'hiver à Peking: ce solstice est marqué à l'an ting-tcheou de l'empire de Cobilay (1277), à 7^h43^m du matin du jour kouey-mao (14 décembre).

» Solstice d'été à Peking, an vou-yn de l'empire de Cobilay (1278), à $10^h43^m12^s$ du soir, du jour y-se de la cinquième lune (14 juin).

» Solstice d'hiver à Peking, an vou-yn de Cobilay (1278), $1^h28^m48^s$ après midi du jour vou-chin (14 décembre).

» Solstice d'été à Peking, an ki-mao de Cobilay (1279), $4^h33^m36^s$ du matin au jour sin-hao (15 juin) de la cinquième lune.

» Solstice d'hiver à Peking, an ki-mao de Cobilay (1279), $7^h28^m48^s$ du soir du jour kouey-tcheou (14 décembre), onzième lune.

» Solstice d'hiver à Peking, an kent-chin de Cobilay (1280), $1^h26^m24^s$ après minuit du jour ki-ouey de la onzième lune (14 décembre).

» Ces solstices furent déterminés par Cocheou-king, selon la méthode de Tsou-tchong rapportée ci-dessus (*). Tsou-tchong n'employa que trois observations; son gnomon était de 8 pieds. Cocheou-king employa sept, huit, neuf, dix observations correspondantes, et il se servait d'un gnomon de 40 pieds. Le dernier solstice est l'époque de l'Astronomie de Cobilay, rangée par Cocheou-king.

» Ces solstices méritent d'être examinés, à cause des ombres méridiennes que Cocheou-king observa avec ce gnomon (*Connaissance des Temps* de 1809, p. 399). Il fit un petit trou à une lame de cuivre pour recevoir l'image du Soleil. Ce trou était, dit-il, comme celui d'une aiguille; c'est du centre de ce trou qu'il prit la hauteur du gnomon, et il mesurait l'ombre jusqu'au centre de l'image. Jusqu'ici,

(*) *Connaissance des Temps* de 1809, p. 389.



dit-il, on se servait de gnomons de 8 pieds, et par leur moyen, on n'observait que le bord supérieur du Soleil. On avait, ajoute-t-il, de la peine à distinguer le terme de l'ombre, et le gnomon de 8 pieds était trop petit. Ce sont les raisons, poursuit Cocheou-king, qui m'ont porté à me servir d'un gnomon de 40 pieds, et à prendre l'image du centre du Soleil.

» A Peking, au solstice d'été, un gnomon de 40 pieds, ombre méridienne du centre du Soleil 11 pieds 7 pouces; au solstice d'hiver 79 pieds 8 pouces.

» C'est aux années 1277, 1278, 1279 et 1280 que Cocheou-king fit ces observations; et, vu les précautions qu'il prit pour le niveau et pour le mesurage, elles paraissent exactes.

» L'an 1279, au jour y-ouey de la deuxième lune (31 mars), ombre méridienne du centre du Soleil 26 pieds 3 fen 4 li 5 hao (1) :

Le 16 mars, ombre méridienne.....	32.1.9.5.5
Le 29 août, ombre méridienne.....	25.8.9.9.0
Le 29 juin, ombre méridienne.....	12.2.6.4.0
Le 29 novembre, ombre méridienne.....	76.7.4.0.0
L'an 1278, 10 juin, ombre méridienne.....	11.7.7.7.5

» Il y a beaucoup d'autres ombres méridiennes observées avec ce gnomon de 40 pieds. Si on le souhaite, on en fera part. »

On doit bien regretter, vu l'exactitude de ces observations, qu'elles ne soient pas en plus grand nombre, et que l'offre du P. Gaubil n'ait point eu d'effet. On doit inviter les savants et les missionnaires qui seront à portée de se les procurer, à nous les faire connaître et à nous donner sur l'Astronomie chinoise, et en particulier sur celle de Cocheou-king, tous les renseignements qu'ils pourront obtenir.

Discutons d'abord les observations au gnomon qui n'ont point été faites aux solstices. Ces observations, réduites en pieds, renfermant un grand nombre de décimales, paraissent avoir été faites ou du moins rapportées avec plus de précision que celles des solstices.

(1) Le pied a 10 pouces, le pouce 10 fen, le fen 10 li, le li 10 hao.

Les trois observations méridiennes faites vers les solstices, sont celles des 10 juin 1278, 29 juin 1279 et 29 novembre 1279. Les longueurs correspondantes observées du gnomon sont

$$11^{\text{h}}.7775, \quad 12^{\text{h}}.264, \quad 76^{\text{h}}.74.$$

Ces longueurs donnent pour les distances correspondantes du Soleil au zénith, corrigées de la réfraction et de la parallaxe et réduites au solstice.

$$16^{\circ}20'35''.6, \quad 16^{\circ}20'38''.9, \quad 63^{\circ}24'37''.0.$$

La moyenne des deux premières observations donne $16^{\circ}20'37''.2$ pour la distance du Soleil au zénith, au solstice d'été; en la retranchant de la distance du Soleil au zénith, au solstice d'hiver, la moitié de la différence donnera $23^{\circ}32'9''.9$ pour l'obliquité apparente de l'écliptique. La nutation était alors $-7''.4$; ainsi l'obliquité vraie était $23^{\circ}32'2''.5$ en 1279. Suivant les nouvelles Tables, cette obliquité devait être $23^{\circ}32'27''.7$. La différence $25''$ est dans les limites des erreurs des observations. La moitié de la somme des deux distances du Soleil au zénith donne $39^{\circ}52'47''.1$ pour la distance apparente de l'équateur au zénith ou pour la hauteur apparente du pôle. En en retranchant $7''.4$ à raison de la nutation, vers le milieu de 1279, on aura $39^{\circ}52'39''.7$ pour la hauteur vraie du pôle.

Les deux longueurs d'ombres solsticiales $11^{\text{h}}.7$ et $79^{\text{h}}.8$ donnent pour les distances respectives du Soleil au zénith, corrigées de la réfraction et de la parallaxe.

$$16^{\circ}18'28''.9 \quad \text{et} \quad 63^{\circ}24'24''.0;$$

d'où résulte $23^{\circ}32'57''.5$ pour l'obliquité de l'écliptique, $39^{\circ}51'26''.5$ pour la hauteur du pôle. Ces résultats diffèrent un peu des précédents; mais on peut croire, avec quelque probabilité, que la différence vient des décimales négligées dans les longueurs solsticiales des ombres, dans lesquelles il paraît que l'on n'a conservé que la première décimale.



Considérant présentement les observations faites vers les équinoxes, savoir celles du 16 mars, du 31 mars et du 29 août 1279, les longueurs observées des ombres donnent, pour les distances apparentes du centre du Soleil au zénith, corrigées de la réfraction et de la parallaxe,

$$38^{\circ}50'27'',4, \quad 33^{\circ}4'0'',5, \quad 32^{\circ}55'48'',5.$$

En prenant donc $39^{\circ}52'47'',1$ pour la distance apparente de l'équateur au zénith, on a les trois déclinaisons boréales suivantes du Soleil.

$$1^{\circ}2'19'',7, \quad 6^{\circ}48'46'',6, \quad 6^{\circ}56'58'',6;$$

ce qui donne, pour les longitudes apparentes du Soleil,

$$20^{\circ}36'5'',2, \quad 17^{\circ}16'36'',7, \quad 5^{\circ}12'22'1'',3.$$

Ces longitudes, calculées par les nouvelles Tables, sont

$$2^{\circ}35'10'',6, \quad 17^{\circ}17'24'',1, \quad 5^{\circ}12'23'5'',0.$$

Les erreurs des Tables sont donc

$$-54'',6, \quad +47'',4, \quad +1'3'',7.$$

Ces erreurs sont dans les limites de celles dont les observations sont susceptibles.

Ces observations sont très propres à déterminer l'équation du centre du Soleil à leur époque; elles donnent cette équation plus grande de $122''$ qu'en 1800 et, par là, elles confirment avec évidence sa diminution successive, de même que les observations vers les solstices confirment la diminution successive de l'obliquité de l'écliptique.

Il nous reste à considérer les observations des solstices de Cocheou-king. En calculant, par les nouvelles Tables, les longitudes du Soleil pour les instants de ces solstices, on a les résultats suivants :

	Longitude du Soleil.	Erreurs des Tables.
1277. 14 décembre.....	8.29.59.41,8	-0.18,2
1278. 14 juin.....	3. 0. 2.14,2	2.14,2
1278. 14 décembre.....	8.29.59.45,0	-0.15,0
1279. 14 juin.....	3. 0. 2.24,0	2.24,0
1279. 14 décembre.....	9. 0. 0.19,1	0.19,1
1280. 14 décembre.....	9. 0. 0.35,8	0.35,8

Les erreurs sont peu considérables, mais il est remarquable qu'elles soient les plus grandes aux deux solstices d'été, et presque nulles aux quatre solstices d'hiver. On peut expliquer cette différence en observant que Cocheou-king a déterminé l'instant de chaque solstice, au moyen d'un grand nombre de longueurs méridiennes, avant et après le solstice. Concevant donc qu'il ait choisi des observations voisines des équinoxes, temps où la variation journalière de la déclinaison est considérable, cet astronome supposait le grand axe de l'orbe solaire perpendiculaire à la ligne des équinoxes, comme on le voit dans l'*Histoire abrégée de l'Astronomie chinoise*; et en 1280 l'apogée était avancée de $3^{\circ}34'$ suivant les nouvelles Tables. Cocheou-king se trompait donc en fixant l'instant du solstice au milieu de l'intervalle de temps écoulé entre les deux équinoxes ou entre les deux instants où les deux ombres avant et après le solstice étaient égales. Il est facile de voir qu'il retardait d'une demi-heure environ le solstice d'été, et qu'il avançait de la même quantité le solstice d'hiver; en sorte que les erreurs des Tables au solstice d'été doivent surpasser de $2^{\circ}27'$ environ les erreurs au solstice d'hiver. C'est en effet ce qui a lieu, à fort peu près, dans les observations précédentes. L'erreur moyenne dans les observations précédentes des solstices d'hiver est $5'',4$; dans les solstices d'été, elle est $2'19'',1$; ainsi l'erreur moyenne des six observations précédentes est $1'12'',5$; en la divisant par 521, nombre des années écoulées depuis 1279 jusqu'en 1800, le quotient $0'',14$ sera ce dont il faut augmenter le mouvement séculaire du Soleil, suivant les solstices précédents, ce qui diminuerait d'environ $3'',5$ la longueur de l'année. Les observations rapportées ci-dessus, des longueurs de



l'ombre, vers les équinoxes, donnent $-3^{\circ},6$ pour l'erreur moyenne des Tables, après l'équinoxe du printemps, et $+1^{\circ},3^{\circ},7$ pour l'erreur avant l'équinoxe d'automne; en sorte que l'erreur moyenne des Tables, donnée par ces observations, est $60^{\circ},1$, et l'on doit remarquer que cette erreur est indépendante de celle que l'on a pu commettre sur la position de l'équateur. Il en résulte un accroissement de $11'$ environ dans le mouvement séculaire du Soleil. Quoi qu'il en soit, la petitesse de ces erreurs prouve la bonté des observations et fait regretter de n'en pas avoir un plus grand nombre.

On voit dans l'*Histoire de l'Astronomie chinoise* du P. Gaubil, publiée par le P. Souciet, p. 72, troisième Partie ⁽¹⁾, qu'au solstice d'hiver de l'an 1280, Cocheou-king détermina le lieu du Soleil dans la constellation *li* ⁽²⁾, et qu'il trouva le solstice éloigné du 6° degré chinois de la constellation *hiu*, de $315^{\circ},1075$ chinois, c'est-à-dire éloigné de $321^{\circ},1075$ du commencement de la constellation *hiu*. Cette constellation commence à l'étoile β du Verseau; ainsi le solstice était, suivant Cocheou-king, éloigné de cette étoile de $321^{\circ},1075$ chinois. Cet astronome, et généralement les astronomes chinois, jusqu'à l'arrivée des Jésuites, ont divisé la circonférence en degrés, de manière que chaque degré représentait le moyen mouvement du Soleil dans un jour. Ce degré variait ainsi avec la durée qu'ils supposaient à l'année solaire. Or, Cocheou-king la faisait de $365,2425$, ce qui réduit les $321^{\circ},1075$ chinois à $316^{\circ}29'58''$ degrés sexagésimaux. La longitude de β du Verseau pour le 1^{er} janvier 1281, et calculée par les formules du Tome III de ma *Mécanique céleste*, est de $10^{\circ}13^{\circ}22'5''$; le solstice d'hiver en était donc éloigné de $316^{\circ}33'45''$; l'erreur de Cocheou-king n'était donc que de $5'47''$, ce qui est très peu considérable.

⁽¹⁾ *Observations mathématiques, astronomiques, géographiques, etc.*, rédigées et publiées par le P. Etienne Souciet. Paris, 1732.

⁽²⁾ « Cocheou-king commençait les degrés du Zodiaque par le sixième de la constellation *hiu*. »

Observations arabes et perses.

M. Caussin a bien voulu, à ma prière, traduire la partie de l'Ouvrage d'Ebn-Jounis, qui renferme les observations arabes. Sa traduction est imprimée dans le 7^e Volume des *Notices des manuscrits*; elle contient la collection la plus nombreuse des observations arabes, et parmi elles il s'en trouve plusieurs relatives à l'obliquité de l'écliptique. On y voit que l'an 214 de l'hégire, les astronomes d'Almamon ont observé à Bagdad l'obliquité de l'écliptique, de $23^{\circ}35'$, et que trois ans après ils l'observèrent à Damas de $23^{\circ}33'52''$. Cependant Ebn-Jounis rapporte le passage suivant d'Ebn-hatem-Alnairizi : « L'obliquité de l'écliptique des astronomes d'Almamon est celle qui subsiste encore de notre temps; elle fut observée par eux avec beaucoup d'exactitude, et quoiqu'ils n'aient pas également réussi dans leurs observations, attendu les connaissances qui leur manquaient, celle-ci a été très bien faite, à cause de la grandeur et de la bonté de l'instrument, et du peu de difficulté de l'opération et du peu de secours qu'ils avaient. Cette obliquité est de $23^{\circ}35'$. » Les astronomes arabes paraissent s'être arrêtés généralement à cette détermination; mais je ne trouve d'observations détaillées que celles d'Albatenius et d'Ebn-Jounis. Dans son Ouvrage de *Scientia stellarum*, Chapitre IV, Albatenius dit : « Avec un instrument formé de plusieurs côtes et d'une très longue alidade, tel que Ptolémée le décrit dans l'*Almageste*, après avoir vérifié la position de l'instrument aussi bien qu'il est possible, j'ai trouvé dans la ville d'Aracte la plus petite distance méridienne du Soleil au zénith, de $12^{\circ}26'$, et la plus grande de $59^{\circ}36'$. » Ces deux distances, corrigées de la réfraction et de la parallaxe, deviennent $12^{\circ}26'10''$ et $59^{\circ}37'32''$; la moitié de leur différence donne $23^{\circ}35'41''$ pour l'obliquité de l'écliptique, à l'époque d'Albatenius, c'est-à-dire vers l'an 880. Les formules de la *Mécanique céleste* donnent, à cette époque, $23^{\circ}35'53''$, ce qui s'accorde d'une manière remarquable avec l'observation d'Albatenius.



Voici maintenant l'observation d'Ebn-Jounis, extraite du Chapitre XI de son Ouvrage :

« J'ai mesuré la plus grande déclinaison, et j'ai trouvé $23^{\circ}35'$, en faisant la parallaxe du Soleil différente de celle rapportée par Ptolémée, comme je l'expliquerai dans cette Table. J'ai trouvé, avec les instruments de notre seigneur le prince des fidèles Alaziz-Billah-Nazar-Aboulmansor, la hauteur du Soleil à midi, corrigée de l'effet de la parallaxe qui la diminuait, $36^{\circ}21'30''$, le Soleil étant alors dans le premier degré du Capricorne. J'ai pris cette mesure avec toute la justesse et tout le soin possibles. J'ai trouvé pareillement la hauteur corrigée de l'effet de la parallaxe au commencement du Cancer et lorsqu'elle était à son maximum, $83^{\circ}31'30''$. Retranchant la plus petite de ces deux hauteurs de la plus grande, on a $47^{\circ}10'$ dont la moitié ou la plus grande déclinaison est $23^{\circ}35'$. C'est ce que j'ai adopté dans cette Table.

« J'ai comparé aussi, un grand nombre de fois, les hauteurs méridiennes au commencement du Cancer et du Capricorne avec des hauteurs correspondantes avant et après midi, et j'ai trouvé qu'elles s'accordaient avec la plus grande déclinaison que j'ai observée : c'est pourquoi je puis garantir son exactitude.

« J'ai choisi ces deux points de l'écliptique pour cette recherche, parce que, quand il y aurait dans le lieu du Soleil erreur de plusieurs minutes, cela ne produirait aucune différence sensible, le changement de déclinaison étant alors très petit. »

Quoique l'auteur dise qu'il a employé une parallaxe du Soleil différente de celle de Ptolémée, qui n'est point indiquée dans la partie de l'Ouvrage que nous possédons, tout porte à croire cependant que la différence est peu considérable. Nous pouvons donc adopter ici, sans erreur sensible, la parallaxe de Ptolémée pour rétablir les observations d'Ebn-Jounis, telles que son instrument les a données. Cette parallaxe est de $2'51''$ et devient $2'18''$ à $36^{\circ}21'30''$ de hauteur; ainsi la plus petite hauteur méridienne observée par Ebn-Jounis était de $36^{\circ}19'12''$. En la diminuant de $1'19''$, à raison de la réfraction, et en

l'augmentant de $7''$ à raison de la parallaxe, telle que la donnent les observations modernes, on aura $36^{\circ}18'0''$ pour la plus petite hauteur vraie du Soleil. Pour corriger semblablement l'observation de la plus grande hauteur, il faut en retrancher $18''$, à raison de la fausse parallaxe, et $7''$ à raison de la réfraction; il faut ensuite l'augmenter de $1''$ à raison de la vraie parallaxe, ce qui donne $83^{\circ}31'6''$ pour cette hauteur ainsi corrigée. La moitié de la différence des deux hauteurs donne $23^{\circ}36'33''$ pour l'obliquité de l'écliptique au temps d'Ebn-Jounis, c'est-à-dire vers l'an 1000. La moitié de leur somme donne $30^{\circ}5'27''$ pour la latitude du Caire.

Cette latitude a été trouvée de $30^{\circ}3'20''$ par les astronomes français dans la maison de l'Institut, à fort peu de distance du lieu où l'on présume, avec beaucoup de vraisemblance, que l'astronome arabe a observé. En faisant usage de l'observation française, et en la comparant avec la plus grande hauteur du Soleil déterminée par Ebn-Jounis, on doit avoir une obliquité plus exacte, plus indépendante de la fausse parallaxe qu'il attribuait au Soleil, de la réfraction, des erreurs de division de l'instrument et de celles des observations. La latitude $30^{\circ}3'20''$, ajoutée à $83^{\circ}31'6''$, donne $113^{\circ}34'26''$; si l'on en retranche 90° , on aura $23^{\circ}34'26''$ pour l'obliquité vers l'an 1000. Les formules de la *Mécanique céleste* donnent $23^{\circ}34'50''$, ce qui s'accorde, autant qu'on peut le désirer, avec les observations d'Ebn-Jounis.

L'Astronomie des Perses nous offre une observation détaillée de l'obliquité de l'écliptique faite par Ulugbey en 1437, avec un grand instrument, qui probablement était un gnomon d'une très grande hauteur. Ce grand observateur trouva à Samarkande, capitale de ses États, les hauteurs du Soleil aux deux solstices, corrigées de la parallaxe qu'il supposait au Soleil, égales à $73^{\circ}52'54''$ au solstice d'été, et à $26^{\circ}52'20''$ au solstice d'hiver. Il faisait la parallaxe du Soleil de $2'29''.4$. Les hauteurs, telles qu'il les a observées, étaient donc $73^{\circ}52'12''.5$ et $26^{\circ}50'6''.7$. En les corrigeant de la réfraction et de la parallaxe vraie, elles deviennent $73^{\circ}51'58''.4$ et $26^{\circ}48'22''.6$; ce

qui donne $23^{\circ}31'48''$ pour l'obliquité de l'écliptique en 1437, et $39^{\circ}39'49''$ pour la latitude de Samarkande. Suivant les formules de la *Mécanique céleste*, l'obliquité de l'écliptique à cette époque devait être de $23^{\circ}31'5''$, ce qui ne diffère que de $43''$ du résultat des observations d'Ulughbey.

Rassemblons maintenant les résultats que nous venons de trouver.

Observations antérieures à notre ère.

	Obliquité de l'écliptique		Excès de la première sur la seconde.
	par les observations.	par les formules.	
1100. Teheou-kong.....	$23^{\circ}54'.2$	$23^{\circ}51'.58$	$2'.4$
350. Pytheas.....	$23^{\circ}49'.50$	$23^{\circ}46'.7$	3.13
250. Erathostène.....	$23^{\circ}45'.7$	$23^{\circ}45'.19$	-0.12
100. Licon-hiang.....	$23^{\circ}45'.39$	$23^{\circ}44'.4$	1.35

Observations postérieures à notre ère.

173. Observation chinoise...	$23^{\circ}41'.7$	$23^{\circ}41'.51$	-0.44
461. Tsou-tehong.....	$23^{\circ}38'.25$	$23^{\circ}39'.26$	-1.1
629. Litchun-foung.....	$23^{\circ}40'.5$	$23^{\circ}38'.1$	2.4
880. Albatenius.....	$23^{\circ}35'.41$	$23^{\circ}35'.53$	-0.12
1000. Ebn-Jounis.....	$23^{\circ}34'.26$	$23^{\circ}34'.50$	-0.24
1279. Cocheou-king.....	$23^{\circ}32'.3$	$23^{\circ}32'.28$	-0.25
1437. Ulughbey.....	$23^{\circ}31'.48$	$23^{\circ}31'.5$	0.43

L'ensemble de ces observations établit d'une manière incontestable la diminution successive de l'obliquité de l'écliptique : leur accord avec les formules de la *Mécanique céleste* ne laisse aucun lieu de douter que cette diminution est uniquement due à l'attraction des planètes les unes sur les autres et sur le Soleil. Les différences très petites qui existent encore entre les formules et les observations étant alternativement positives et négatives, elles n'indiquent aucun changement à faire dans les valeurs des masses que j'ai employées; ces valeurs sont ainsi fort approchées, et pour les rectifier il faut attendre les nouvelles observations que la suite des siècles doit procurer à l'Astronomie.

SUR LA

DÉPRESSION DU MERCURE DANS UN TUBE DE BAROMÈTRE

DUE A SA CAPILLARITÉ.

Connaissance des Temps pour l'an 1812; juillet 1810.

Il est nécessaire de connaître cette dépression pour rendre les baromètres comparables. On trouve pour cet objet, dans les *Transactions philosophiques* de 1776, une Table de correction que M. Charles Cavendish a formée par l'expérience. A cette époque, la théorie de l'action capillaire n'était pas connue, mais cette théorie ayant été depuis découverte et ramenée au principe fondamental des affinités chimiques, celui d'une action mutuelle des molécules de la matière, décroissante avec une extrême rapidité, de manière à devenir insensible aux plus petites distances perceptibles, il convient de fonder sur ce principe la Table des dépressions du mercure, et de n'emprunter de l'observation que les données indispensables, comme on le fait en Astronomie. On a ainsi l'avantage d'obtenir ces données avec toute la précision possible, en comparant l'ensemble des phénomènes qui en dépendent aux résultats de la théorie, et l'on évite les petites irrégularités qu'introduisent dans une Table formée par l'expérience les erreurs des observations. Ici, les données sont l'angle que la surface du mercure fait avec les parois du tube au contact, et la dépression du mercure au-dessous du niveau, dans un tube de verre très étroit. La dessiccation plus ou moins parfaite des tubes peut influer sur ces données. On sait que leur surface intérieure est tapissée d'une couche aqueuse



qu'il est très difficile d'enlever. C'est dans cette couche que se meut le mercure du baromètre; son épaisseur suffit pour rendre insensible l'action du verre sur le mercure, et la dépression de ce liquide dans le baromètre est due à l'action réciproque de l'eau et du mercure. L'ébullition du mercure dans le tube diminue de plus en plus l'épaisseur de l'enveloppe aqueuse; mais il paraît que, dans les meilleurs baromètres, elle reste encore assez épaisse pour que l'action du verre soit insensible. On observe, dans l'excellent baromètre à siphon de l'Observatoire, que la convexité de la goutte qui termine les deux colonnes de ce liquide est sensiblement égale dans les deux branches, et j'ai conclu des expériences de M. Gay-Lussac que cette convexité est celle qui a lieu dans un tube de verre très humecté, pourvu que l'eau ne recouvre aucune partie de la surface de la goutte, car si la surface entière est recouverte, j'ai fait voir qu'alors cette surface devient celle d'une demi-sphère. Cependant, si l'on fait bouillir très longtemps le mercure dans un tube de baromètre, on parvient, en diminuant l'épaisseur de la couche aqueuse, à rendre sensible l'action du verre sur le mercure. On sait, par les belles expériences du bénédictin Casbois, que, par une ébullition longtemps continuée, la surface de la goutte devient de moins en moins convexe, ensuite plane, et enfin concave; dans ce dernier cas, les phénomènes capillaires changent de nature, et la dépression se change en ascension; mais, dans la construction des baromètres, on ne prolonge point l'ébullition jusqu'à ce point; ainsi l'action du verre sur le mercure n'y étant point sensible, les différences qui peuvent exister dans la matière du verre de ces tubes n'ont point d'influence sur les effets dus à leur capillarité. Nous supposerons donc, conformément à l'expérience, que l'angle de contact de la surface du mercure avec les parois du tube est le même qu'à l'air libre. Cet angle et la dépression du mercure, dans des tubes très étroits, sont fort difficiles à déterminer par l'expérience. On peut les conclure de divers phénomènes, tels que l'épaisseur d'une large goutte de mercure sur un plan de verre horizontal; la différence de niveau du sommet de la surface du mercure

et du contact de cette surface avec les parois d'un vase de verre vertical; la dépression du mercure dans des tubes de verre très étroits: cette même dépression, lorsque le tube de mercure est introduit dans un tube de verre humecté, de manière que la surface du mercure se recouvre d'une petite colonne d'eau. J'ai conclu de l'ensemble de ces phénomènes, observés avec des instruments très précis par M. Gay-Lussac, que l'angle de contact de la surface du mercure avec le verre est de 48° de la division décimale de l'angle droit, et que le mercure, dans un tube de verre dont le diamètre serait de $0^{\text{mm}},0001$, s'abaisserait de 94766^{mm} au-dessous du niveau. La Table suivante est fondée sur ces données, suivant lesquelles l'action du mercure sur lui-même est, à volume égal, à très peu près six fois et un tiers plus grande que celle du mercure sur l'eau.

Pour former cette Table, il a fallu intégrer, par approximation, l'équation différentielle du second ordre de la surface du mercure dans un tube cylindrique de verre. Cette équation, que j'ai donnée dans ma *Théorie de l'action capillaire*, fournit une expression fort simple du rayon osculateur de la courbe génératrice de la surface. En considérant donc cette courbe comme une suite de petits arcs de cercle, décrits avec ces divers rayons, et qui se touchent par leurs extrémités, on aura les coordonnées de la courbe d'une manière d'autant plus précise que l'on aura divisé l'amplitude de la courbe en un plus grand nombre de parties. Cette amplitude, à partir du sommet, est l'angle que le côté de la courbe fait avec l'horizon; l'amplitude totale est donc de 52° . On l'a divisée en douze parties égales et l'on a supposé la dépression du mercure dans le baromètre successivement de $4^{\text{mm}},5$, $4^{\text{mm}},0$, $3^{\text{mm}},5$, $2^{\text{mm}},0$, $1^{\text{mm}},5$, $1^{\text{mm}},0$. Au-dessous de 1^{mm} , on a fait varier les dépressions de dixième en dixième jusqu'à $0^{\text{mm}},1$; enfin on a considéré la dépression de $0^{\text{mm}},05$. La dépression étant toujours réciproquement proportionnelle au rayon osculateur du sommet de la courbe, on a eu, par cette propriété, le premier rayon osculateur. Ce rayon a donné les valeurs de l'abscisse et de l'ordonnée correspondantes à la première division, en la considérant

comme un arc de cercle, les abscisses étant prises à partir du sommet de la surface sur son axe de révolution. Ces premières valeurs, substituées dans l'expression du rayon osculateur de la courbe, ont donné le second rayon osculateur, et à son moyen on a déterminé les accroissements de l'abscisse et de l'ordonnée dans la seconde division, en considérant encore, dans cette partie, la courbe comme un arc de cercle décrit avec le second rayon osculateur. On a ainsi obtenu les secondes valeurs de l'abscisse et de l'ordonnée, au moyen desquelles on a déterminé un troisième rayon osculateur. En continuant ainsi jusqu'à la dernière division, la valeur obtenue pour la dernière ordonnée a exprimé le demi-diamètre du tube correspondant à la dépression supposée. Au-dessous de 0^{mm},8 de dépression, les rayons osculateurs, vers le sommet de la courbe, sont si considérables, qu'il a été nécessaire, dans cette partie, d'employer de plus petites divisions de l'amplitude; on ne l'a donc fait croître que de deux en deux degrés, jusqu'à douze degrés, et, pour les six premiers degrés, on a calculé les coordonnées au moyen de séries convergentes que j'ai tirées de l'équation différentielle de la surface d'un liquide, lorsque le dernier angle de contingence est très petit. Voici les formules et les séries dont on a fait usage.

Soit $V^{(r)}$ l'inclinaison du côté de la courbe, à l'extrémité inférieure de la $r^{\text{ème}}$ division; soient $z^{(r)}$ et $u^{(r)}$ l'abscisse et l'ordonnée correspondantes à la même extrémité; soient encore $b^{(r)}$ le rayon osculateur de la courbe au même point et b ce même rayon au sommet de la courbe; l'équation différentielle de la courbe donnera

$$\frac{1}{b^{(r)}} = \frac{2}{b} + 2\alpha z^{(r)} - \frac{1}{u^{(r)}} \sin V^{(r)},$$

α étant ensuite un coefficient constant égal à $\frac{1}{6,5}$, le millimètre étant pris pour unité. On aura ensuite

$$\begin{aligned} u^{(r+1)} &= u^{(r)} + 2b^{(r)} \sin \frac{1}{2}(V^{(r+1)} - V^{(r)}) \cos \frac{1}{2}(V^{(r+1)} + V^{(r)}), \\ z^{(r+1)} &= z^{(r)} + 2b^{(r)} \sin \frac{1}{2}(V^{(r+1)} - V^{(r)}) \sin \frac{1}{2}(V^{(r+1)} + V^{(r)}), \end{aligned}$$

On a, pour la première division,

$$\begin{aligned} u^{(1)} &= b \sin V^{(1)}; \\ z^{(1)} &= 2b \sin^2 \frac{1}{2} V^{(1)}. \end{aligned}$$

La dépression du mercure dans le baromètre est $\frac{1}{ab}$ [voir le *Supplément à la Théorie de l'action capillaire*, p. 59 et suivantes, Tome IV de la *Mécanique céleste* ⁽¹⁾]. Les expressions de z et $\frac{dz}{du}$, de la page 60 de ce *Supplément*, donnent les séries suivantes dont on a fait usage pour les dépressions au-dessous de 0^{mm},8 :

$$z = \frac{1}{ab} (2,8860566u^2 + 3,1700532u^4 + 3,1018673u^6 + 8,7838040u^8 + 10,2719206u^{10} + \dots),$$

$$\tan V = \frac{1}{ab} (1,1870866u + 3,7721132u^3 + 3,8800186u^5 + 7,6868940u^7 + 9,2719206u^9 + \dots),$$

les coefficients des puissances de u étant ici représentés par leurs logarithmes, pour la facilité du calcul; les chiffres surmontés d'une barre horizontale étant des caractéristiques négatives. Ainsi, en donnant à u une valeur telle que V tombe entre quatre et six degrés, on a déterminé fort exactement les coordonnées relatives à cette inclinaison des côtés de la courbe. De là, au moyen des formules précédentes, on a calculé ces coordonnées pour $V = 6^\circ$, et l'on a fait croître cet angle de deux en deux degrés jusqu'à douze degrés; au delà, on a supposé les accroissements successifs, de quatre degrés jusqu'à $V = 52^\circ$.

Pour coordonner les divers résultats obtenus par la méthode précédente, dans une Table relative à des accroissements égaux du diamètre du tube, j'ai observé que les différences des logarithmes des dépressions, divisées par les différences des diamètres des tubes, forment une suite de quotients qui varient avec lenteur. Il m'a été facile, au

(1) *Oeuvres de Laplace*, T. IV, p. 479 et suivantes.

moyen de cette propriété, de former la Table suivante, dont M. Bouvard a bien voulu faire la plupart des calculs. La même propriété peut servir encore à l'interpolation de la Table. On trouve, dans le *Journal de Nicholson* du mois d'octobre 1809, une Table semblable, formée par le développement en série des expressions de z et de $\sin V$, et sur des données peu différentes de celles que nous avons employées. Ces deux Tables s'accordent à peu près entre elles et avec celle que M. Charles Cavendish a fondée sur les expériences. Mais la méthode que nous venons d'exposer me paraît être plus exacte et d'un calcul plus facile; elle a, de plus, l'avantage de faire connaître l'influence de la variation de l'angle de la surface du mercure, avec le tube, sur la capillarité. On sait que, par le frottement du mercure contre les parois du tube, et peut-être encore par une viscosité propre à ce liquide, cet angle peut éprouver des variations considérables; il diminue d'une manière sensible quand le baromètre monte, et il augmente quand le baromètre descend, la surface de la goutte de mercure devenant plus convexe dans le premier cas, et moins convexe dans le second. Pour rétablir cette surface dans son état naturel, on frappe doucement et à plusieurs reprises le tube du baromètre; mais il est difficile de lui rendre parfaitement cet état. Heureusement, si le baromètre est fort large, les variations dans l'angle de contact influent peu sur la dépression du sommet de la goutte, quoiqu'elles aient une influence sensible sur sa hauteur. La méthode exposée ci-dessus donne le moyen d'apprécier cette influence. Car, la dépression restant la même, elle fait connaître l'accroissement que prennent les deux coordonnées de la courbe de révolution de la surface, dans la dernière division de l'amplitude de cette courbe. Ensuite, l'angle de contact restant le même, elle donne les variations des coordonnées extrêmes, relatives à une variation donnée dans la dépression. Il est facile d'en conclure, par les méthodes différentielles, les variations du sommet de la goutte et de sa hauteur, dues à une variation donnée de l'angle de contact, et, par conséquent, la variation de dépression relative à une variation observée dans la hauteur de la goutte. Je trouve

ainsi que, pour un tube de $11^{\text{mm}},4$ de diamètre intérieur, une diminution de $0^{\text{mm}},1$ dans la hauteur de la goutte produit, dans la dépression du sommet, due à la capillarité, une diminution de $0^{\text{mm}},015$, ou environ sept fois plus petite.

Table des dépressions du mercure dans le baromètre, dues à sa capillarité ⁽¹⁾.

Diamètre intérieur des tubes en millimètres.	Dépressions en millimètres.
2.....	4,579
3.....	2,902
4.....	2,033
5.....	1,507
6.....	1,136
7.....	0,877
8.....	0,684
9.....	0,534
10.....	0,419
11.....	0,330
12.....	0,260
13.....	0,204
14.....	0,161
15.....	0,127
16.....	0,099
17.....	0,077
18.....	0,060
19.....	0,047
20.....	0,036

⁽¹⁾ On trouvera plus loin une Table analogue, mais plus détaillée, à la suite d'un Mémoire de Laplace extrait de la *Connaissance des Temps* de 1829.



DU MILIEU QU'IL FAUT CHOISIR

ENTRE

LES RÉSULTATS D'UN GRAND NOMBRE D'OBSERVATIONS.

Connaissance des Temps pour l'an 1813; juillet 1811.

Ce Mémoire est la reproduction presque littérale du Mémoire déjà inséré au Tome XII, page 401, Article VIII.

SUR L'INÉGALITÉ

A LONGUE PÉRIODE

DU MOUVEMENT LUNAIRE.

Connaissance des Temps pour l'an 1813; juillet 1811.

Il est difficile de révoquer en doute l'existence d'une inégalité à longue période dans le mouvement de la Lune, inégalité que j'ai indiquée aux Astronomes pour concilier les anomalies observées dans ce mouvement. Il paraît bien prouvé que dans les quarante-cinq années écoulées depuis 1756 jusqu'en 1801, le moyen mouvement sidéral de la Lune a été plus lent que depuis 1692 jusqu'en 1756. Cette différence est indépendante des valeurs que l'on peut attribuer à la précession des équinoxes; puisque, dans toutes les observations, la Lune a été comparée aux étoiles. Une inégalité proportionnelle au cosinus de E , E étant la longitude moyenne du périgée lunaire plus deux fois celle du nœud, fait disparaître ces anomalies : c'est ce que je vais établir par les observations.

Les Tables de la Lune de M. Bürg, publiées par le Bureau des Longitudes, donnent $-10''$ pour l'excès de l'époque de 1692, déterminée par les observations, sur l'époque de ces Tables. Mais M. Bürg étant parti, pour déterminer le mouvement des étoiles ou précession, des positions déterminées en 1750, par Bradley, Mayer et La Caille, et de celles de Maskelyne, en 1800; et Maskelyne ayant supposé aux étoiles une ascension droite trop faible de $4''$, en 1800, comme il l'a reconnu lui-même, on voit que M. Bürg a trouvé un mouvement de



précession trop grand de $4''$ dans l'espace d'un demi-siècle; il faut donc diminuer d'environ $5''$, l'époque de 1692 qu'il a déterminée par les observations, ce qui donne $-15''$ pour la correction de l'époque des Tables, en 1692. Les corrections des autres époques ont été déterminées par M. Burckardt: elles sont le résultat d'un travail important, qu'il a fait pour perfectionner les Tables de la Lune. Voici toutes ces corrections:

1692.....	$-15,0$
1756.....	$+12,0$
1779.....	$+9,9$
1801.....	$+2,2$

J'ai appliqué à ces corrections l'équation $y \cos E$; et, en désignant par ε la correction de l'époque des Tables en 1756, et par ζ celle du moyen mouvement annuel de la Lune, j'ai formé les équations de condition suivantes:

$$\begin{aligned} x - 15,0 &= \varepsilon - 64,6 + y \cdot 0,25540, \\ x' + 12,0 &= \varepsilon - y \cdot 0,91619, \\ x'' + 9,9 &= \varepsilon + 23,6 - y \cdot 0,34055, \\ x''' + 2,2 &= \varepsilon + 45,6 + y \cdot 0,40554. \end{aligned}$$

x, x', x'', x''' étant les erreurs des époques déterminées par les observations. Le coefficient de y en 1779 n'est pas rigoureusement le cosinus de l'argument de l'inégalité à cette époque. Comme on a fait usage, pour déterminer cette époque, des observations depuis 1765 jusqu'en 1791, il faut prendre une moyenne entre les cosinus dans tout cet intervalle, et cette moyenne est égale à la différence des sinus extrêmes, divisée par la variation de l'argument dans cet intervalle.

Si l'on suppose y nul, ou qu'il n'existe point, dans le mouvement lunaire, d'inégalité à longue période; si de plus, on cherche alors par la méthode du n° 39 du troisième Livre de la *Mécanique céleste* (*), le système des valeurs de ε et de ζ , qui donne un minimum

(*) *OEuvres de Laplace*, T. II, p. 134.

pour la plus grande des erreurs x, x', x'', x''' , on trouve

$$\begin{aligned} x = x'' = -x' &= 8'',5, & x''' &= -2'',7, \\ \zeta &= 0'',158, & \varepsilon &= 3'',5. \end{aligned}$$

On ne peut donc pas, sans l'inégalité à longue période, éviter une erreur de $8'',5$ au moins sur quelques-unes des époques précédentes, et une semblable erreur ne paraît pas admissible, surtout pour les époques de 1756 et de 1801. Si l'on ne considère que les trois dernières époques, on trouve que le système qui donne un *minimum* pour la plus grande des erreurs est

$$\begin{aligned} x = -x' = x'' &= 1'',45, \\ \zeta &= 0'',218, & \varepsilon &= 13'',45. \end{aligned}$$

Les erreurs précédentes sont admissibles; mais ce système donne

$$x = 42'',8,$$

ce qui est inadmissible. L'inégalité à longue période paraît donc nécessaire pour concilier toutes ces époques.

Déterminons maintenant son coefficient. Si l'on cherche, par la méthode citée, le système qui donne un *minimum* pour la plus grande des erreurs, on trouve

$$\begin{aligned} x = -x' = x'' = -x''' &= 0'',761; \\ \varepsilon &= 0, & \zeta &= 0'',1906, \\ y &= -13'',92. \end{aligned}$$

On peut donc, au moyen de l'inégalité à longue période, satisfaire à toutes les époques, en n'y supposant que des erreurs en plus ou en moins de $0'',76$. En corrigeant, au moyen des valeurs précédentes, l'époque des Tables citées, pour 1766, on trouve cette époque égale à $5^h 1^m 8^s 54'',4$; et M. Bürg a trouvé par les observations $5^h 1^m 8^s 54'',5$; ce qui s'accorde parfaitement.

Ces valeurs donnent, pour la correction des époques des Tables de M. Bürg, la formule

$$+ i \cdot 19'',06 - 13'',92 \cdot \cos E,$$

i étant le nombre des siècles depuis 1756.



En indiquant aux Astronomes l'inégalité lunaire à longue période, j'ai observé qu'elle se présentait, dans la théorie de la Lune, sous trois formes différentes. Sous la première, elle est proportionnelle au sinus de E diminué de trois fois la longitude du périée solaire; sous la seconde forme, elle est proportionnelle au sinus de E moins une fois la longitude de ce périée, et elle dépend de l'ellipticité de la Terre; et sous la troisième forme, elle est proportionnelle au cosinus de E , comme nous venons de le supposer, et elle dépend de la différence des deux hémisphères austral et boréal de la Terre.

Plus je réfléchis sur cet objet, et plus je suis porté à croire que cette dernière forme est la seule qui puisse être sensible.

La différence des deux hémisphères terrestres paraît indiquée par la mesure du degré du méridien au Cap de Bonne-Espérance; elle l'est plus encore par la constitution même de la Terre, dont les mers recouvrent en plus grande partie l'hémisphère austral que l'hémisphère boréal. La comparaison, sous ce point de vue, de la théorie aux observations de la Lune pourra répandre un grand jour sur cet objet.

En considérant l'expression générale du rayon du sphéroïde terrestre, que j'ai donnée dans le troisième Livre de la *Mécanique céleste* ⁽¹⁾, et celle de l'attraction qui en résulte sur un corps placé à une distance quelconque de la Terre, on voit que ces expressions sont liées l'une à l'autre, de manière que les termes de la première sont divisés dans la seconde par les puissances successives de la distance du corps attiré au centre de gravité de la Terre; et, de plus, sont multipliés respectivement par les exposants de ces puissances, diminués de deux unités. Ceux qui dépendent de l'ellipticité de la Terre ont pour diviseur le cube de la distance, et ce sont les seuls sensibles dans les phénomènes de la précession et de la nutation. Ils produisent encore dans le mouvement lunaire, en longitude et en latitude, deux inégalités sensibles que j'ai déterminées dans le septième Livre de la *Mécanique céleste* ⁽²⁾ et qui, comparées aux

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, T. II.
Id., T. III.

observations, donnent l'ellipticité de la Terre avec plus de précision que les mesures géodésiques. Les termes dépendants de la différence des deux hémisphères, de l'expression générale du rayon du sphéroïde terrestre, sont divisés dans l'expression de son attraction, successivement par les puissances quatrième, sixième, etc., de la distance et, de plus, sont multipliés respectivement par 2, 4, etc.; ils sont donc, à la distance de la Lune, d'ordres très différents, quoiqu'ils puissent être du même ordre à la surface de la Terre. A cette surface, ils peuvent se détruire mutuellement; mais la distance les sépare et, à la distance de la Lune, le premier, qui a pour diviseur la quatrième puissance de cette distance, l'emporte de beaucoup sur les suivants. Cependant ces termes ont à la surface une influence différente sur les variations des arcs du méridien, de la pesanteur et de la parallaxe lunaire. On peut, à la rigueur, en multipliant par des constantes convenables les termes du rayon du sphéroïde terrestre, rendre insensibles à la surface ceux qui dépendent de la différence des deux hémisphères, en donnant au premier de ces termes, à la distance de la Lune, une influence sensible sur le mouvement de cet astre. Toutefois, il n'est pas naturel de le supposer plus grand, à la surface de la Terre, que celui qui dépend de l'ellipticité; il faut donc que l'inégalité de cent quatre-vingts ans qui en résulte, et qui est proportionnelle à $\cos E$, soit considérablement augmentée par les intégrations, pour compenser par cette augmentation la petitesse de son facteur.

La théorie de la Lune, considérée avec une attention particulière, présente une circonstance qui augmente considérablement cette inégalité. Les termes dépendants des produits de deux dimensions, des forces perturbatrices, acquièrent par les intégrations successives, dans l'expression de la longitude vraie, des diviseurs égaux au carré du coefficient du temps, dans l'argument des inégalités. Ces termes viennent du rayon vecteur et de la latitude lunaire. Le rayon vecteur, en vertu de la différence des deux hémisphères terrestres, acquiert une inégalité dont l'argument est la longitude moyenne de la Lune, plus celle du périée, plus celle du nœud. Chacune de ces inégalités



a pour diviseur le coefficient du temps, dans le mouvement du périée, plus deux fois le mouvement du nœud, comme il est facile de s'en convaincre par la théorie de la Lune exposée dans le septième Livre de la *Mécanique céleste* ⁽¹⁾. En les substituant dans l'expression différentielle de la longitude vraie de la Lune, elles produisent l'inégalité à longue période, affectée du même diviseur. Or ce diviseur est rendu très petit par la circonstance remarquable qui, dans la théorie lunaire, double à peu près le mouvement du périée lunaire déterminé par une première approximation, circonstance qui a pendant quelque temps trompé les géomètres sur la correspondance de la théorie de la pesanteur universelle avec le mouvement de ce périée. Ensuite l'intégration de l'expression différentielle de la longitude vraie donne de nouveau à l'inégalité à longue période le même diviseur qui, se trouvant ainsi élevé au carré, augmente considérablement, par sa petitesse extrême, le coefficient de cette inégalité, et peut ainsi la rendre sensible. Je ne fais qu'indiquer cette remarque, qu'il sera temps d'approfondir lorsque les observations postérieures, ou une discussion très exacte des observations de La Hire et de Flamsteed, auront entièrement mis hors de doute l'existence de cette inégalité déjà si vraisemblable. MM. Bouvard et Arago ont bien voulu entreprendre, à ma prière, cette discussion, dont je présenterai le résultat dans le Volume prochain de la *Connaissance des Temps* ⁽²⁾.

⁽¹⁾ *Ouvrages de Laplace*, T. III.

⁽²⁾ *Id.*, T. XIII.

SUR L'INÉGALITÉ

À LONGUE PÉRIODE

DU MOUVEMENT LUNAIRE.

Connaissance des Temps pour l'an 1815; novembre 1812.

Je vais présenter ici le résultat des comparaisons que MM. Bouvard et Arago ont bien voulu faire, à ma prière, des Tables de M. Bürg, publiées par le Bureau des Longitudes, avec les observations de La Hire et de Flamsteed. Les positions et les mouvements des étoiles auxquelles la Lune a été comparée dans ces observations sont déduits des Catalogues de Bradley, Mayer et La Caille pour 1750, comparés aux derniers Catalogues de Maskelyne et Piazzi; ainsi, quand il resterait encore quelque légère incertitude sur la précession des équinoxes, elle ne peut influer sur le moyen mouvement sidéral de la Lune, et sur les anomalies qu'il présente.

Les observations de La Hire, que l'on a calculées, sont au nombre de soixante-douze : elles ont été faites depuis le 4 juillet 1685 jusqu'au 27 novembre 1686, en sorte que leur époque moyenne répond à 1686,4. Leur ensemble donne $+1^{\circ},25$ pour la correction de l'époque des Tables, c'est-à-dire pour ce qu'il faut ajouter à cette époque afin qu'elle coïncide avec la longitude moyenne déduite des observations. Si l'on rejette les observations qui surpassent $30''$, et dont le nombre est dix, on a $+1^{\circ},08$ pour la correction de l'époque des Tables; ce qui diffère très peu du résultat précédent : nous emploierons la totalité des observations. Mais cette correction est



affectée de l'inégalité à longue période de ces Tables, et la valeur de cette inégalité était alors $10^{\circ},80$; la correction réelle de l'époque des Tables, considérées indépendamment de cette inégalité, est donc $-9^{\circ},55$.

On a choisi quatre-vingts observations de Flamsteed, faites depuis le 23 janvier 1690 jusqu'au 11 juin 1693. Leur époque moyenne répond à 1691,4, et leur ensemble donne $+1^{\circ},45$ pour la correction des Tables. Cette correction est $+1^{\circ},70$, si l'on rejette quinze observations dont l'erreur surpasse $30''$. A cette époque la grande inégalité était de $-9^{\circ},0$, ce qui donne $-7^{\circ},55$ pour la correction de l'époque des Tables.

M. Bürg, que j'avais engagé à faire de semblables calculs, m'a fait l'honneur de m'envoyer le résultat, qui donne $-8^{\circ},03$ pour la correction de cette époque de ses Tables telles que le Bureau des Longitudes les a publiées. Ce dernier résultat est fondé sur la discussion de cent soixante-cinq observations de Flamsteed. En prenant une moyenne entre les deux résultats, on peut fixer à $-7^{\circ},79$ la correction de l'époque des Tables en 1691,4.

On a vu, dans la *Connaissance des Temps* de 1813 ⁽¹⁾, que cette correction est $+12^{\circ},0$ pour 1756; $+9^{\circ},9$ pour 1779, et $+2^{\circ},2$ pour 1801; ainsi le moyen mouvement de la Lune surpasse celui des Tables de $12^{\circ},0 + 7^{\circ},79$, depuis 1691,4 jusqu'en 1756 : il est, au contraire, plus petit, depuis 1756 jusqu'en 1801, de $12^{\circ},0 - 2^{\circ},2$.

Cette diminution dans le moyen mouvement actuel de la Lune est confirmée par les calculs que le Bureau des Longitudes a fait exécuter, pour comparer les nouvelles Tables que M. Burckhardt vient de lui présenter, avec celles de M. Bürg. Les Tables dans lesquelles la somme des carrés des erreurs est la plus petite devaient être préférées, suivant la règle que j'ai donnée pour cet objet dans ma *Théorie analytique des probabilités*, etc. ⁽²⁾. Les Tables de

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, T. XIII.

⁽²⁾ *Id.*, T. VII, Livre II.

M. Burckhardt ont obtenu cet avantage, soit en longitude, soit en latitude.

Cent soixante-six observations faites à Greenwich et à l'Observatoire impérial ont donné $-0^{\circ},37$ pour la correction de l'époque des Tables de M. Bürg, en 1804,5; cent trente-sept observations faites à l'École Militaire, par M. Burckhardt, ont donné $-2^{\circ},46$ pour la correction de l'époque des moyennes Tables, en 1811,5. Ainsi les observations de ces dernières années confirment la diminution actuelle du mouvement moyen de la Lune.

Pour corriger ces anomalies du moyen mouvement de la Lune, j'avais indiqué à M. Bürg une inégalité à longue période, proportionnelle au sinus d'un argument formé de deux fois la longitude moyenne des nœuds de l'orbe lunaire, plus celle de son périégée, moins trois fois la longitude moyenne du périégée de l'orbe solaire. Par ce moyen, toutes les observations sont bien représentées depuis 1685 jusqu'en 1811. Mais elles le sont également bien par l'inégalité proportionnelle au cosinus de l'argument formé de deux fois la longitude moyenne du nœud lunaire, plus celle du périégée lunaire, et que la théorie indique comme devant être beaucoup plus sensible que la première. J'ai engagé, par cette raison, M. Burckhardt à employer cette dernière inégalité dans ses Tables, et si, comme cela devient extrêmement vraisemblable par les calculs précédents, cette inégalité est confirmée par les observations futures ⁽¹⁾, elle répandra un grand jour sur la différence des deux hémisphères de la Terre, différence dont elle dépend.

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, T. V, Livre XVI, p. 408.



SUR LES COMÈTES ⁽¹⁾.

Connaissance des Temps pour l'an 1816; novembre 1813.

Parmi les hypothèses que l'on a proposées sur l'origine des comètes, la plus vraisemblable me paraît être celle de M. Herschell, qui consiste à les regarder comme de petites nébuleuses formées par la condensation de la matière nébuleuse répandue avec tant de profusion dans l'univers. Les comètes seraient ainsi, relativement au système solaire, ce que les aéroolithes sont par rapport à la Terre, à laquelle ils paraissent étrangers. Lorsque ces astres deviennent visibles pour nous, ils offrent une ressemblance si parfaite avec les nébuleuses qu'on les confond souvent avec elles, et ce n'est que par leur mouvement, ou par la connaissance de toutes les nébuleuses renfermées dans la partie du ciel où ils se montrent, que l'on parvient à les en distinguer. Cette hypothèse explique d'une manière heureuse la grande extension que prennent les têtes et les queues des comètes, à mesure qu'elles s'approchent du Soleil, et l'extrême rareté de ces queues qui, malgré leur immense profondeur, n'affaiblissent point sensiblement l'éclat des étoiles que l'on voit à travers, en sorte qu'il est très probable que plusieurs ont enveloppé la Terre sans avoir été aperçues.

Lorsque les nébuleuses parviennent dans cette partie de l'espace où l'attraction du Soleil est prédominante, et que nous appellerons *sphère d'activité* de cet astre, il les force à décrire des orbites elliptiques

⁽¹⁾ Consulter, pour les commentaires provoqués par ce Mémoire : *Étude sur la probabilité des comètes hyperboliques et l'origine des comètes*, par M. L. FARRY (*Annales de la Faculté des Sciences de Marseille*, T. IV, p. 1).

ou hyperboliques. Mais leur vitesse étant également possible suivant toutes les directions, elles doivent se mouvoir indifféremment dans tous les sens et dans toutes les inclinaisons à l'écliptique, ce qui est conforme à ce que l'on observe. Si leurs orbites sont elliptiques, ils sont très allongés, puisque leurs grands axes sont au moins égaux au rayon de la sphère d'activité du Soleil; mais ces orbites peuvent être hyperboliques, et si les axes de ces hyperboles ne sont pas très grands par rapport à la moyenne distance du Soleil à la Terre, le mouvement des comètes qui les décrivent paraîtra sensiblement hyperbolique. Cependant, sur cent comètes dont on a déjà les éléments, aucune n'a paru se mouvoir dans une hyperbole, ce qui forme une objection spécieuse contre l'hypothèse précédente, à moins que les chances qui donnent une hyperbole sensible ne soient extrêmement rares par rapport aux chances contraires. La conformité de cette hypothèse avec les phénomènes que nous offrent les comètes m'a fait soupçonner que cela est ainsi, et, pour m'en assurer, j'ai appliqué à cet objet le Calcul des probabilités. J'ai trouvé qu'en effet il y a un grand nombre à parier contre l'unité qu'une nébuleuse qui pénètre dans la sphère d'activité solaire, de manière à pouvoir être observée, décrive ou une ellipse très allongée ou une hyperbole qui, par la grandeur de son axe, se confondra sensiblement avec une parabole dans la partie que l'on observe. Cette application de l'analyse des probabilités pouvant intéresser les géomètres et les astronomes, je vais l'exposer ici.

Les comètes sont si petites qu'elles ne deviennent visibles que si leur distance périhélie est peu considérable. Jusqu'à présent, cette distance n'a surpassé que deux fois le diamètre de l'orbite terrestre, et le plus souvent elle a été au-dessous du rayon de cet orbite. On conçoit que, pour approcher si près du Soleil, leur vitesse au moment de leur entrée dans sa sphère d'activité doit avoir une grandeur et une direction comprises dans d'étroites limites. Il faut donc déterminer quel est, dans ces limites, le rapport des chances qui donnent une hyperbole sensible aux chances qui donnent un orbite que l'on puisse



confondre avec une parabole. Il est clair que ce rapport dépend de la loi de possibilité des distances périhéliques des comètes observables, et l'examen du tableau des éléments des orbes cométaires déjà calculés nous montre que, au delà d'une distance périhélie égale au rayon de l'orbe terrestre, les possibilités des distances périhéliques diminuent avec une grande rapidité à mesure que ces distances augmentent. La loi de ces possibilités doit donc être assujettie à cette condition; mais étant, à cela près, inconnue, nous ne pouvons que déterminer la limite du rapport dont il s'agit, ou sa valeur dans le cas le plus favorable aux hyperboles sensibles. Si l'on suppose le rayon de la sphère d'activité du Soleil égal à cent mille fois sa distance à la Terre, ce qui paraît être encore au-dessous de ce qu'indique la petitesse de la parallaxe des étoiles, l'analyse donne, dans le cas le plus favorable, ²⁵⁴³/₃₁₅ pour la probabilité qu'une nébuleuse qui pénètre dans la sphère d'activité solaire, de manière à pouvoir être observée, décrira une hyperbole dont le grand axe égalera au moins cent fois la distance du Soleil à la Terre. Une pareille hyperbole se confondra sensiblement avec une parabole; il y a ainsi, dans le cas le plus favorable aux hyperboles sensibles, à fort peu près cinquante-six à parier contre l'unité que, sur cent comètes, aucune ne doit avoir un mouvement sensiblement hyperbolique; il n'est donc pas surprenant que, jusqu'ici, l'on n'ait point observé de mouvement semblable.

L'attraction des planètes, et peut-être encore la résistance des milieux éthérés, a dû changer plusieurs orbes cométaires, dans des ellipses dont le grand axe est beaucoup moindre que le rayon de la sphère d'activité du Soleil. On peut croire que ce changement a eu lieu pour l'orbe de la comète de 1682, dont le grand axe ne surpasse que trente-cinq fois la distance du Soleil à la Terre. Un changement plus grand encore est arrivé à l'orbe de la comète de 1770, dont le grand axe n'égale que six fois environ cette distance.

Une comète perd, à chaque retour à son périhélie, une partie de sa substance, que la chaleur et la lumière du Soleil élèvent en vapeurs et dispersent dans l'espace, à une distance de la comète telle que son

attraction ne peut les faire retomber à sa surface. Cet astre doit donc, après plusieurs retours, se dissiper en entier ou se réduire à un noyau fixe qui présentera des phases comme les planètes. La comète de 1682, la seule dans laquelle on ait jusqu'à présent observé des phases, paraît approcher de cet état de fixité. Si ce noyau est trop petit pour être aperçu, ou si les substances évaporables qui restent à sa surface sont en trop petite quantité pour former, par leur évaporation, une tête de comète sensible, l'astre disparaîtra pour toujours. Peut-être est-ce une des causes qui rendent si rares les réapparitions des comètes; peut-être encore cette cause a-t-elle fait disparaître plus tôt qu'on ne devait s'y attendre, plusieurs comètes dont on pouvait suivre la trace dans l'espace, au moyen des éléments de leurs orbites; peut-être enfin la même cause a rendu invisible la comète de 1770, qui, si elle a continué de se mouvoir dans l'ellipse qu'elle a décrite pendant son apparition, est revenue, depuis cette époque, au moins sept fois à son périhélie.

Soient

V la vitesse d'une comète à l'instant où elle pénètre dans la sphère d'activité du Soleil;

r le rayon vecteur de la comète au même instant;

a le demi-grand axe de l'orbite qu'elle va décrire autour du Soleil;

e l'excentricité de cette orbite;

D sa distance périhélie.

En prenant pour unité de masse celle du Soleil et pour unité de distance sa moyenne distance à la Terre, et, de plus, négligeant les masses des comètes et des planètes relativement à cet astre, on aura, comme l'on sait (*):

$$\frac{1}{a} = \frac{2}{r} - V^2,$$

$$rV \sin \omega = \sqrt{a(1-e^2)},$$

$$D = a(1-e);$$

(*) *Oeuvres de Laplace*, T. I, Livre II, Chapitre IV.

π étant l'angle que la direction de la vitesse V fait avec le rayon vecteur r . Ces équations donnent, en éliminant a et e ,

$$\sin^2 \pi = \frac{2D - \frac{2D^2}{r} + D^2 V^2}{r^2 V^2},$$

d'où l'on tire

$$1 - \cos \pi = 1 - \frac{\sqrt{1 - \frac{D}{r}}}{rV} \sqrt{r^2 V^2 \left(1 + \frac{D}{r}\right) - 2D}.$$

Maintenant, si l'on imagine une sphère dont le centre soit celui de la comète et dont le rayon soit égal à la vitesse V , cette vitesse pourra être également dirigée vers tous les points de la moitié de cette sphère comprise dans la sphère d'activité du Soleil. La probabilité d'une direction formant l'angle π avec le rayon vecteur sera $2\pi \sin \pi$, π étant la demi-circonférence dont le rayon est l'unité; en divisant donc l'intégrale $2\pi \int d\pi \sin \pi$ par la surface de la demi-sphère, on aura la probabilité que la direction de la vitesse V sera comprise dans les limites zéro et π ; cette probabilité est ainsi $1 - \cos \pi$. Les limites de la distance périhélie qui correspondent à ces limites de π sont zéro et D ; en supposant donc toutes les valeurs de D également possibles, on a pour la probabilité que la distance périhélie sera comprise entre zéro et D

$$1 - \frac{\sqrt{1 - \frac{D}{r}}}{rV} \sqrt{r^2 V^2 \left(1 + \frac{D}{r}\right) - 2D}.$$

Il faut multiplier cette valeur par dV ; en intégrant ensuite dans des limites déterminées et divisant l'intégrale par la plus grande valeur de V , valeur que nous désignerons par U , on aura la probabilité que la valeur de V sera comprise dans ces limites. Cela posé, la plus petite valeur de V est celle qui rend nulle la quantité renfermée sous le radical précédent, ce qui donne

$$rV = \frac{\sqrt{2D}}{\sqrt{1 + \frac{D}{r}}}.$$

Supposons ensuite à l'autre limite

$$rV = i\sqrt{r};$$

et cherchons, dans ces limites, la valeur de l'intégrale

$$(a) \quad \int dV \left[1 - \frac{\sqrt{1 - \frac{D}{r}}}{rV} \sqrt{r^2 V^2 \left(1 + \frac{D}{r}\right) - 2D} \right].$$

Soit

$$\sqrt{r^2 V^2 \left(1 + \frac{D}{r}\right) - 2D} = \left(rV \sqrt{1 + \frac{D}{r}} - z \right);$$

on aura

$$rV = \frac{2D + z^2}{2z \sqrt{1 + \frac{D}{r}}};$$

la formule (a) devient ainsi

$$V + \frac{\sqrt{1 - \frac{D}{r}}}{r} \int dz \left(\frac{1}{z} - \frac{4D}{2D + z^2} + \frac{D}{z^3} \right).$$

En intégrant, elle devient

$$(b) \quad V + \frac{\sqrt{1 - \frac{D}{r}}}{r} \left(z - 2\sqrt{2D} \arctan \frac{z}{\sqrt{2D}} - \frac{D}{z} \right) + C,$$

C étant une constante arbitraire. Pour la déterminer, nous observerons que les deux limites de rV étant, par ce qui précède,

$$\frac{\sqrt{2D}}{\sqrt{1 + \frac{D}{r}}}, \quad i\sqrt{r},$$

les limites correspondantes de z sont

$$\sqrt{2D}, \quad i\sqrt{r} \sqrt{1 + \frac{D}{r}} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{2D}{r \left(1 + \frac{D}{r}\right)}} \right].$$



Cette dernière limite est

$$\frac{D}{i\sqrt{r}} \left[1 - \frac{D}{2r} \left(1 - \frac{1}{i^2} \right) + \dots \right].$$

En déterminant donc C de manière que la formule (b) soit nulle à la première limite et s'étende jusqu'à la seconde, cette formule devient

$$\frac{(\pi-2)\sqrt{2}D}{2r} - \frac{D}{ir\sqrt{r}}.$$

Si l'on divise cette fonction par U, on aura

$$\frac{(\pi-2)\sqrt{2}D}{2rU} - \frac{D}{iUr\sqrt{r}}$$

pour la probabilité que la distance périhélie d'un astre qui entre dans la sphère d'activité du Soleil sera comprise dans les limites zéro et D, la valeur de V^2 n'excédant pas $\frac{2}{r}$. Cette valeur est $\frac{2}{r} - \frac{1}{a^2}$; on a donc

$$\frac{1}{a} = \frac{2-i^2}{r};$$

l'orbe est elliptique ou parabolique lorsque i^2 est inférieur ou égal à 2, elle est hyperbolique lorsque i^2 surpasse 2. Si l'on suppose, par exemple, $a = -100$, on aura

$$i^2 = \frac{r+200}{100},$$

et la probabilité que la distance périhélie étant comprise entre zéro et D, l'orbite sera ou elliptique, ou parabolique, ou une hyperbole dont le demi-grand axe sera au moins égal à 100, est

$$\frac{(\pi-2)\sqrt{2}D}{2rU} - \frac{10D}{rU\sqrt{r(r+200)}}.$$

La probabilité d'une valeur de i plus considérable, ou d'une hyperbole dont le demi-grand axe serait moindre que 100, est égale à

$$\frac{10D}{rU\sqrt{r(r+200)}}.$$

car, en supposant i infini, on aura $\frac{(\pi-2)\sqrt{2}D}{2rU}$ pour la probabilité que la distance périhélie sera comprise entre zéro et D. Si l'on en retranche la probabilité que les orbes seront des ellipses, ou des paraboles, ou des hyperboles d'un demi-grand axe égal ou supérieur à 100, on aura

$$\frac{10D}{rU\sqrt{r(r+200)}},$$

pour la probabilité des hyperboles d'un grand axe au-dessous de cette valeur. Ainsi la distance périhélie étant supposée comprise entre zéro et D, la probabilité que l'orbe sera ou une ellipse, ou une parabole, ou une hyperbole d'un demi-grand axe au moins égal à 100, est à la probabilité qu'il sera une hyperbole d'un demi-grand axe inférieur, comme

$$\frac{(\pi-2)}{10} \sqrt{\frac{r}{2D(r+200)}} - 1:1.$$

Si l'on suppose $r = 100000$ et $D = 2$, des distances périhélie plus grandes étant tellement rares que l'on peut en faire abstraction, ce rapport devient celui de 5712,7 à l'unité; il y a donc à fort peu près cinquante-six à parier contre l'unité que, sur cent orbes cométaires observables, aucun ne doit être une hyperbole d'un demi-grand axe inférieur à 100.

L'analyse précédente suppose toutes les valeurs de D comprises entre zéro et 2, également possibles relativement aux comètes que l'on peut apercevoir. Cependant l'examen du tableau des éléments des orbites cométaires déjà calculées fait voir que les distances périhélie qui surpassent l'unité sont en bien plus petit nombre que celles qui sont au-dessous. Nommons $\varphi(D)$ la probabilité d'une distance périhélie D relative à une comète observable. On vient de voir que la probabilité que la distance périhélie d'une comète observable sera comprise entre zéro et D, D étant fort petit par rapport à r , est, dans le cas où toutes ces distances sont également possibles, égale à

$$\frac{(\pi-2)\sqrt{2}D}{2rU};$$



et que la probabilité que le demi-grand axe sera inférieur à $\frac{r}{2-i^2}$ est

$$\frac{D}{iUr\sqrt{r}}.$$

Pour avoir le rapport de ces probabilités, dans le cas où ces distances ne sont pas également possibles, il faut, suivant l'analyse des probabilités, différentier ces deux quantités par rapport à D et multiplier les différentielles par $\varphi(D)$; alors, suivant cette analyse, les probabilités précédentes seront respectivement comme les intégrales de ces produits, ou comme

$$\frac{(\pi-2)}{2rU} \int \varphi(D) d\sqrt{2D} : \frac{1}{iUr\sqrt{r}} \int dD \varphi(D);$$

les intégrales étant prises depuis $D=0$ jusqu'à sa limite, que l'on peut ici supposer infinie, car $\varphi(D)$ est nul lorsque D surpasse 5. Ainsi la probabilité que le demi-grand axe de l'orbite sera inférieur à $\frac{r}{2-i^2}$ est

$$(q) \quad \frac{2 \int dD \varphi(D)}{(\pi-2)i\sqrt{r} \int \frac{dD \varphi(D)}{\sqrt{2D}}}.$$

Dans le cas de $\varphi(D)$ constant, la fonction précédente devient

$$\frac{\sqrt{2D}}{(\pi-2)i\sqrt{r}},$$

ce qui est conforme à ce qui précède; mais, si $\varphi(D)$ diminue quand D augmente, alors la formule (q) diminue. Pour le faire voir, il suffit de prouver que, dans ce cas, on a

$$\frac{2 \int dD \varphi(D)}{\int \frac{dD \varphi(D)}{\sqrt{2D}}} < \sqrt{2D}$$

ou

$$2 \int dD \varphi(D) < \sqrt{2D} \int \frac{dD \varphi(D)}{\sqrt{2D}},$$

et, en différentiant,

$$\varphi(D) < \frac{1}{\sqrt{2D}} \int \frac{dD \varphi(D)}{\sqrt{2D}} = \varphi(D) - \frac{1}{\sqrt{2D}} \int dD \sqrt{2D} \frac{d\varphi(D)}{dD}.$$

Or cette inégalité est évidente, car, $\varphi(D)$ diminuant lorsque D augmente, $\frac{d\varphi(D)}{dD}$ est une quantité négative.

En examinant la Table des éléments des orbes cométaires déjà calculés, on voit qu'on s'éloignera peu de la vérité en faisant $\varphi(D) = ke^{-D}$, e étant le nombre dont le logarithme hyperbolique est l'unité. Alors la formule (q) devient

$$\frac{\sqrt{\pi}}{(\pi-2)i\sqrt{2r} \int_0^1 s^{\frac{1}{2}} ds e^{-s}}.$$

En supposant, comme ci-dessus, $r = 100000$, et observant que l'on a

$$\log_{10} \int_0^1 s^{\frac{1}{2}} ds e^{-s} = 0,9573211,$$

la fraction précédente devient

$$\frac{1}{8264,3},$$

il y a donc alors, à fort peu près, 8263 à parier contre l'unité qu'une nébuleuse qui pénètre dans la sphère d'activité du Soleil décrira un orbe dont le demi-grand axe sera au moins égal à 100. Ainsi l'on peut regarder la supposition de $\varphi(D)$ constant, et ne s'étendant que jusqu'à $D=2$, comme la limite des suppositions favorables aux mouvements hyperboliques sensibles, en sorte qu'il y a au moins 56 à parier contre l'unité que, sur cent comètes observables, aucune n'aura un semblable mouvement.

SUR
L'APPLICATION DU CALCUL DES PROBABILITÉS

A LA PHILOSOPHIE NATURELLE ⁽¹⁾.

Connaissance des Temps pour l'an 1818; 1815.

Quand on veut connaître les lois des phénomènes, et atteindre à une grande exactitude, on combine les observations ou les expériences de manière à faire ressortir les éléments inconnus, et l'on prend un milieu entre elles. Plus les observations sont nombreuses, et moins elles s'écartent de leur résultat moyen, plus ce résultat approche de la vérité. On remplit cette dernière condition par le choix des méthodes, par la précision des instruments, et par le soin que l'on met à bien observer. Ensuite, on détermine par la théorie des probabilités le résultat moyen le plus avantageux, ou celui qui donne le moins de prise à l'erreur. Mais cela ne suffit pas; il est encore nécessaire d'apprécier la probabilité que l'erreur de ce résultat est comprise dans des limites données: sans cela, on n'a qu'une connaissance imparfaite du degré d'exactitude obtenu. Des formules propres à cet objet sont donc un vrai perfectionnement de la méthode de la philosophie naturelle, qu'il est bien important d'ajouter à cette méthode. C'est une des choses que j'ai eues principalement en vue dans ma *Théorie analytique des Probabilités* ⁽²⁾, où je suis parvenu à des formules de ce genre qui ont l'avantage remarquable d'être indépendantes de la loi de probabilité des erreurs, et de ne renfermer

⁽¹⁾ Lu à la première classe de l'Institut, le 18 septembre 1815.

⁽²⁾ *Œuvres de Laplace*, Tome VII.

SUR L'APPLICATION DU CALCUL DES PROBABILITÉS. 99

que des quantités données par les observations mêmes et par leurs expressions analytiques. Je vais en rappeler ici les principes.

Chaque observation a pour expression analytique une fonction des éléments que l'on veut déterminer; et si ces éléments sont à peu près connus, cette fonction devient une fonction linéaire de leurs corrections. En l'égalant à l'observation même, on forme ce que l'on nomme *équation de condition*. Si l'on a un grand nombre d'observations semblables, on les combine de manière à former autant d'équations finales qu'il y a d'éléments; et en résolvant ces équations, on détermine les corrections des éléments. L'art consiste donc à combiner les équations de condition de la manière la plus avantageuse. Pour cela on doit observer que la formation d'une équation finale, au moyen des équations de condition, revient à multiplier chacune de celles-ci par un facteur indéterminé, et à réunir ces produits; mais il faut choisir le système de facteurs qui donne la plus petite erreur à craindre. Or il est visible que si l'on multiplie chaque erreur dont un élément déterminé par un système est encore susceptible, par la probabilité de cette erreur, le système le plus avantageux sera celui dans lequel la somme de ces produits, tous pris positivement, est un minimum; car une erreur positive ou négative peut être considérée comme une perte. En formant donc cette somme de produits, la condition du minimum déterminera le système de facteurs le plus avantageux, et le minimum d'erreur à craindre sur chaque élément. J'ai fait voir, dans l'Ouvrage cité, que ce système est celui des coefficients des éléments dans chaque équation de condition; en sorte que l'on forme une première équation finale en multipliant respectivement chaque équation de condition par son coefficient du premier élément, et en réunissant toutes ces équations ainsi multipliées. On forme une seconde équation finale en employant les coefficients du second élément, et ainsi de suite. J'ai donné dans le même Ouvrage l'expression du minimum d'erreur, quel que soit le nombre des éléments. Ce minimum donne la probabilité des erreurs dont les corrections de ces éléments sont encore susceptibles, et qui est proportionnelle au

nombre dont le logarithme hyperbolique est l'unité, élevé à une puissance dont l'exposant est le carré de l'erreur pris en moins, et divisé par le carré du minimum d'erreur, multiplié par le rapport de la circonférence au diamètre. Le coefficient du carré négatif de l'erreur, dans cet exposant, peut donc être considéré comme le module de la probabilité des erreurs, puisque, l'erreur restant la même, la probabilité décroît avec rapidité quand il augmente; en sorte que le résultat obtenu pèse, si je puis ainsi dire, vers la vérité, d'autant plus que ce module est plus grand. Je nommerai, par cette raison, ce module, *poids* du résultat. Par une analogie remarquable de ces poids avec ceux des corps, comparés à leur centre commun de gravité, il arrive que, si un même élément est donné par divers systèmes composés chacun d'un grand nombre d'observations, le résultat moyen le plus avantageux de leur ensemble est la somme des produits de chaque résultat partiel par son poids, cette somme étant divisée par la somme de tous les poids. De plus, le poids total des divers systèmes est la somme de leurs poids partiels; en sorte que la probabilité des erreurs du résultat moyen de leur ensemble est proportionnelle au nombre qui a l'unité pour logarithme hyperbolique, élevé à une puissance dont l'exposant est le carré de l'erreur, pris en moins, et multiplié par la somme de tous les poids. Chaque poids dépend, à la vérité, de la loi de probabilité des erreurs dans chaque système, et presque toujours cette loi est inconnue; mais je suis heureusement parvenu à éliminer le facteur qui la renferme, au moyen de la somme des carrés des écarts des observations du système, de leur résultat moyen. Il serait donc à désirer, pour compléter nos connaissances sur les résultats obtenus par l'ensemble d'un grand nombre d'observations, qu'on écrivit, à côté de chaque résultat, le poids qui lui correspond. Pour en faciliter le calcul, je développe son expression analytique lorsque l'on n'a pas plus de quatre éléments à déterminer. Mais cette expression devenant de plus en plus compliquée à mesure que le nombre des éléments augmente, je donne un moyen fort simple pour déterminer le poids d'un résultat, quel que soit le

nombre des éléments. Alors, un procédé régulier pour arriver à ce que l'on cherche est préférable à l'emploi des formules analytiques. Quand on a ainsi obtenu l'exponentielle qui représente la loi de probabilité des erreurs d'un résultat, l'intégrale du produit de cette exponentielle, par la différentielle de l'erreur, étant prise dans des limites déterminées, elle donnera la probabilité que l'erreur du résultat est comprise dans ces limites, en la multipliant par la racine carrée du poids du résultat, divisé par la circonférence dont le diamètre est l'unité. On trouve, dans l'Ouvrage cité (*), des formules très simples pour obtenir cette intégrale, et M. Kramp, dans son *Traité des Réfractions astronomiques*, a réduit ce genre d'intégrales en Tables fort commodes.

Pour appliquer cette méthode avec succès, il faut varier les circonstances des observations de manière à éviter les causes constantes d'erreur. Il faut que les observations soient rapportées fidèlement et sans prévention, en n'écartant que celles qui renferment des causes d'erreur évidentes. Il faut qu'elles soient nombreuses, et qu'elles le soient d'autant plus qu'il y a plus d'éléments à déterminer; car le poids du résultat moyen croît comme le nombre des observations divisé par le nombre des éléments. Il est encore nécessaire que les éléments suivent, dans ces observations, une marche différente; car si la marche de deux éléments était rigoureusement la même, ce qui rendrait leurs coefficients proportionnels dans les équations de condition, ces éléments ne formeraient qu'une seule inconnue, et il serait impossible de les distinguer par ces observations. Enfin, il faut que les observations soient précises, afin que leurs écarts du résultat moyen soient peu considérables. Le poids du résultat est, par là, beaucoup augmenté, son expression ayant pour diviseur la somme des carrés de ces écarts. Avec ces précautions on pourra faire usage de la méthode précédente, et déterminer le degré de confiance que méritent les résultats déduits d'un grand nombre d'observations.

(*) *Oeuvres de Laplace*, Tome VII, p. 104.

Dans les Recherches que j'ai lues dernièrement à la Classe sur les phénomènes des marées, j'ai appliqué cette méthode aux observations de ces phénomènes. J'en donne ici deux applications nouvelles : l'une est relative aux valeurs des masses de Jupiter, de Saturne et d'Uranus; l'autre se rapporte à la loi de variation de la pesanteur. Pour le premier objet, j'ai profité de l'immense travail que M. Bouvard vient de terminer sur les mouvements de Jupiter et de Saturne, dont il a construit de nouvelles Tables très précises. Il a fait usage de toutes les oppositions et de toutes les quadratures observées depuis Bradley, et qu'il a discutées de nouveau avec le plus grand soin, ce qui lui a donné pour le mouvement de Jupiter, en longitude, 126 équations de condition. Elles renferment cinq éléments, savoir : le moyen mouvement de Jupiter, sa longitude moyenne à une époque fixe, la longitude de son périhélie à la même époque, l'excentricité de son orbite; enfin la masse de Saturne, dont l'action est la source principale des inégalités de Jupiter. Ces équations ont été réduites, par la méthode la plus avantageuse, à cinq équations finales dont la résolution a donné la valeur des cinq éléments. M. Bouvard trouve ainsi la masse de Saturne égale à la 3512^e partie de celle du Soleil. On doit observer que cette masse est la somme des masses de Saturne, de ses satellites et de son anneau. Mes formules de probabilité font voir qu'il y a 11 000 à parier contre un que l'erreur de ce résultat n'est pas un centième de sa valeur, ou, ce qui revient à très peu près au même, qu'après un siècle de nouvelles observations ajoutées aux précédentes et discutées de la même manière, le nouveau résultat ne différera pas d'un centième de celui de M. Bouvard. Il y a plusieurs milliards à parier contre un que ce dernier résultat n'est pas en erreur d'un cinquantième, car le nombre à parier contre un croît, par la nature de son expression analytique, avec une grande rapidité quand l'intervalle des limites de l'erreur augmente.

Newton avait trouvé, par les observations de Pound sur la plus grande élongation du quatrième satellite de Saturne, la masse de cette planète égale à la 3012^e partie de celle du Soleil, ce qui sur-

passé d'un sixième le résultat de M. Bouvard. Il y a des millions de milliards à parier contre un que celui de Newton est en erreur, et l'on n'en sera point surpris si l'on considère l'extrême difficulté d'observer les plus grandes élongations des satellites de Saturne. La facilité d'observer celles des satellites de Jupiter a rendu beaucoup plus exacte la valeur de la masse de cette planète, que Newton a fixée par les observations de Pound à la 1067^e partie de celle du Soleil. M. Bouvard, par l'ensemble de 129 oppositions et quadratures de Saturne, la trouve un 1071^e de cet astre, ce qui diffère très peu de la valeur de Newton. Ma méthode de probabilité, appliquée aux 129 équations de condition de M. Bouvard, donne 1 000 000 à parier contre un que son résultat n'est pas en erreur d'un centième de sa valeur; il y a 900 à parier contre un que son erreur n'est pas d'un cent cinquantième.

M. Bouvard a fait entrer dans ses équations la masse d'Uranus comme indéterminée; il en a déduit cette masse égale à la 17918^e partie de celle du Soleil. Les perturbations qu'elle produit dans le mouvement de Saturne étant peu considérables, on ne doit pas encore attendre des observations de ce mouvement une grande précision dans cette valeur. Mais il est si difficile d'observer les élongations des satellites d'Uranus, que l'on peut justement craindre une erreur considérable dans la valeur de la masse qui résulte des observations de M. Herschel. Il était donc intéressant de voir ce que donnent, à cet égard, les perturbations du mouvement de Saturne. Je trouve qu'il y a 213 à parier contre un que l'erreur du résultat de M. Bouvard n'est pas un cinquième; il y a 2456 à parier contre un qu'elle n'est pas un quart. Après un siècle de nouvelles observations ajoutées aux précédentes, et discutées de la même manière, ces nombres à parier croîtront au delà de leurs carrés; on aura donc alors la valeur de la masse d'Uranus, avec une grande probabilité qu'elle sera contenue dans d'étroites limites.

Je viens maintenant à la loi de la pesanteur. Depuis Richer qui reconnut, le premier, la diminution de cette force à l'équateur par le



ralentissement de son horloge transportée de Paris à Cayenne, on a déterminé l'intensité de la pesanteur, dans un grand nombre de lieux, soit par le nombre des oscillations diurnes d'un même pendule, soit en mesurant directement la longueur du pendule à secondes. Les observations qui m'ont paru mériter le plus de confiance sont au nombre de trente-sept et s'étendent depuis 67° de latitude boréale jusqu'à 51° de latitude australe. Quoique leur marche soit fort régulière, elles laissent cependant à désirer une précision plus grande encore. La longueur du pendule isochrone qui en résulte suit à fort peu près la loi de variation la plus simple, celle du carré du sinus de la latitude, et les deux hémisphères ne présentent point, à cet égard, de différence sensible, ou du moins qui ne puisse être attribuée aux erreurs des observations. Mais, s'il existe entre eux une légère différence, les observations du pendule, par leur facilité et la précision que l'on peut y apporter maintenant, sont très propres à la faire découvrir. M. Mathieu a bien voulu discuter, à ma prière, les observations dont je viens de parler, et il a trouvé que, la longueur du pendule à secondes à l'équateur étant prise pour l'unité, le coefficient du terme proportionnel au carré du sinus de la latitude est 551 cent-millièmes. Mes formules de probabilité, appliquées à ces observations, donnent 2127 à parier contre un que le vrai coefficient est compris dans les limites 5 millièmes et 6 millièmes.

Si la Terre est un ellipsoïde de révolution, on a son aplatissement en retranchant le coefficient de la loi de la pesanteur de 868 cent-millièmes. Le coefficient 5 millièmes répond ainsi à l'aplatissement $\frac{1}{272}$; il y a donc 4254 à parier contre un que l'aplatissement de la Terre est au-dessous. Il y a des millions de milliards à parier contre un que cet aplatissement est moindre que celui qui répond à l'homogénéité de la Terre, et que les couches terrestres augmentent de densité à mesure qu'elles approchent du centre de cette planète. La grande régularité de la pesanteur à sa surface prouve qu'elles sont disposées symétriquement autour de ce point. Ces deux conditions,

suites nécessaires de l'état fluide, ne pourraient pas évidemment subsister pour la Terre, si elle n'avait point eu primitivement cet état, qu'une chaleur excessive a pu seule donner à la Terre entière.

1. Supposons que l'on ait une suite d'équations de conditions de la forme

$$(i) \quad \varepsilon^{(i)} = p^{(i)}z + q^{(i)}z' + r^{(i)}z'' + t^{(i)}z''' + \phi^{(i)}z^{IV} + \lambda^{(i)}z^V + \dots - \omega^{(i)},$$

$z, z', z'', \dots$ étant des éléments m des corrections d'éléments que l'on cherche à déterminer par l'ensemble de ces équations, dont le nombre est supposé fort grand; $p^{(i)}, q^{(i)}, \dots$ étant des quantités données par les expressions analytiques des observations; $\omega^{(i)}$ étant la quantité donnée par l'observation même, et $\varepsilon^{(i)}$ étant l'erreur de l'observation. J'ai fait voir dans le n° 21 du second Livre de ma *Théorie analytique des probabilités* ⁽¹⁾, que si n est le nombre des éléments, on aura les n équations finales les plus propres à déterminer les éléments: 1° en multipliant chaque équation finale par son coefficient de z , et en réunissant toutes les équations résultantes de ces produits, ce qui donne

$$Sp^{(i)}\varepsilon^{(i)} = zSp^{(i)} + z'Sp^{(i)}q^{(i)} + z''Sp^{(i)}r^{(i)} + \dots - Sp^{(i)}\omega^{(i)},$$

le signe S indiquant la somme des quantités qu'il affecte, depuis $i = 0$ jusqu'à $i = s - 1$, s étant le nombre des observations ou des équations de condition; 2° en multipliant chaque équation de condition par son coefficient de z' ; ce qui donne, en réunissant ces produits,

$$Sq^{(i)}\varepsilon^{(i)} = zSq^{(i)}p^{(i)} + z'Sq^{(i)}q^{(i)} + z''Sq^{(i)}r^{(i)} + \dots - Sq^{(i)}\omega^{(i)},$$

et ainsi de suite. On résoudra ces équations en y supposant

$$Sp^{(i)}\varepsilon^{(i)} = 0, \quad Sq^{(i)}\varepsilon^{(i)} = 0, \quad Sr^{(i)}\varepsilon^{(i)} = 0, \quad \dots$$

et l'on aura les valeurs de $z, z', z'', \dots$ les plus avantageuses. Il résulte du numéro cité, que la probabilité de l'erreur u de la valeur

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, Tome VII, p. 327.

Oeuvres de L. — XIII.



de z ainsi déterminée, est de la forme $\frac{\sqrt{P}e^{-Pz^2}}{\sqrt{\pi}}$, c étant le nombre dont le logarithme hyperbolique est l'unité, et π étant le rapport de la circonférence au diamètre. En multipliant cette probabilité par $u du$, et prenant l'intégrale depuis $u=0$ jusqu'à u infini, on aura, par le numéro cité, ce que j'ai nommé dans ce numéro le *minimum* d'erreur à craindre; ce minimum est donc $\frac{1}{2\sqrt{\pi P}}$. J'ai donné dans le même numéro l'expression de ce minimum d'erreur; cette expression donnera donc la valeur de P , ou du poids du résultat; et l'on trouve que s'il n'y a qu'une correction ou élément z , on a

$$P = \frac{S p^{(1)^2}}{2 S t^{(1)^2}}.$$

S'il y a deux éléments z et z' , on aura la valeur de P , relative au premier élément, en changeant $S p^{(1)^2}$ dans $S p^{(1)^2} - \frac{(S p^{(1)} q^{(1)})^2}{S q^{(1)^2}}$, en faisant donc généralement

$$P = \frac{S}{2 S t^{(1)^2}} \frac{A}{B},$$

et désignant, pour abréger, $S p^{(1)^2}$ par $p^{(2)}$, $S p^{(1)} q^{(1)}$ par $p q$, $S q^{(1)^2}$ par $q^{(2)}$, on aura

$$\begin{aligned} A &= p^{(2)} q^{(2)} - \overline{p q}^2, \\ B &= q^{(2)}. \end{aligned}$$

S'il y a trois éléments z, z', z'' , on aura A en changeant, dans la valeur précédente de A , $p^{(2)}$ dans $p^{(2)} - \frac{p r^2}{r^{(2)}}$, $p q$ dans $p q - \frac{p r q r}{r^{(2)}}$, et $q^{(2)}$ dans $q^{(2)} - \frac{q r^2}{r^{(2)}}$, et multipliant le tout par $r^{(2)}$. On aura B en faisant les mêmes substitutions et la même multiplication relativement à la valeur précédente de B ; on a ainsi

$$\begin{aligned} A &= p^{(3)} q^{(3)} r^{(3)} - p^{(2)} q r^2 - q^{(2)} p r^2 - r^{(2)} p q^2 + 2 p q p r q r, \\ B &= q^{(3)} r^{(3)} - q r^2. \end{aligned}$$

S'il y a quatre éléments, on aura les valeurs de A et de B en changeant, dans les deux précédentes, $p^{(3)}$ dans $p^{(3)} - \frac{p t^2}{t^{(2)}}$, $p q$ dans $p q - \frac{p t q t}{t^{(2)}}$, ... et multipliant le tout par $t^{(2)}$, ce qui donne

$$\begin{aligned} A &= p^{(4)} q^{(4)} r^{(4)} t^{(4)} - p^{(3)} q^{(3)} r t^2 - p^{(2)} r^{(2)} q t^2 - p^{(2)} t^{(2)} q r^2 \\ &\quad - q^{(3)} r^{(3)} p t^2 - q^{(2)} t^{(2)} p r^2 - r^{(2)} t^{(2)} p q^2 \\ &\quad + p q r t^2 + p r q t^2 + p t q r^2 \\ &\quad + 2 p^{(3)} q r q t r t + 2 q^{(3)} p r p t r t \\ &\quad + 2 r^{(3)} p q p t q t + 2 t^{(3)} p q p r q r \\ &\quad - 2 p q p r q t r t - 2 p q p t q r r t - 2 p r p t q r q t, \end{aligned}$$

$$B = q^{(4)} r^{(4)} t^{(4)} - q^{(3)} r t^2 - r^{(3)} q t^2 - t^{(3)} q r^2 + 2 q r q t r t.$$

En continuant ainsi, on aura la valeur de P relative au premier élément, quel que soit le nombre des éléments. En y changeant p en q et q en p , on aura la valeur de P relative au second élément; p en r et r en p , on aura la valeur de P relative au troisième élément, et ainsi de suite.

La valeur de A devient plus compliquée à mesure que le nombre des éléments augmente; son expression pour six éléments est d'une longueur excessive, et son calcul numérique serait impraticable. Il vaut mieux alors avoir un procédé simple et régulier pour y parvenir; c'est ce que l'on obtient de la manière suivante:

Supposons qu'il y ait six éléments, et qu'ainsi l'équation de condition (1) soit de la forme

$$(2) \quad z^{(1)} = \lambda^{(1)} z^6 + \nu^{(1)} z^5 + t^{(1)} z^4 + r^{(1)} z^3 + q^{(1)} z^2 + p^{(1)} z - \omega^{(1)}.$$

En multipliant cette équation par $\lambda^{(1)}$, et réunissant les produits semblables, relatifs à toutes les équations de condition que l'équation (2) représente, on aura

$$S \lambda^{(1)} z^{(1)} = z^6 S \lambda^{(1)^2} + z^5 S \lambda^{(1)} \nu^{(1)} + z^4 S \lambda^{(1)} t^{(1)} + \dots - S \lambda^{(1)} \omega^{(1)}.$$



Par les conditions de la méthode la plus avantageuse, on a

$$S\lambda^{(i)}\varepsilon^{(i)} = 0,$$

l'équation précédente donnera donc

$$z^* = -z^{iv} \frac{S\lambda^{(i)}\varepsilon^{(i)}}{S\lambda^{(i)2}} - z^* \frac{S\lambda^{(i)}\varepsilon^{(i)}}{S\lambda^{(i)2}} - \dots + \frac{S\lambda^{(i)}\omega^{(i)}}{S\lambda^{(i)2}}.$$

En substituant cette valeur de z^* dans l'équation (2), on aura celle-ci

$$(3) \quad \begin{cases} \varepsilon^{(i)} = z^{iv} \left(\varepsilon^{(i)} - \lambda^{(i)} \frac{S\lambda^{(i)}\varepsilon^{(i)}}{S\lambda^{(i)2}} \right) \\ \quad + z^* \left(\varepsilon^{(i)} - \lambda^{(i)} \frac{S\lambda^{(i)}\varepsilon^{(i)}}{S\lambda^{(i)2}} \right) + \dots - \omega^{(i)} + \lambda^{(i)} \frac{S\lambda^{(i)}\omega^{(i)}}{S\lambda^{(i)2}}. \end{cases}$$

On a ainsi, en faisant successivement $i = 0, i = 1, \dots, i = s-1$, un nouveau système d'équations de condition, qui ne renferme plus que cinq éléments, $z^{iv}, z^*, \dots$

Faisons, pour abrégér,

$$\varepsilon_1^{(i)} = \varepsilon^{(i)} - \lambda^{(i)} \frac{S\lambda^{(i)}\varepsilon^{(i)}}{S\lambda^{(i)2}},$$

$$\varepsilon_1^{(i)} = \varepsilon^{(i)} - \lambda^{(i)} \frac{S\lambda^{(i)}\varepsilon^{(i)}}{S\lambda^{(i)2}},$$

$$\dots\dots\dots$$

$$\omega_1^{(i)} = \omega^{(i)} - \lambda^{(i)} \frac{S\lambda^{(i)}\omega^{(i)}}{S\lambda^{(i)2}},$$

l'équation (3) deviendra

$$(4) \quad \varepsilon^{(i)} = \varepsilon_1^{(i)} z^{iv} + \varepsilon_1^{(i)} z^* + r_1^{(i)} z^* + q_1^{(i)} z^* + p_1^{(i)} z - \omega_1^{(i)}.$$

En multipliant cette équation par $\varepsilon_1^{(i)}$, et réunissant les produits semblables, relatifs à toutes les équations que celle-ci représente, en observant ensuite que l'on a $S\varepsilon_1^{(i)}\varepsilon^{(i)} = 0$, en vertu des deux équations $S\lambda^{(i)}\varepsilon^{(i)} = 0$, $S\varepsilon_1^{(i)}\varepsilon^{(i)} = 0$, que donnent les conditions de la méthode la plus avantageuse, on aura

$$0 = z^{iv} S\varepsilon_1^{(i)2} + z^* S\varepsilon_1^{(i)}\varepsilon_1^{(i)} + \dots$$

Si l'on tire de cette équation la valeur de z^{iv} , on aura, en la substi-

tuant dans l'équation (4),

$$(5) \quad \varepsilon^{(i)} = \varepsilon_1^{(i)} z^* + r_1^{(i)} z^* + q_1^{(i)} z^* + p_1^{(i)} z - \omega_1^{(i)},$$

en faisant

$$\varepsilon_1^{(i)} = \varepsilon^{(i)} - \varepsilon_1^{(i)} \frac{S\varepsilon_1^{(i)}\varepsilon_1^{(i)}}{S\varepsilon_1^{(i)2}},$$

$$r_1^{(i)} = r^{(i)} - \varepsilon_1^{(i)} \frac{S\varepsilon_1^{(i)}r^{(i)}}{S\varepsilon_1^{(i)2}},$$

$$\dots\dots\dots$$

En multipliant encore l'équation (5) par $\varepsilon_1^{(i)}$, et réunissant les produits semblables relatifs à toutes les équations de condition représentées par l'équation (5), en observant ensuite que l'on a $S\varepsilon_1^{(i)}\varepsilon^{(i)} = 0$, en vertu des équations

$$S\lambda^{(i)}\varepsilon^{(i)} = 0, \quad S\varepsilon_1^{(i)}\varepsilon^{(i)} = 0, \quad S\varepsilon^{(i)}\varepsilon^{(i)} = 0,$$

on aura une équation d'où l'on tirera la valeur de z^* , qui, substituée dans l'équation (5), donnera

$$(6) \quad \varepsilon^{(i)} = r_1 z^* + q_1 z^* + p_1 z - \omega_1^{(i)},$$

en faisant

$$r_1 = r_1 - \varepsilon_1 \frac{S\varepsilon_1^{(i)}r_1^{(i)}}{S\varepsilon_1^{(i)2}}, \quad \dots\dots$$

En continuant ainsi, on parvient à une équation de la forme

$$(7) \quad \varepsilon^{(i)} = p_1^{(i)} z - \omega_1^{(i)}.$$

Il résulte du n° 20 du second Livre de ma *Théorie analytique des probabilités* (*) que si la valeur de z est déterminée par l'équation (7) et que u soit l'erreur de cette valeur, la probabilité de cette erreur est

$$\sqrt{\frac{2S p_1^{(i)2}}{2S \varepsilon^{(i)2}}} c^{\frac{2S p_1^{(i)2}}{2S \varepsilon^{(i)2}}};$$

on a donc

$$P = \frac{2S p_1^{(i)2}}{2S \varepsilon^{(i)2}}.$$

(*) *Oeuvres de Laplace*, t. VII, p. 318.



110 SUR L'APPLICATION DU CALCUL DES PROBABILITÉS

Maintenant il s'agit de former la quantité $Sp^{(0)}$. Pour cela, j'observe que les équations de condition, représentées par l'équation (2), donnent les six équations suivantes, en les multipliant d'abord par leur coefficient de z^v et les ajoutant, ensuite en les multipliant par leur coefficient de z^{iv} et les ajoutant, et ainsi de suite :

$$(A) \quad \begin{cases} \overline{\lambda\omega} = \lambda^{(1)} z^v + \overline{\lambda v} z^{iv} + \overline{\lambda t} z^v + \overline{\lambda r} z^v + \overline{\lambda q} z^v + \overline{\lambda p} z, \\ \overline{v\omega} = \overline{\lambda v} z^v + v^{(1)} z^{iv} + \overline{v t} z^v + \overline{v r} z^v + \overline{v q} z^v + \overline{v p} z, \\ \overline{t\omega} = \overline{\lambda t} z^v + \overline{v t} z^{iv} + t^{(1)} z^v + \overline{t r} z^v + \overline{t q} z^v + \overline{t p} z, \\ \overline{r\omega} = \overline{\lambda r} z^v + \overline{v r} z^{iv} + \overline{r t} z^v + r^{(1)} z^v + \overline{r q} z^v + \overline{r p} z, \\ \overline{q\omega} = \overline{\lambda q} z^v + \overline{v q} z^{iv} + \overline{q t} z^v + \overline{q r} z^v + q^{(1)} z^v + \overline{q p} z, \\ \overline{p\omega} = \overline{\lambda p} z^v + \overline{v p} z^{iv} + \overline{p t} z^v + \overline{p r} z^v + \overline{p q} z^v + p^{(1)} z. \end{cases}$$

On doit observer que, dans ces équations, on a

$$\lambda^{(1)} = S\lambda^{(1)}, \quad \overline{\lambda v} = S\lambda^{(1)} v^{(1)}, \quad \dots,$$

et ainsi du reste.

On formera de la même manière les cinq équations suivantes :

$$(B) \quad \begin{cases} \overline{v_1\omega_1} = v_1^{(1)} z^{iv} + \overline{v_1 t_1} z^v + \overline{v_1 r_1} z^v + \overline{v_1 q_1} z^v + \overline{v_1 p_1} z, \\ \overline{t_1\omega_1} = \overline{t_1 v_1} z^{iv} + t_1^{(1)} z^v + \overline{t_1 r_1} z^v + \overline{t_1 q_1} z^v + \overline{t_1 p_1} z, \\ \overline{r_1\omega_1} = \overline{r_1 v_1} z^{iv} + \overline{r_1 t_1} z^v + r_1^{(1)} z^v + \overline{r_1 q_1} z^v + \overline{r_1 p_1} z, \\ \overline{q_1\omega_1} = \overline{q_1 v_1} z^{iv} + \overline{q_1 t_1} z^v + \overline{q_1 r_1} z^v + q_1^{(1)} z^v + \overline{q_1 p_1} z, \\ \overline{p_1\omega_1} = \overline{p_1 v_1} z^{iv} + \overline{p_1 t_1} z^v + \overline{p_1 r_1} z^v + \overline{p_1 q_1} z^v + p_1^{(1)} z. \end{cases}$$

On aura les valeurs de $v_1^{(1)}$, $\overline{v_1 t_1}$, $\dots$, au moyen des coefficients des équations (A), en observant que

$$\begin{aligned} v_1^{(1)} &= v^{(1)} - \frac{\overline{\lambda v}}{\lambda^{(1)}}, & \overline{v_1 t_1} &= \overline{v t} - \frac{\overline{\lambda v} \overline{\lambda t}}{\lambda^{(1)}}, & \overline{v_1 r_1} &= \overline{v r} - \frac{\overline{\lambda v} \overline{\lambda r}}{\lambda^{(1)}}, & \dots, \\ t_1^{(1)} &= t^{(1)} - \frac{\overline{\lambda t}}{\lambda^{(1)}}, & \dots, & & \overline{v_1 \omega_1} &= \overline{v \omega} - \frac{\overline{\lambda v} \overline{\lambda \omega}}{\lambda^{(1)}}, & \dots \end{aligned}$$

A LA PHILOSOPHIE NATURELLE.

111

On formera de la même manière les quatre équations suivantes :

$$(C) \quad \begin{cases} \overline{t_2\omega_2} = t_2^{(1)} z^v + \overline{t_2 r_2} z^v + \overline{t_2 q_2} z^v + \overline{t_2 p_2} z, \\ \overline{r_2\omega_2} = \overline{r_2 t_2} z^v + r_2^{(1)} z^v + \overline{r_2 q_2} z^v + \overline{r_2 p_2} z, \\ \overline{q_2\omega_2} = \overline{q_2 t_2} z^v + \overline{q_2 r_2} z^v + q_2^{(1)} z^v + \overline{q_2 p_2} z, \\ \overline{p_2\omega_2} = \overline{p_2 t_2} z^v + \overline{p_2 r_2} z^v + \overline{p_2 q_2} z^v + p_2^{(1)} z. \end{cases}$$

où l'on a

$$\begin{aligned} t_2^{(1)} &= t_1^{(1)} - \frac{v_1 t_1}{v_1^{(1)}}, & \overline{t_2 r_2} &= \overline{t_1 r_1} - \frac{v_1 t_1 \overline{v_1 r_1}}{v_1^{(1)}}, \\ \overline{t_2 \omega_2} &= \overline{t_1 \omega_1} - \frac{v_1 t_1 \overline{v_1 \omega_1}}{v_1^{(1)}}, & \dots \end{aligned}$$

Comme on n'a plus ici que quatre éléments, on peut appliquer à ces équations les formules du n° 1, mais on peut continuer d'éliminer et former ainsi la valeur de $p_2^{(1)}$.

2. Pour appliquer cette méthode à un exemple, je prends les six équations suivantes :

$$\begin{aligned} 139z^v &+ 46,310z^{iv} + 1,1128z^v + 1,3371z^v + 5732z^v + 2602z &= -1002,900, \\ 46,310z^v &+ 21,543z^{iv} + 3,6213z^v + 1,2484z^v - 5459z^v + 696,13z &= -343,455, \\ 1,1128z^v &+ 3,6213z^{iv} + 57,1911z^v - 3,2252z^v - 39749,1z^v - 1959,0z &= -40,335, \\ 1,3371z^v &+ 1,2484z^{iv} - 3,2252z^v + 71,8720z^v - 153106,5z^v + 6788,2z &= 237,782, \\ 5732z^v &- 5459z^{iv} - 39749,1z^v - 153106,5z^v + 424865720z^v - 12729398z &= -738297,8, \\ 2602z^v &+ 696,13z^{iv} - 1959,0z^v + 6788,2z^v - 12729398z^v + 795938z &= 7212,6. \end{aligned}$$

Ces équations sont celles auxquelles M. Bouvard est parvenu par 129 tant oppositions que quadratures de Saturne, et dont il a conclu les corrections des éléments du mouvement de cette planète. z^v est la correction de la longitude moyenne, en 1750; z^{iv} est la correction séculaire du moyen mouvement; z^v est la correction de l'équation du centre; z^v est le produit de l'équation du centre par la correction du périhélie; z^v est la masse de Jupiter et z est celle d'Uranus. La seconde décimale est l'unité.



112 SUR L'APPLICATION DU CALCUL DES PROBABILITÉS

Au moyen de ces équations, qui sont renfermées dans le système (A), j'ai formé les cinq suivantes, renfermées dans le système (B) :

$$\begin{aligned} 4,9181z'' + 3,2217z'' + 0,7684z'' - 7513,2z' - 237,97z &= \dots, \\ 3,2217z'' + 57,1815z'' - 3,2367z'' - 39798,5z' - 1981,4z &= \dots, \\ 0,7684z'' - 3,2367z'' + 71,8581z'' - 153165,8z' + 6761,2z &= \dots, \\ -7513,2z'' - 39798,5z'' - 153165,8z'' + 424611921z' - 12844814z &= \dots, \\ -237,97z'' - 1981,4z'' + 6761,2z'' - 12844814z' + 743454z &= \dots \end{aligned}$$

De ces équations j'ai tiré les quatre suivantes, renfermées dans le système (C) :

$$\begin{aligned} 55,071z'' - 3,7401z'' - 34876,8z' - 1825,5z &= \dots, \\ -3,7401z'' + 71,7380z'' - 151992,0z' + 6798,4z &= \dots, \\ -34876,8z'' - 151992,0z'' + 413134287z' - 13208352z &= \dots, \\ -1825,5z'' + 6798,4z'' - 13208352z' + 731939z &= \dots \end{aligned}$$

Ces dernières équations m'ont conduit aux trois suivantes :

$$\begin{aligned} 71,4840z'' - 154360,6z'' + 6674,4z &= \dots, \\ -154360,6z'' + 391046641z' - 14364450z &= \dots, \\ 6674,4z'' + 14364450z'' + 671427z &= \dots \end{aligned}$$

Enfin, j'ai tiré de ce dernier système d'équations les deux suivantes :

$$\begin{aligned} 57724487z' + 48067z &= \dots, \\ 48067z' + 48244z &= \dots \end{aligned}$$

Je me suis arrêté à ce système parce qu'il est facile d'en conclure les valeurs de P, relatives aux deux éléments z' et z , que je désirais particulièrement connaître, et j'ai trouvé par les formules du n° 1, pour z' ,

$$P = \frac{s}{284^{(1)}} \left[57724487 - \frac{(48067)^2}{48244} \right],$$

et pour z ,

$$P = \frac{s}{284^{(1)}} \left[48244 - \frac{(48067)^2}{57724487} \right].$$

A LA PHILOSOPHIE NATURELLE.

113

Le nombre s des observations est ici 129, et M. Bouvard a trouvé

$$S_2^{(1)} = 31096,$$

on a donc, pour z' ,

$$\log P = 5,9778548,$$

et, pour z ,

$$\log P = 1,9999383.$$

La masse de Jupiter est

$$\frac{1}{1067,09} (1 + z'),$$

et M. Bouvard a trouvé $z' = -0,00332$, ce qui donne la masse de Jupiter égale à $\frac{1}{1070,5}$.

La probabilité que l'erreur de z' est comprise dans les limites $\pm U$, égale

$$\frac{\sqrt{P}}{\sqrt{\pi}} \int du e^{-P u^2},$$

l'intégrale étant prise dans les limites $u = \pm U$. On trouve ainsi la probabilité que l'erreur de la valeur de la masse de Jupiter, déterminée par M. Bouvard, est comprise dans les limites $\pm \frac{1}{150}$ de $\frac{1}{1067,09}$, égale à $\frac{900}{901}$, et la probabilité que cette erreur est comprise dans les limites $\pm \frac{1}{100}$ de $\frac{1}{1067,09}$, égale à $\frac{999307}{999308}$. La masse d'Uranus est

$$\frac{1}{19504} (1 + z),$$

et M. Bouvard a trouvé $z = 0,08848$, ce qui donne $\frac{1}{17918}$ pour la masse d'Uranus. La probabilité que l'erreur de la masse d'Uranus ainsi déterminée est comprise dans les limites $\pm \frac{1}{5}$ de $\frac{1}{19504}$, est $\frac{212,8}{213,8}$.

Relativement à la masse de Saturne, M. Bouvard l'a supposée, dans ses équations de condition du mouvement de Jupiter en longi-



tude, égale à

$$\frac{1+z}{3534,08}$$

et il a trouvé $z = 0,00633$, ce qui donne $\frac{1}{3512}$ pour la masse de Saturne. En appliquant mes formules à ces équations de condition, je trouve

$$\log P = 4,8851146.$$

La probabilité que la masse de Saturne ainsi déterminée est dans les limites $\pm \frac{1}{100}$ de $\frac{1}{3534,08}$, égale $\frac{11170}{11171}$.

3. Appliquons encore les formules de probabilité aux observations du pendule à secondes.

En représentant par z' la longueur du pendule à l'équateur, par $p^{(i)}$ le carré du sinus de latitude, et par z son coefficient dans la loi de la pesanteur, M. Mathieu a formé, en comparant à cette loi les trente-sept observations dont j'ai parlé ci-dessus, trente-sept équations de condition de la forme

$$z^{(i)} = z p^{(i)} + z' - g^{(i)},$$

En les résolvant par la méthode la plus avantageuse, il en a tiré deux équations finales qui lui ont donné les valeurs de z et z' , et il en a déduit, pour l'expression de la longueur du pendule,

$$(a) \quad 1,0000043162 + 0,0055188 p^{(i)}.$$

Dans cette expression, la longueur du pendule n'est comparée à aucune de nos mesures linéaires, parce que les observations, telles que M. Mathieu les a considérées, ne sont, à proprement parler, que celles du nombre des oscillations diurnes qu'un même pendule a faites dans les divers lieux. Il faut donc, pour avoir en mesures linéaires la longueur du pendule à secondes décimales, comparer cette longueur à ces mesures, dans un lieu donné. C'est ce que Borda a exécuté avec un soin et une précision extrêmes, à l'Observatoire de Paris, où il a trouvé cette longueur égale à $0^m,741887$.

De là j'ai conclu, pour l'expression générale de la longueur de ce pendule,

$$0^m,739505 + 0^m,0040780 p^{(i)}.$$

Maintenant, pour avoir la probabilité que le coefficient de $p^{(i)}$ ou de la loi de la pesanteur est compris dans les limites données, il faut connaître les valeurs de $Sp^{(i)}$, $S p^{(i)^2}$ et $S z^{(i)}$. M. Mathieu a trouvé

$$Sp^{(i)} = 14,555136,$$

$$S p^{(i)^2} = 7,9569564,$$

$$S z^{(i)} = 0,0000003890182.$$

On a d'ailleurs ici $q^{(i)} = 1$; ce qui donne $S q^{(i)} = s$, s étant le nombre des observations qui, dans le cas présent, est égal à trente-sept. Cela posé, j'observe que si l'on nomme u et u' les erreurs simultanées des valeurs de z et z' , déterminées par la méthode la plus avantageuse, la probabilité de ces erreurs est, par le n° 21 du second Livre de ma *Théorie analytique des probabilités* ⁽¹⁾, proportionnelle à l'exponentielle

$$\frac{-(F u^2 + 2 G u u' + H u'^2)}{2 \pi S q^{(i)}},$$

et l'on a, par le même numéro,

$$F = S p^{(i)^3} [s S p^{(i)} - (S p^{(i)})^2],$$

$$G = S p^{(i)} [s S p^{(i)^2} - (S p^{(i)})^2],$$

$$H = s [s S p^{(i)^2} - (S p^{(i)})^2],$$

$$E = s S p^{(i)^2} - (S p^{(i)})^2,$$

ce qui change l'exponentielle précédente dans celle-ci

$$\frac{-\{u^2 S p^{(i)^3} + 2 u u' S p^{(i)^2} + u'^2 s\}}{2 \pi S q^{(i)}}.$$

Mais, si l'on prend pour unité la longueur du pendule à l'équateur, il faudra diviser la formule (a) par son premier terme, et alors

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, Tome VII, p. 327.



elle devient à fort peu près

$$(b) \quad 1 = 0,0055145 p^{(1)}.$$

On voit aussi que l'erreur de ce nouveau coefficient de $p^{(1)}$ est $u - u'$, nous la désignerons par t , en sorte que $u - u' = t$. En faisant de plus

$$P = \frac{[sSp^{(1)} - (Sp^{(1)})^2]s}{(Sp^{(1)} + 2Sp^{(1)} + s)2Se^{(1)}},$$

$$t' = u - \frac{t(Sp^{(1)} + s)}{Sp^{(1)} + 2Sp^{(1)} + s},$$

l'exponentielle précédente devient

$$e^{-Pe^{-\frac{s(Sp^{(1)} + 2Sp^{(1)} + s)t'}{2Se^{(1)}}}}.$$

En multipliant cette exponentielle par $dt dt'$, en l'intégrant par rapport à t' , depuis $t' = -\infty$ jusqu'à $t' = \infty$, et relativement à t , dans des limites données; enfin, en divisant cette double intégrale par la même double intégrale, prise relativement à t et à t' depuis $-\infty$ jusqu'à $+\infty$, on aura la probabilité que la valeur de t est comprise dans les limites données. L'expression de cette probabilité sera ainsi

$$\frac{\sqrt{P} \int dt e^{-Pe^{-\frac{s(Sp^{(1)} + 2Sp^{(1)} + s)t'}{2Se^{(1)}}}}}{\sqrt{\pi}}.$$

Les valeurs précédentes de s , $Sp^{(1)}$, $Sp^{(1)}$ et $Se^{(1)}$ donnent

$$\log P = 7,3884431.$$

Au moyen de cette valeur de $\log P$, on peut déterminer la probabilité que le vrai coefficient de $p^{(1)}$, dans la formule (b), est compris dans des limites données. Je trouve ainsi que la probabilité qu'il est compris entre 0,0050145 et 0,0060145 est $\frac{1}{2128,1}$.

CALCUL DES PROBABILITÉS

A LA PHILOSOPHIE NATURELLE.

Connaissance des Temps pour l'an 1818; 1815.

J'ai donné, dans ma *Théorie analytique des probabilités* et dans ce qui précède, des formules générales pour avoir la probabilité que les erreurs des résultats obtenus par l'ensemble d'un grand nombre d'observations, et déterminées par la méthode la plus avantageuse, sont comprises dans des limites données. L'avantage de ces formules est d'être indépendantes de la loi de probabilité des erreurs des observations, loi toujours inconnue et qui ne permet pas de réduire en nombres les expressions qui la renferment. Je suis heureusement parvenu à éliminer de mes formules le facteur $\frac{2K^2}{k} a^2 s$, qui dépend de cette loi, en observant que le nombre s des observations étant fort grand, ce facteur est très probablement égal à la somme des carrés des erreurs des observations, et que cette somme est très probablement la somme des carrés des restes des équations de condition, lorsqu'on y a substitué les éléments déterminés par la méthode la plus avantageuse. Je suppose que l'on a sous les yeux les nos 19, 20 et 21 du second Livre de ma *Théorie analytique des probabilités* ⁽¹⁾. L'importance de ces formules dans la philosophie naturelle exige que

⁽¹⁾ Œuvres de Laplace, T. VII.



l'incertitude qu'elles peuvent laisser soit dissipée, et la seule qui reste encore est relative aux égalités dont je viens de parler. Je me propose ici d'éclaircir ce point délicat de la théorie des probabilités et de faire voir que ces égalités peuvent être employées sans erreur sensible.

La somme des carrés des erreurs des observations étant supposée égale à $\frac{2k^2}{k} a^2 s + a^2 r \sqrt{s}$, la probabilité que la valeur de r est comprise dans les limites données est, par le n° 19 cité,

$$\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\frac{r\sqrt{s}}{2}}^{\frac{r\sqrt{s}}{2}} e^{-\frac{t^2}{2}} dt,$$

l'intégrale étant prise dans les limites données. Représentons l'équation générale de condition des éléments $z, z', \dots$ par celle-ci :

$$z^{(i)} = p^{(i)} z + q^{(i)} z' + \dots + z^{(i)},$$

$z^{(i)}$ étant l'erreur de l'observation. Les éléments $z, z', \dots$ étant déterminés par la méthode la plus avantageuse, désignons par $u, u', \dots$ leurs erreurs, nous aurons, en nommant $z^{(i)}$ le reste de la fonction

$$p^{(i)} z + q^{(i)} z' + \dots + z^{(i)},$$

lorsqu'on y a substitué pour $z, z', \dots$ leurs valeurs ainsi déterminées

$$z^{(i)} = z^{(i)} + p^{(i)} u + q^{(i)} u' + \dots,$$

ce qui donne

$$S z^{(i)} = S z^{(i)} + 2 S z^{(i)} (p^{(i)} u + q^{(i)} u' + \dots) + S (p^{(i)} u + q^{(i)} u' + \dots)^2,$$

le signe intégral S s'étendant à toutes les valeurs de i , depuis $i = 0$ jusqu'à $i = s - 1$. Mais, par les conditions de la méthode la plus avantageuse, on a

$$S p^{(i)} z^{(i)} = 0, \quad S q^{(i)} z^{(i)} = 0, \quad \dots;$$

on a donc

$$S z^{(i)} = S z^{(i)} + S (p^{(i)} u + q^{(i)} u' + \dots)^2.$$

En comparant cette valeur de $S z^{(i)}$ à sa valeur précédente

$$\frac{2k^2}{k} a^2 s + a^2 r \sqrt{s},$$

on aura

$$a^2 r \sqrt{s} = S z^{(i)} = \frac{2k^2}{k} a^2 s + S (p^{(i)} u + q^{(i)} u' + \dots)^2.$$

Faisons

$$S z^{(i)} = \frac{2k^2}{k} a^2 s = t \sqrt{s},$$

$$u = \frac{v}{\sqrt{s}}, \quad u' = \frac{v'}{\sqrt{s}}, \quad \dots,$$

nous aurons

$$a^2 r = t + \frac{S (p^{(i)} v + q^{(i)} v' + \dots)^2}{s \sqrt{s}};$$

l'exponentielle $e^{-\frac{t^2}{2}}$ devient ainsi

$$e^{-\frac{t^2}{2}} \left[1 + \frac{S (p^{(i)} v + q^{(i)} v' + \dots)^2}{s \sqrt{s}} \right];$$

ainsi la probabilité de t est proportionnelle à cette exponentielle.

La probabilité de l'existence simultanée des quantités $u, u', \dots$ est, par le n° 21 du second Livre de la *Théorie analytique des probabilités*, proportionnelle à l'exponentielle

$$e^{-\frac{k}{2k^2 a^2 s} S (p^{(i)} v + q^{(i)} v' + \dots)^2},$$

la probabilité de l'existence simultanée de $t, v, v', \dots$ est donc proportionnelle à

$$e^{-\frac{t^2}{2}} \left[1 + \frac{S (p^{(i)} v + q^{(i)} v' + \dots)^2}{s \sqrt{s}} \right] e^{-\frac{k}{2k^2 a^2 s} S (p^{(i)} v + q^{(i)} v' + \dots)^2}.$$

En substituant pour $\frac{4k^2 a^2 s}{k}$ sa valeur $2 S z^{(i)} = 2 t \sqrt{s}$, cette exponentielle se réduit, en négligeant les termes de l'ordre $\frac{1}{s}$, à la fonction suivante :

$$\left[1 - \frac{t \sqrt{s}}{2 (S z^{(i)})^2} S (p^{(i)} v + \dots)^2 \right] e^{-\frac{t^2}{2}} \left[1 + \frac{S (p^{(i)} v + q^{(i)} v' + \dots)^2}{s \sqrt{s}} \right] e^{-\frac{S (p^{(i)} v + q^{(i)} v' + \dots)^2}{2 S S z^{(i)2}}},$$

Maintenant, pour avoir la probabilité que la valeur de v est comprise dans des limites données, il faut : 1° multiplier cette fonction



par $dt dv dv' \dots$; 2° prendre l'intégrale du produit, pour toutes les valeurs possibles de $t, v, \dots$ et, par rapport à v , intégrer seulement dans les limites données; 3° diviser le tout par cette même intégrale, prise par rapport à toutes les valeurs possibles de $t, v, v', \dots$. La valeur inconnue de $\frac{2k^2 a^2 s}{k}$ pouvant varier depuis zéro jusqu'à l'infini, la valeur de t peut varier depuis $\frac{S z^{(1)2}}{\sqrt{s}}$ jusqu'à l'infini négatif, et comme $S z^{(1)2}$ est de l'ordre de s , t peut varier depuis l'infini négatif jusqu'à une valeur positive de l'ordre $\sqrt{s}$; l'exponentielle précédente deviendra donc, à l'extrémité de l'intégrale prise par rapport à t , de la forme $e^{-v'}$, et pourra être négligée à cause de la grandeur supposée à s ; ainsi l'on peut prendre l'intégrale relative à t , depuis $t = -\infty$ jusqu'à $t = \infty$. Pareillement les intégrales relatives à $v, v', \dots$ peuvent être prises dans les mêmes limites. Si l'on fait

$$t + \frac{S(p^{(1)}v + q^{(1)}v' + \dots)^2}{2\sqrt{s}} = z;$$

l'intégrale relative à z pourra être prise, par rapport à z , depuis $z = -\infty$ jusqu'à $z = \infty$.

De là il est facile de conclure que la probabilité que v est compris dans des limites données est égale à l'intégrale

$$\int dv dv' \dots e^{-\frac{S(p^{(1)}v + q^{(1)}v' + \dots)^2}{2\sqrt{s}}} \left\{ 1 + \frac{[S(p^{(1)}v + q^{(1)}v' + \dots)^2]^2}{2(Sz^{(1)2})^2 s} \right\},$$

l'intégrale étant prise depuis $v, v', \dots$ égaux à $-\infty$ jusqu'à leurs valeurs infinies et, par rapport à v , dans les limites données, et étant divisée par la même intégrale étendue aux valeurs infinies positives et négatives de $v, v', v', \dots$.

La considération de la différence entre $\frac{2k^2 a^2 s}{k}$ et $S z^{(1)2}$ n'introduit donc, dans l'expression de la probabilité dont il s'agit, qu'un terme de l'ordre $\frac{1}{s}$, ordre que je me suis permis de négliger dans l'Ouvrage cité, vu la grandeur supposée à s .

LONGUEUR DU PENDULE A SECONDES ⁽¹⁾.

Connaissance des Temps pour l'an 1820; 1817.

La variation de la pesanteur est le phénomène le plus propre à nous éclairer sur la constitution de la Terre. Les causes dont elle dépend ne sont pas limitées aux parties voisines de la surface terrestre; elles s'étendent aux couches les plus profondes, en sorte qu'une irrégularité un peu considérable dans une couche située à mille lieues de profondeur deviendrait sensible sur la longueur du pendule à secondes. On conçoit que plus cette irrégularité serait profonde, plus son effet s'étendrait au loin sur la Terre. On pourrait ainsi juger de sa profondeur par l'étendue de l'irrégularité correspondante dans la longueur du pendule. Il est donc bien important de donner aux observations de cette longueur une précision telle que l'on soit assuré que les anomalies observées ne sont point dues aux erreurs dont elles sont susceptibles. Déjà l'on a fait sur cet objet un grand nombre d'expériences dans les deux hémisphères, et, quoiqu'elles laissent beaucoup à désirer, cependant leur marche régulière et conforme à la théorie de la pesanteur indique évidemment, dans les couches terrestres, une symétrie qu'elles n'ont pu acquérir que dans un état primitif de fluidité, état que la chaleur seule a pu donner à la Terre entière. Les difficultés que présente la mesure du pendule disparaissent en grande partie lorsqu'on transporte le même

⁽¹⁾ Lu à l'Académie des Sciences, le 28 octobre 1816.



pendule sur différents points de la surface terrestre. A la vérité, on n'obtient ainsi que les rapports des longueurs du pendule à secondes dans ces lieux divers; mais il suffit, pour en conclure les longueurs absolues, de mesurer avec soin sa longueur dans un de ces lieux. Parmi toutes les mesures absolues, celle que nous devons à Borda me paraît être la plus exacte, soit par le procédé dont il a fait usage et par les précautions qu'il a prises, soit par la longueur du pendule qu'il a fait osciller, soit par le grand nombre de ses expériences, soit enfin par la précision qui caractérisait cet excellent observateur. Le peu de différence qu'offrent les résultats de vingt expériences ne laisse aucun doute sur l'exactitude du résultat moyen. En leur appliquant mes formules de probabilité, je trouve qu'une erreur d'un centième de millimètre serait d'une invraisemblance extrême, si l'on était bien sûr qu'il n'y a point eu de cause constante d'erreur.

En examinant avec attention l'ingénieux appareil de Borda, on aperçoit une de ces causes, dont l'effet, quoique très petit, n'est point à négliger dans une recherche aussi délicate. Cet appareil est composé de ces trois parties : 1° Un couteau, dont le tranchant s'appuie sur un plan horizontal, est traversé dans son milieu, perpendiculairement à ce tranchant, par une petite verge qui, dans sa partie supérieure, porte un poids que l'on peut faire glisser à volonté, pour donner à cette partie de l'appareil, prise isolément, la même durée d'oscillation qu'à l'appareil entier; 2° Un fil métallique très mince et d'un diamètre égal dans toute sa longueur, est suspendu par son extrémité supérieure à l'extrémité inférieure de la verge dont je viens de parler; il est attaché par son extrémité inférieure à une petite calotte dont la concavité recouvre la partie supérieure d'une boule de métal et y adhère par la pression de l'atmosphère et par un léger enduit étendu sur cette partie de la boule. Le fil forme la seconde partie de l'appareil : la calotte et la boule en forment la troisième partie.

On a jusqu'ici supposé dans le calcul que le tranchant du couteau est infiniment mince; mais, en le considérant avec une loupe, il pré-

sente la forme d'un demi-cylindre dont le rayon surpasse un centième de millimètre. Un premier aperçu porte à croire qu'il faut ajouter ce rayon à la longueur du pendule, mais, en y réfléchissant, on reconnaît facilement que cette addition serait fautive. En effet, le pendule oscille à chaque instant autour des points de contact du cylindre avec le plan, et ces points varient sans cesse; il n'y a donc que le calcul des forces que le pendule éprouve par l'action de la pesanteur, et par le frottement du couteau sur le plan, qui puisse faire connaître la correction due au rayon du cylindre. En faisant ce calcul dans la supposition que le couteau ne glisse point sur le plan, je parviens à ce résultat singulier, savoir qu'au lieu d'ajouter le rayon du cylindre à la longueur du pendule, il faut l'en retrancher. Cette correction est d'autant moins sensible sur la longueur du pendule à secondes que le pendule mis en oscillations est plus long; dans les expériences de Borda, elle se réduit au quart du rayon du cylindre; elle surpasse ce rayon dans celles que MM. Bouvard, Biot et Mathieu ont faites à l'Observatoire royal, avec un appareil beaucoup plus court; par conséquent ces observateurs ont dû trouver, et ont trouvé en effet, une longueur du pendule à secondes plus grande que celle de Borda d'environ deux centièmes de millimètre. Il est remarquable qu'en appliquant la correction précédente au résultat de ces deux mesures, leur différence soit réduite au-dessous d'un demi-centième de millimètre, ce qui prouve à la fois l'exactitude des expériences et la précision de l'appareil imaginé par Borda, précision qu'il sera bien difficile de surpasser.

Si le tranchant du couteau glissait sur le plan qui le soutient, la correction dépendrait de la loi de résistance du frottement, et il deviendrait presque impossible de la déterminer. Il est donc utile de laisser sur ce plan de légères aspérités qui ne permettent pas au couteau de glisser. Il convient, de plus, de n'imprimer au pendule que des oscillations assez petites pour que les points du tranchant, en contact avec le plan, ne puissent pas surmonter le frottement qu'ils éprouvent.



La démonstration des résultats précédents m'a conduit à examiner avec un soin particulier la nature du pendule composé que forme l'appareil de Borda et la formule donnée par ce savant géomètre pour conclure, de la durée de ses oscillations, la longueur du pendule simple qui bat les secondes. Borda considérait son appareil comme formant une masse dont toutes les parties sont fixement liées entre elles; cependant il est composé de trois parties distinctes, qui peuvent osciller les unes autour des autres; il est donc nécessaire, dans une matière aussi délicate et où l'on veut atteindre à la précision d'un centième de millimètre, d'apprécier l'influence de cette mobilité respective des parties de l'appareil sur la durée des oscillations. C'est ce que je fais dans l'analyse suivante, de laquelle il résulte que la mobilité respective des trois parties de l'appareil et la flexibilité du fil n'ont aucune influence sensible sur la durée des retours du centre de la boule à la verticale, et qu'ainsi l'on peut calculer cette durée comme si le fil était inflexible et fixement attaché aux deux autres parties de l'appareil. On obtiendra plus de précision dans le résultat si l'on emploie, comme Borda l'a fait, un fil d'une grande longueur; si, pour mettre le pendule en mouvement, on l'écarte un peu de la verticale, de manière que le centre de la boule, le fil et le point de suspension soient sur une même droite, et qu'ensuite on abandonne le pendule à l'action de la pesanteur; enfin, si l'on rend le plus égales qu'il est possible les durées des oscillations de l'appareil entier et de sa première partie prise isolément.

1. Concevons que le tranchant du couteau forme un demi-cylindre dont r soit le rayon. Nommons dm une molécule de cette partie de l'appareil; z sa distance à l'axe du cylindre; γ l'angle que le plan qui passe par cette molécule et par l'axe du cylindre forme avec le plan passant par le même axe et par le centre de gravité de la partie de l'appareil, plan qui passe également par l'axe de la petite verge de cette partie. Soit encore φ l'angle que ce dernier plan fait avec le plan vertical passant par l'axe du cylindre. Désignons par X la dis-

tance de cet axe à un plan fixe vertical qui lui soit parallèle. Nommons enfin g la pesanteur et dt l'élément du temps.

La distance de la molécule dm au plan fixe vertical sera

$$X + z \sin(\varphi + \gamma),$$

et sa distance au plan fixe horizontal passant par l'axe du cylindre sera

$$z \cos(\varphi + \gamma).$$

En désignant donc par δ une variation arbitraire, la somme des forces détruites à chaque instant dans la première partie de l'appareil, et multipliées chacune par l'élément de sa direction, sera à très peu près, en négligeant les quantités de l'ordre φ^2 , φ étant supposé très petit,

$$\begin{aligned} & -\delta\varphi \left[\frac{d^2\varphi}{dt^2} \int z^2 dm + \frac{d^2X}{dt^2} \int z dm \cos(\varphi + \gamma) + g \int z dm \sin(\varphi + \gamma) \right], \\ & -\delta X \left[\frac{d^2\varphi}{dt^2} \int z dm \cos(\varphi + \gamma) + m \frac{d^2X}{dt^2} \right], \end{aligned}$$

m étant la masse entière de la première partie de l'appareil.

On a, par la nature du centre de gravité,

$$\int z dm \sin \gamma = 0, \quad \int z dm \cos \gamma = ml,$$

l étant la distance du centre de gravité à l'axe du cylindre; la fonction précédente devient ainsi

$$\begin{aligned} & -\delta\varphi \left(\frac{d^2\varphi}{dt^2} \int z^2 dm + lm \frac{d^2X}{dt^2} \cos \varphi + g lm \sin \varphi \right), \\ & -\delta X \left(m \frac{d^2X}{dt^2} + ml \frac{d^2\varphi}{dt^2} \cos \varphi \right), \end{aligned}$$

quantité qui, en négligeant les termes de l'ordre φ^2 , se réduit à

$$\begin{aligned} & -\delta\varphi \left(\frac{d^2\varphi}{dt^2} \int z^2 dm + ml \frac{d^2X}{dt^2} + g ml \varphi \right), \\ & -\delta X \left(m \frac{d^2X}{dt^2} + ml \frac{d^2\varphi}{dt^2} \right). \end{aligned}$$

La première partie de l'appareil est encore assujettie à la résistance

que le plan sur lequel appuie le tranchant du couteau oppose à son déplacement. Je nomme T cette résistance. Sa direction est opposée au mouvement des points du couteau en contact avec le plan. La variation de cette direction est donc $-(r\delta\varphi + \delta X)$; ainsi le produit de la force T par l'élément de sa direction est

$$-T(r\delta\varphi + \delta X).$$

Si la force de résistance est telle que le tranchant ne puisse pas glisser sur le plan, alors $r\delta\varphi + \delta X$ est nul, ce qui fait disparaître le produit précédent. De plus, les deux variables X et φ ne sont plus indépendantes et l'on a entre elles l'équation

$$dX = -r d\varphi,$$

d'où l'on tire

$$\frac{d^2 X}{dt^2} = -r \frac{d^2 \varphi}{dt^2};$$

la somme de toutes les forces dont la première partie de l'appareil est animée, et multipliées par les éléments de leurs directions, devient ainsi

$$-\delta\varphi \left[\left(\int z^2 dm - 2mlr + mr^2 \right) \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + gml\varphi \right].$$

2. Considérons maintenant la seconde partie de l'appareil. Elle est, comme on l'a vu, formée d'un fil attaché, par son extrémité supérieure, à l'extrémité inférieure de la verge de la première partie de l'appareil, et tenant suspendue à son extrémité inférieure la troisième partie de l'appareil. Concevons ce fil comme formé d'une infinité de petits poids égaux, représentés par dm' , et séparés par des intervalles égaux entre eux et à l'élément ds du fil. Nommons a la distance de l'extrémité supérieure du fil à l'axe du cylindre formant le tranchant du couteau. Nommons encore h la longueur totale du fil et s sa longueur prise depuis son extrémité supérieure jusqu'à la molécule i^{me} . La distance de cette molécule au plan vertical fixe considéré dans le numéro précédent sera $X + a\varphi + x$, x étant la distance de la molé-

cule à la verticale qui passe par l'extrémité supérieure du fil. La somme des forces détruites dans la molécule, et multipliées respectivement par les éléments de leurs directions, sera donc

$$- \left[(a-r) \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{d^2 x}{dt^2} \right] dm' [(a-r)\delta\varphi + \delta x].$$

En faisant $dm' = \rho ds$ et désignant par le signe S une intégrale étendue à toutes les molécules du fil, la somme des forces détruites dans le fil entier, et multipliées par les éléments de leurs directions, sera

$$\begin{aligned} &-(a-r)^2 m' \delta\varphi \frac{d^2 \varphi}{dt^2} - (a-r) \delta\varphi S \rho ds \frac{d^2 x}{dt^2}, \\ &-(a-r) \frac{d^2 \varphi}{dt^2} S \rho ds \delta x - S \rho ds \frac{d^2 x}{dt^2} \delta x. \end{aligned}$$

Les molécules du fil pouvant osciller les unes autour des autres, il faut considérer séparément chacune de ces oscillations. Pour cela, je nomme $\psi^{(i)}$ l'angle que l'élément ds , placé à la distance s ou $i ds$ de l'origine du fil, fait avec la verticale. On aura $dx = \psi^{(i)} ds$, $\psi^{(i)}$ étant supposé fort petit. On aura donc $x = \int \psi^{(i)} ds$; ce qui donne, en n'ayant égard qu'à la variation $\delta\psi^{(i)}$,

$$S \delta x = (h-s) \delta\psi^{(i)};$$

car $\psi^{(i)}$ ne commence à s'introduire, dans la valeur de x , qu'à la distance s de l'origine du fil, et il entre dans toutes les valeurs de x , depuis $s = s$ jusqu'à $s = h$. On voit de la même manière que

$$\int \frac{d^2 x}{dt^2} \delta x = \delta\psi^{(i)} \int ds \frac{d^2 x}{dt^2},$$

l'intégrale étant prise depuis $s = s$ jusqu'à $s = h$. La somme précédente devient ainsi

$$\begin{aligned} &-(a-r)^2 m' \delta\varphi \frac{d^2 \varphi}{dt^2} - (a-r) \delta\varphi S \rho ds \frac{d^2 x}{dt^2}, \\ &-\sum \delta\psi^{(i)} ds \left[(a-r) \rho (h-s) \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \int \rho ds \frac{d^2 x}{dt^2} \right], \end{aligned}$$



le signe intégral Σ se rapportant à toutes les valeurs de i , depuis $i = 0$ jusqu'à $i = \frac{h}{ds}$.

Si l'on nomme y la distance de la molécule ρds au plan horizontal passant par l'axe du demi-cylindre qui forme le tranchant du couteau, la somme des actions de la pesanteur sur le fil entier, multipliées par les variations de leurs directions, sera $Sg\rho ds dy$. Si l'on n'a égard qu'à la variation de φ , on a

$$\delta y = -a\varphi\delta\varphi;$$

l'intégrale précédente devient ainsi

$$-ag\rho h\varphi\delta\varphi.$$

La variation δy dépend encore de la variation $\delta\psi^{(i)}$. En effet, on a

$$dy = ds \cos \psi^{(i)} = ds \left(1 - \frac{1}{2} \psi^{(i)2}\right).$$

De là il est facile de conclure que l'intégrale $Sg\rho ds dy$ contient le terme

$$-g\rho(h-s)\psi^{(i)}\delta\psi^{(i)}ds.$$

La somme des actions de la pesanteur sur le fil, multipliées par les éléments de leurs directions, est donc

$$-g\rho h a \varphi \delta \varphi - \Sigma \delta \psi^{(i)} ds g \rho (h-s) \psi^{(i)}.$$

3. Il nous reste maintenant à considérer la troisième partie de l'appareil. Soient M la masse de cette partie; L la distance de son centre de gravité au point de suspension par le fil. Soit φ' l'angle formé par un plan vertical mené par ce point et par le centre de gravité de M , perpendiculairement au plan d'oscillation du pendule. Soient encore z la distance d'une molécule dM de la masse M , à l'axe passant par son point de suspension, perpendiculairement au plan d'oscillation, et $\varphi' + \gamma'$ l'angle que forme z avec la verticale. Nommons enfin x' la distance de l'extrémité inférieure du fil à la verticale qui passe par l'ex-

trémité supérieure. Cela posé, la somme des forces détruites dans la masse M sera

$$\begin{aligned} & -S' \left[\frac{d^2 X}{dt^2} + a \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{d^2 x'}{dt^2} \right] dM \left[\begin{aligned} & \partial X + a \partial \varphi + \partial x' \\ & + z \partial \varphi' \cos(\varphi' + \gamma') \end{aligned} \right] \\ & -S' \left[z \frac{d^2 \varphi'}{dt^2} \sin(\varphi' + \gamma') \right] dM \partial \varphi' z \sin(\varphi' + \gamma'), \end{aligned}$$

le signe S' se rapportant à toutes les molécules de la masse M . On a, par la nature du centre de gravité,

$$S'z dM \sin \gamma' = 0, \quad S'z dM \cos \gamma' = ML,$$

L étant la distance du centre de gravité de la masse M à son point de suspension par le fil. En substituant au lieu de ∂X , $-r\delta\varphi$, et au lieu de $\partial x'$, $\Sigma \delta\psi^{(i)} ds$, la somme précédente devient

$$\begin{aligned} & -M \left[(a-r) \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{d^2 x'}{dt^2} + L \frac{d^2 \varphi'}{dt^2} \right] [(a-r)\delta\varphi + \Sigma \delta\psi^{(i)} ds], \\ & -\{ML \left[(a-r) \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{d^2 x'}{dt^2} \right] + \frac{d^2 \varphi'}{dt^2} S'z^2 dM\} \delta\varphi'. \end{aligned}$$

On a ensuite, pour la somme des actions de la pesanteur sur la masse M , multipliées par les éléments de leurs directions,

$$-gM(a\varphi\delta\varphi + L\varphi'\delta\varphi') - gM\Sigma\psi^{(i)} ds \delta\psi^{(i)}.$$

Maintenant la somme des forces détruites et des actions de la pesanteur, multipliées par les éléments de leurs directions, doit être nulle en vertu du principe des vitesses virtuelles; en formant donc cette somme et en y égalant d'abord à zéro le coefficient de $\delta\varphi$, on aura, en négligeant les termes de l'ordre r^2 et observant que $\rho h = m'$,

$$(1) \quad \left\{ \begin{aligned} 0 &= \left(\int z^2 dm - 2mLr \right) \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + (M+m')(a-r)^2 \frac{d^2 \varphi}{dt^2} \\ &+ ML(a-r) \frac{d^2 \varphi'}{dt^2} + M(a-r) \frac{d^2 x'}{dt^2} + (a-r) S \rho ds \frac{d^2 x}{dt^2} \\ &+ gml\varphi + ag(M+m')\varphi; \end{aligned} \right.$$



en égalant à zéro le coefficient de $\delta\varphi'$, on aura

$$(2) \quad 0 = ML \left[(a-r) \frac{d^2\varphi}{dt^2} + g\varphi' + \frac{d^2x'}{dt^2} \right] + \frac{d^2\varphi'}{dt^2} S' z^2 dM;$$

enfin en égalant à zéro le coefficient de $\delta\psi^{(i)}$, on aura

$$0 = (a-r)\rho(h-s) \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \int \rho ds \frac{d^2x}{dt^2} + g\rho(h-s)\psi^{(i)} \\ + M \left[(a-r) \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{d^2x'}{dt^2} + L \frac{d^2\varphi'}{dt^2} + g\psi^{(i)} \right].$$

La masse M étant beaucoup plus grande que celle du fil, nous désignerons par α le rapport de celle-ci à la première. En négligeant les termes de l'ordre α , cette dernière équation donnera, pour $\psi^{(i)}$, une valeur indépendante de i et qui sera par conséquent la même pour toutes les valeurs de i ; elle sera évidemment égale à très peu près à $\frac{x'}{h}$, c'est-à-dire que le fil, par la tension du poids M , forme à très peu près une ligne droite, ce que l'on voit d'ailleurs *a priori*. En substituant donc $\frac{x'}{h}$ pour $\psi^{(i)}$ dans les termes de cette équation dépendants de la masse du fil, et en y faisant $x = \frac{sx'}{h}$, cette équation donnera aux quantités près de l'ordre α^2 :

$$0 = (a-r)\rho(h-s) \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{\rho}{2h}(h^2-s^2) \frac{d^2x'}{dt^2} + g\rho \frac{(h-s)}{h} x' \\ + M \left[(a-r) \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{d^2x'}{dt^2} + L \frac{d^2\varphi'}{dt^2} + g\psi^{(i)} \right].$$

On aura la somme de toutes les équations semblables que fournit l'infinité des valeurs de i , en multipliant l'équation précédente par ds et en intégrant depuis $s=0$ jusqu'à $s=h$, ce qui donne, en observant que x' est égal à la somme de toutes les valeurs de $\psi^{(i)}$ ds ,

$$(3) \quad \begin{cases} 0 = (a-r)h \frac{d^2\varphi}{dt^2} (M + \frac{1}{2}m') \\ + h \frac{d^2x'}{dt^2} (M + \frac{1}{2}m') + MLh \frac{d^2\varphi'}{dt^2} + g x' (M + \frac{1}{2}m'). \end{cases}$$

Cette équation, réunie aux équations (1) et (2), déterminera les

valeurs de φ , x' et φ' , en observant de mettre dans l'équation (1)

$$\frac{1}{2} m' (a-r) \frac{d^2x'}{dt^2}$$

au lieu de

$$(a-r) S \rho ds \frac{d^2x}{dt^2}.$$

4. Pour intégrer les équations (1), (2) et (3), je suppose

$$\varphi = K \cos(nt + \varepsilon), \quad \varphi' = K' \cos(nt + \varepsilon), \quad x' = K'' h \cos(nt + \varepsilon).$$

En substituant ces valeurs dans ces équations, en faisant

$$S' z^2 dM = MLq$$

et

$$\Lambda = gml - n^2 \left(\int z^2 dm - 2mlr \right),$$

on aura les trois équations suivantes

$$0 = K \left[\Lambda + (M + m') \{ ag - n^2(a-r)^2 \} \right] \\ - K' ML(a-r)n^2 - K'' (M + \frac{1}{2}m') (a-r) hn^2, \\ 0 = K(a-r)n^2 - K'(g - n^2q) + K'' hn^2, \\ 0 = K(M + \frac{1}{2}m') (a-r)n^2 + K' MLn^2 \\ - K'' [(M + \frac{1}{2}m')g - (M + \frac{1}{2}m') hn^2].$$

Si l'on ajoute la première de ces équations à la seconde multipliée par $(M + \frac{1}{2}m')(a-r)$, on aura

$$0 = K \left[\Lambda + (M + m') ag - \frac{1}{2} m' (a-r)^2 n^2 \right] \\ - K' [ML(a-r)n^2 + (M + \frac{1}{2}m')(a-r)(g - n^2q)].$$

Si l'on ajoute la seconde équation multipliée par

$$(M + \frac{1}{2}m')g - (M + \frac{1}{2}m')hn^2,$$

à la troisième multipliée par hn^2 , on aura

$$0 = K \left[\frac{1}{2} m' (a-r) hn^2 + (M + \frac{1}{2}m') g(a-r)n^2 \right] \\ - K' [(M + \frac{1}{2}m')g(g - n^2q) - (M + \frac{1}{2}m') hn^2(g - n^2q) - MLhn^2];$$



d'où l'on tire

$$\begin{aligned} 0 = & [ML(a-r)n^2 + (M + \frac{1}{2}m')(a-r)(g-n^2q)] \\ & \times [\frac{1}{2}m'(a-r)hn^2 + (M + \frac{1}{2}m')g(a-r)n^2] \\ & - [(M + \frac{1}{2}m')g(g-n^2q) - (M + \frac{1}{2}m')hn^2(g-n^2q) - MLhn^2] \\ & \times [A + (M + m')ag - \frac{1}{2}m'(a-r)n^2]. \end{aligned}$$

Pour déterminer la valeur de n^2 , je donne à cette équation la forme suivante, en faisant $\frac{m'}{M} = i$, et négligeant les quantités de l'ordre i^2 , ir et Am' , à cause de la petitesse de la masse du fil relativement à M ,

$$(4) \quad \left\{ \begin{aligned} 0 = & gn^2(h+a-2r)(L-q) + g^2n^2(h+q+a-2r) - g^2 \\ & - i[\frac{1}{2}n^2ah(L-q) \\ & + n^2g(\frac{1}{2}hq + \frac{1}{2}ah - hL + \frac{1}{2}aq - \frac{1}{2}aL) \\ & - n^2g^2(\frac{1}{2}h + \frac{1}{2}q + \frac{1}{2}a) + \frac{1}{2}g^2] \\ & - \frac{A}{aM}[(g-hn^2)(g-n^2q) - Lhn^2]; \end{aligned} \right.$$

$\frac{g}{n^2}$ est la longueur du pendule simple dont les oscillations sont de même durée que celles de tout l'appareil.

En faisant d'abord A et i nuls et $a-2r = a'$, on a

$$\frac{g}{n^2} = h + a' + q - \frac{n^2}{g}(h + a')(q - L),$$

d'où l'on tire à fort peu près

$$\frac{g}{n^2} = h + a' + L + \frac{L(q-L)}{h+a'+L} + \frac{L(q-L)^2}{(h+a'+L)^2};$$

nommons F cette valeur de $\frac{g}{n^2}$ qui a l'exactitude nécessaire à cause de la petitesse de $\frac{L(q-L)}{h}$, quantité de l'ordre $\frac{L^2}{h}$ et à très peu près égale aux deux cinquièmes du carré du diamètre de la boule, divisé par la distance du centre de la boule à l'axe du tranchant du couteau; nommons encore I le coefficient de $-i$ dans l'équation (4); cette équation donnera

$$\frac{g}{n^2} = F - \frac{iI}{g^2n^2}.$$

En y substituant pour $\frac{g}{n^2}$, $h + a' + L$, et négligeant les termes des ordres $\frac{a^2}{h}$, $\frac{q^2}{h}$, $\frac{L^2}{h}$, on aura

$$\frac{g}{n^2} = F - \frac{i}{6}(h + 2a' + 3L - q).$$

Il nous reste à considérer l'influence de la valeur de A que nous avons supposée nulle en vertu de cette valeur de $\frac{g}{n^2}$. Supposons que, en égalant les oscillations de l'appareil entier aux oscillations de la première partie de l'appareil, on se soit trompé d'une quantité α , en sorte que n' étant la valeur qui rend nulle la fonction

$$mlg - n'^2 \int z^2 dm,$$

$$\frac{1}{n'} = \frac{1+\alpha}{n},$$

il est facile de voir que la correction qui en résultera dans la valeur précédente de $\frac{g}{n^2}$, ou de la longueur du pendule simple qui répond à n , sera $\frac{2\alpha m}{M}L$, quantité qui a été insensible dans les expériences de Borda à cause de la petitesse de la fraction $\frac{m}{M}$ et de la quantité L , et parce que l'on avait eu une attention particulière à rendre égales les oscillations de l'appareil entier et de sa première partie, ce qui a rendu α extrêmement petit. Mais dans les appareils d'une petite longueur il faut redoubler d'attention pour remplir cet objet.

En vertu de la valeur de n^2 que nous venons de considérer, les trois parties de l'appareil font des oscillations de même durée, mais les grandeurs des angles qu'elles forment avec la verticale ne sont pas les mêmes, en sorte que les centres de gravité de ces trois parties et le point de suspension ne sont pas constamment sur une même droite. Ces grandeurs dépendent des valeurs de K , K' et K'' . On trouve facilement, par ce qui précède, que si l'on néglige les termes affectés de r , on a

$$K = K' \left[1 - \frac{i}{2} - \frac{(q-L)}{h+a'+L} \right], \quad K'' = K' \left[1 - \frac{(q-L)}{h+a'+L} \right].$$



134 SUR LA LONGUEUR DU PENDULE A SECONDES.

On voit donc que si le centre d'oscillation de la troisième partie de l'appareil coïncidait avec son centre de gravité et si la masse du fil était infiniment petite, ce qui fait disparaître i et $q - L$, l'appareil oscillerait à très peu près comme si toutes ses parties étaient fixes. Voyons la différence qui résulte de leur mobilité respective dans la valeur de $\frac{g}{n^2}$.

On a par le n° 1, dans le cas où tout l'appareil est fixe,

$$\bar{m}l_1 \frac{g}{n^2} = \int z^2 d\bar{m} - 2\bar{m}l_1 r,$$

$\bar{m}$ étant la masse de tout l'appareil, l_1 étant la distance de son centre de gravité à l'axe du cylindre formant le tranchant du couteau, et l'intégrale $\int z^2 d\bar{m}$ se rapportant à l'appareil entier. On a par le n° 1, relativement à la première partie de l'appareil,

$$\int z^2 d\bar{m} = 2mlr + \frac{g}{n^2} ml,$$

Ensuite, on a relativement au fil

$$\int z^2 d\bar{m} = m'(\frac{1}{3}h^2 + ah + a^2),$$

et relativement à la troisième partie de l'appareil, on a

$$\int z^2 d\bar{m} = M[(h + a + L)^2 + L(q - L)].$$

On a enfin

$$\bar{m} = m + m' + M,$$

$$\bar{m}l_1 = ml + m'(\frac{1}{3}h + a) + M(h + a + L).$$

On aura donc

$$\begin{aligned} [ml + m'(\frac{1}{3}h + a) + M(h + a + L)] \frac{g}{n^2} \\ = 2mlr + \frac{g}{n^2} ml + m'(\frac{1}{3}h^2 + ah + a^2) \\ + M[(h + a + L)^2 + L(q - L)] \\ - 2r[ml + m'(\frac{1}{3}h + a) + M(h + a + L)], \end{aligned}$$

d'où l'on tire en négligeant les termes de l'ordre $\frac{ia^2}{h}$ et $\frac{iL(q-L)}{h}$, et

SUR LA LONGUEUR DU PENDULE A SECONDES. 135

faisant comme ci-dessus $a - 2r = a'$,

$$\frac{g}{n^2} = h + a' + L + \frac{L(q-L)}{h + a' + L} - \frac{i}{6}(h + 2a' + 2L).$$

On voit donc que la mobilité des diverses parties de l'appareil ne fait qu'ajouter à la valeur de $\frac{g}{n^2}$, ou à l'expression de la longueur du pendule simple, les termes

$$\frac{L(q-L)^2}{(h + a' + L)^2} + \frac{i}{6}(q-L).$$

Ces termes sont insensibles dans un long appareil et ils ne s'élèvent pas à $\frac{1}{2000}$ de millimètre dans un appareil qui n'aurait que 0^m,742 de longueur. Mais la considération du demi-cylindre qui termine le tranchant du couteau diminue la longueur du pendule, comptée de l'axe de suspension, du diamètre de ce cylindre et, par conséquent, elle diminue cette longueur comptée du plan sur lequel le couteau s'appuie du rayon r de ce cylindre. Cette correction est sensible sur la longueur du pendule à secondes, déterminée par les oscillations d'un court appareil.

5. Je vais maintenant considérer les deux autres valeurs de n^2 de l'équation (4) du numéro précédent. Ces deux valeurs étant fort grandes relativement à celle que nous venons de déterminer, on pourra négliger dans cette équation les termes indépendants de n^2 . En la mettant ainsi sous cette forme

$$E \frac{n^4}{g^2} - G \frac{n^3}{g} + H = 0,$$

on aura à fort peu près, en négligeant a et L par rapport à h et la très petite quantité r ,

$$E = (q - L) \left(\frac{1}{3}ia + \frac{\int z^2 dm}{\alpha M} \right),$$

$$G = q - L + \frac{1}{3}iq + \frac{1}{3}ia + \frac{\int z^2 dm}{\alpha M} - iL,$$

$$H = 1.$$

Nous supposons ici $q - L$ d'un ordre supérieur à iL et à $\frac{\int z^3 dm}{aM}$, alors G^2 est d'un ordre supérieur à $4E$, l'équation précédente en n donnera ainsi ces deux valeurs $\frac{G}{n^2}$

$$\frac{G}{n^2} = G - \frac{E}{G}, \quad \frac{G}{n^2} = \frac{E}{G}.$$

L'isochronisme des oscillations de la première partie de l'appareil et de l'appareil entier donne

$$n^2 \int z^3 dm = mlg,$$

n étant ici la première des trois valeurs de n , qui donne à fort peu près $\frac{G}{n^2} = h + a + L$; on aura donc à très peu près

$$\frac{\int z^3 dm}{aM} = \frac{m}{M} \frac{lh}{a},$$

les deux dernières valeurs de $\frac{G}{n^2}$ deviendront ainsi

$$\frac{G}{n^2} = q - L + \frac{1}{2}iq - iL,$$

$$\frac{G}{n^2} = \frac{1}{2}ia + \frac{m}{M} \frac{lh}{a}.$$

Relativement à la première des valeurs de $\frac{G}{n^2}$, on a par le numéro précédent

$$K = K' \left[1 - \frac{1}{2}i - \frac{(q-L)}{h+a+L} \right],$$

$$K'' = K' \left[1 - \frac{(q-L)}{h+a+L} \right].$$

Si relativement à la seconde valeur de $\frac{G}{n^2}$ l'on désigne par $\bar{K}$, $\bar{K}'$, $\bar{K}''$, $\bar{n}$ et $\bar{\varepsilon}$ ce que nous avons désigné par K , K' , K'' , n et ε relativement à la première valeur, on aura à fort peu près par le n° 4

$$\bar{K} = K' \frac{\frac{1}{2}iq - \frac{1}{2}iL}{q-L - \frac{m}{M} \frac{lh}{a}}, \quad \bar{K}'' = -\bar{K}' \frac{L}{h}.$$

Nommons encore relativement à la troisième des valeurs de $\frac{G}{n^2}$, $\bar{K}$, $\bar{K}'$, $\bar{K}''$, $\bar{n}$, $\bar{\varepsilon}$ ce que nous avons désigné par K , K' , K'' , n , ε relativement à la première, on aura à très peu près

$$\bar{K}' = \frac{ia\bar{K}}{6(q-L)}, \quad \bar{K}'' = -\frac{a\bar{K}}{h}.$$

Maintenant, pour mettre l'appareil en mouvement, on l'écarte un peu de la verticale, de manière que le centre de la boule, le fil et le point de suspension soient sur une même droite, et ensuite on l'abandonne à la pesanteur; on aura

$$\varepsilon = 0, \quad \bar{\varepsilon} = 0, \quad \bar{\varepsilon} = 0,$$

$$K + \bar{K} + K'' = K' + \bar{K}' + K'' = K'' + \bar{K}'' + K''.$$

d'où l'on tire à fort peu près

$$\bar{K}' = -\frac{(q-L)}{h} K', \quad \bar{K}'' = -\frac{1}{2} K'.$$

Dans ce genre d'expériences on observe les retours de l'extrémité inférieure du fil à la verticale, et l'on suppose le nombre de ces retours égal à nT , n étant la première des valeurs de n et T étant la durée de l'expérience.

La distance de cette extrémité à la verticale est

$$(aK + hK'') \cos nt + (a\bar{K} + h\bar{K}'') \cos \bar{n}t + (a\bar{K} + h\bar{K}'') \cos \bar{n}t.$$

Cette distance est donc à fort peu près

$$(a+h) \left[1 - \frac{(q-L)}{h} \right] K' \cos nt + \frac{L(q-L)}{h} K' \cos \bar{n}t.$$

En concevant donc un pendule de la longueur $h+a$ et oscillant de manière que la durée de ses oscillations corresponde à la première valeur de n , les extrémités du fil de l'appareil et de ce pendule retourneront, dans un temps donné, le même nombre de fois à la verticale. Seulement à la fin de l'expérience, lorsque le pendule arrivera à la verticale, l'extrémité inférieure du fil en pourra être encore



éloignée de la quantité $+\frac{L(q-L)}{h}$, mais cette distance presque insensible par elle-même sera décrite en vertu de la vitesse du fil près de la verticale dans un temps déterminé inappréciable, en sorte que les extrémités du fil et du pendule paraîtront toujours revenir ensemble à la verticale.

Il résulte de l'analyse précédente qu'avec la précaution indiquée pour mettre l'appareil en mouvement la mobilité de ses trois parties et la flexibilité du fil n'ont aucune influence sensible sur la durée des retours du centre de la boule et de l'extrémité inférieure du fil à la verticale, et qu'ainsi l'on peut calculer cette durée comme si le fil était inflexible et fixement attaché aux deux autres parties de l'appareil.

6. Soit D la distance du centre de gravité de la calotte, qui recouvre la boule, au centre de cette boule. Soit L' la distance de l'extrémité inférieure du fil à ce même centre. Soit encore p le rapport de la masse de la calotte à la somme M des masses de la boule et de la calotte. On aura

$$L = L' - pD.$$

Ensuite, le centre d'oscillation d'une sphère étant, comme on sait, au-dessous du centre de la sphère d'une quantité égale aux $\frac{2}{5}$ du carré du rayon de la sphère, divisé par la distance du point de suspension au centre de la sphère, si l'on nomme R le rayon de cette boule, on aura, pour la partie de Lq relative à la boule, la quantité

$$(1-p)(L'^2 + \frac{2}{5}R^2).$$

La partie de Lq relative à la calotte est la somme des produits de chaque molécule de la calotte par le carré de sa distance à un axe perpendiculaire au plan d'oscillation et passant par l'extrémité inférieure du fil. Cette distance étant fort petite, cette somme peut être négligée sans erreur sensible et je me suis assuré que même dans les courts appareils dont on a fait usage cette erreur n'est pas de $\frac{1}{500}$ de millimètre. Mais on corrigera, en grande partie, cette erreur déjà

insensible, en considérant la masse de la calotte comme réunie à son centre de gravité, ce qui donne $p(L'-D)^2$ pour la somme dont il s'agit. La distance du point de suspension au centre de la boule est $h + a + L'$; en la désignant donc par f , l'expression de $\frac{g}{n^2}$ ou de la longueur du pendule simple, oscillant en même temps que l'appareil, sera par le n° 4 à très peu près

$$\frac{g}{n^2} = f - r - pD + \frac{\frac{1}{5}(1-p)R^2 + pD^2}{f - r - pD} - \frac{i}{6} \left(f - r + L' - 3pD + a - \frac{2}{5} \frac{R^2}{L'} \right);$$

h étant la longueur du fil, on a

$$a + L' = f - h;$$

on peut d'ailleurs, vu la petitesse de i , substituer R au lieu de L' dans le terme $\frac{2i}{30} \frac{R^2}{L'}$; la formule précédente devient ainsi

$$(A) \quad \frac{g}{n^2} = f - r - pD + \frac{\frac{1}{5}(1-p)R^2 + pD^2}{f - r - pD} - \frac{i}{6} (2f - r - h - 3pD - \frac{1}{5}R).$$

Borda suppose dans son calcul $D = R = L'$, et dans les termes multipliés par i la différence qui peut exister entre ces trois quantités est insensible. Alors h est égal à $f - a - R$. Pour comparer la formule précédente à celle de ce savant géomètre j'observe que, dans son appareil et en prenant avec lui pour unité la $\frac{1}{100000}$ partie d'une grande règle qui lui servait de module, on a

$$a = 1968, \quad f = 203015,17, \quad R = 937, \\ p = 0,0038015, \quad i = 0,0013861.$$

Borda n'a point eu égard à la valeur de r ; en la supposant nulle, la formule précédente donne

$$\frac{g}{n^2} = 202965,855,$$

ce qui ne diffère que d'une quantité insensible de la valeur 202965,82 que Borda trouve par sa formule.



ADDITION AU MÉMOIRE PRÉCÉDENT

SUR LA

LONGUEUR DU PENDULE A SECONDES.

Connaissance des Temps pour l'an 1820; 1817.

Huygens a observé que si l'on fait osciller un pendule composé et qu'ensuite on prenne pour point de suspension le centre d'oscillation, les oscillations nouvelles seront de même durée que les premières. De plus, la distance des deux points de suspension est la longueur du pendule simple qui correspond à cette durée. Je vais examiner ici l'influence que doivent avoir sur ces résultats les rayons des petits cylindres sur lesquels se font ces oscillations.

En conservant les dénominations du n° 1 du Mémoire cité, on a, pour un pendule représenté par la première partie de l'appareil de Borda, l'équation

$$0 = \left(\int z^2 dm - 2mlr + mr^2 \right) \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + gml\varphi.$$

Supposons que ce pendule ait un second couteau placé très près du centre d'oscillation de ce pendule dans sa première suspension et que la durée des oscillations, lorsque le pendule oscille sur le second couteau, reste la même qu'auparavant, on aura dans ce nouvel état

$$0 = \left(\int z'^2 dm - 2ml'r' + mr'^2 \right) \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + gml'\varphi,$$

γ, z', l' et r' étant ce que deviennent alors γ, z, l et r . Pour déterminer z on observera que si l'on nomme q la distance des axes des

SUR LA LONGUEUR DU PENDULE A SECONDES. 141

petits cylindres qui forment les tranchants des couteaux, on aura par le n° 1 du Mémoire cité

$$z \cos \gamma + z' \cos \gamma' = q,$$

$$z \sin \gamma = z' \sin \gamma',$$

d'où l'on tire

$$\int z^2 dm = mq^2 - 2mql + \int z'^2 dm,$$

$$ml' = \int z' dm \cos \gamma' = mq - ml.$$

On a ainsi, en négligeant les carrés de r et de r' ,

$$0 = (mq^2 - 2mql + \int z'^2 dm - 2mqlr' + 2mlr^2) \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + gm(q-l)\varphi.$$

Retranchant la première équation de celle-ci, on aura

$$0 = (q - 2l) \left\{ \left[q - 2r' + \frac{2l(r-r')}{q-2l} \right] \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + g\varphi \right\}.$$

Si l'on suppose égaux les rayons des petits cylindres qui forment les tranchants des couteaux, ce qui donne $r = r'$, on aura

$$0 = (q - 2l) \left[(q - 2r) \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + g\varphi \right].$$

Cette équation peut être satisfaite par l'une ou l'autre des deux équations suivantes

$$0 = q - 2l,$$

$$0 = (q - 2r) \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + g\varphi.$$

La première nous montre que les durées des oscillations seront les mêmes, dans les deux situations du pendule, si le centre de gravité divise en deux parties égales la plus courte distance des surfaces des deux couteaux. La seconde équation fait voir que, si l'on obtient autrement l'identité de durée des oscillations, alors la longueur du pendule simple correspondant à cette durée est la plus courte distance des surfaces des couteaux. Ainsi le théorème d'Huygens subsiste relativement à cette distance.

N. B. — Mathieu, d'après une nouvelle discussion de toutes les observations du pendule, trouve en partant des expériences de Borda sur cet objet, réduites au niveau de la mer, l'expression suivante de la longueur du pendule à secondes sexagésimales

$$0^m,990787 + 0^m,0053982 \sin^2 \text{ latitude.}$$

Dans cette expression j'ai diminué de $\frac{2}{1000}$ de millimètre le résultat de Borda sur cette longueur, pour la correction du rayon du cylindre qui formait le tranchant du couteau, rayon que j'évalue à $\frac{8}{1000}$ de millimètre.

Les expériences que l'on va faire avec un soin particulier, dans les deux hémisphères, répandront de nouvelles lumières sur le coefficient du carré du sinus de la latitude ou sur la variation de la pesanteur à la surface de la Terre.

APPLICATION DU CALCUL DES PROBABILITÉS

AUX OPÉRATIONS GÉODÉSIQUES (*).

Connaissance des Temps pour l'an 1830; 1818.

Ce Mémoire est reproduit, avec additions, dans le deuxième Supplément : *Application du Calcul des Probabilités aux opérations géodésiques*, t. VII, p. 531.

(*) Lu à l'Académie des Sciences, le 4 août 1817.



SUR
LA ROTATION DE LA TERRE.

Connaissance des Temps pour l'an 1821; 1819.

Toute l'Astronomie repose sur l'uniformité du mouvement de rotation de la Terre. La durée de ce mouvement est l'étalon du temps que nous appliquons aux périodes des révolutions célestes. Les plus anciennes observations n'y font voir aucun changement. S'il y en avait un, il serait principalement sensible dans la longueur observée du mois lunaire, qui nous paraîtrait diminuer si la durée du jour augmentait sans cesse. A la vérité, toutes les éclipses observées par les Chaldéens, les Grecs et les Arabes, indiquent avec évidence, par leur comparaison aux observations modernes, une diminution progressive dans la longueur du mois. Mais ayant reconnu la cause de ce phénomène, j'ai trouvé que ses effets répondent si exactement aux observations que l'on ne peut attribuer qu'une très petite partie de cette diminution à un accroissement dans la durée du jour qui, depuis Hipparque, n'a pas changé de $\frac{1}{100}$ de seconde. L'axe de rotation de la Terre est aussi invariable à sa surface que la vitesse de rotation. Il se meut dans le Ciel autour des pôles de l'écliptique, suivant des lois que la théorie de la pesanteur universelle a déterminées, mais il répond toujours aux mêmes points de la Terre, les observations les plus exactes ne faisant apercevoir aucun changement dans les latitudes géographiques. Il est donc certain que la Terre se meut uniformément autour d'un axe invariable.

L'existence d'axes semblables dans les corps solides est connue

SUR LA ROTATION DE LA TERRE.

145

depuis longtemps. On sait que chacun de ces corps a trois axes principaux rectangulaires autour desquels le corps peut tourner uniformément, l'axe de rotation demeurant en repos. Mais cette propriété remarquable est-elle commune aux corps qui, comme la Terre, sont recouverts d'un fluide? La condition de l'équilibre du fluide s'ajoute alors aux conditions des axes principaux, elle change la figure du corps lorsqu'on le fait tourner autour d'un axe différent. Il s'agit donc de savoir si, parmi tous les changements possibles, il en est un dans lequel l'axe de rotation et la figure du fluide sont invariables. La théorie que j'ai donnée dans le troisième Livre de la *Mécanique céleste* ⁽¹⁾, sur l'attraction des sphéroïdes, m'a fourni le moyen de résoudre cette question délicate du système du monde; elle m'a conduit au théorème suivant :

Supposons que la Terre soit un sphéroïde formé de couches de densités variables suivant une loi quelconque et recouvert d'un fluide. Imaginons un second sphéroïde qui pénètre le premier et dont les couches soient les mêmes, avec la seule différence que leurs densités soient diminuées de la densité du fluide. Si l'on fait tourner le premier sphéroïde autour de l'un des axes principaux du second sphéroïde, le fluide qui le recouvre pourra toujours être en équilibre et alors sa figure et l'axe de rotation seront invariables, en sorte que les trois axes principaux du sphéroïde imaginaire deviendront ceux de la Terre entière ⁽²⁾ :

Les actions du Soleil et de la Lune influent sur la figure de la mer qui, par là, varie sans cesse. Parmi ces forces d'où naissent les phénomènes du flux et du reflux, quelques-unes sont constantes, d'autres changent avec lenteur. Celles qui sont rigoureusement constantes concourent, avec la force centrifuge, à produire la figure permanente de la Terre. Les forces lentement variables changent insensiblement cette figure et, vu la tendance de la mer à se remettre promptement en équilibre, on peut supposer qu'abstraction faite des oscillations jour-

⁽¹⁾ *Œuvres de Laplace*, T. II.

⁽²⁾ *Œuvres de Laplace*, T. XII, p. 453; voir également T. V, Livre XI, Ch. III.

Œuvres de L. — XIII.



naïères sa figure est celle qui correspond à cet équilibre. Je fais voir que toutes ces forces laissent subsister le théorème précédent. Mais ces forces étant incomparablement moindres que la force centrifuge, la variation qu'elles produisent dans la figure permanente de la Terre est insensible.

Si, par le centre de gravité supposé immobile d'un système de corps, on imagine un plan fixe, la somme des produits de chaque molécule par l'aire que sa projection décrit dans un temps donné est constante; le plan du maximum de cette somme ou des aires est invariable ainsi que ce maximum. Concevons maintenant que ce système soit celui du sphéroïde terrestre, de la mer et de l'atmosphère, et que ces fluides ayant été primitivement agités d'une manière quelconque, les mouvements relatifs de leurs molécules se sont peu à peu détruits en vertu des obstacles qu'elles éprouvent à se mouvoir entre elles; le système a pris à la longue une figure stable et un mouvement de rotation uniforme autour d'un axe fixe; le plan invariable est devenu l'équateur terrestre et la vitesse de rotation est celle qui donne le maximum primitif et invariable des aires. On se formera une idée juste de la manière dont la Terre est parvenue à cet état en considérant qu'une légère résistance, proportionnelle aux vitesses relatives des molécules fluides, introduit dans les expressions analytiques de ces vitesses des exponentielles du temps décroissantes et qui finissent par amener un état permanent. Elles y parviennent d'autant plus vite que la densité des fluides est moindre que celle du sphéroïde qu'ils recouvrent, car j'ai prouvé, dans le quatrième Livre de la *Mécanique céleste* ⁽¹⁾, que cette condition est indispensable pour la stabilité de l'équilibre des mers, en sorte qu'une petite agitation dans un océan de mercure, qui les remplacerait, suffirait pour le répandre sur les continents terrestres. Cette infériorité dans la densité de la mer est une suite de la fluidité primitive de la Terre, car alors les couches les plus denses ont dû se porter vers le centre. Cette consi-

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, T. II, p. 216.

dération, jointe à celle de la régularité des couches terrestres prouvée par les expériences du pendule, indique avec une grande probabilité qu'en vertu d'une chaleur excessive toutes les parties de la Terre ont été primitivement fluides.

Le système du sphéroïde terrestre et des fluides qui le recouvrent est troublé par les actions du Soleil et de la Lune, qui changent continuellement la position de son équateur. L'explication de ce changement observé sous les noms de *précession* et de *nutation* est, à mon sens, le résultat le plus frappant et le moins attendu de la découverte de la pesanteur universelle. Les anciens avaient bien connu que la cause du flux et du reflux de la mer réside dans ces deux astres. Képler avait conclu, de ce phénomène et des lois des mouvements célestes, l'attraction mutuelle de toutes les parties de la matière. Mais personne avant Newton n'avait soupçonné la cause de la précession des équinoxes, cause d'autant plus cachée qu'elle dépend de l'aplatissement de la Terre, inconnu jusqu'alors. La manière dont ce grand géomètre a déduit la précession de l'ellipticité du sphéroïde terrestre et de la théorie du mouvement rétrograde des nœuds de l'orbe lunaire, deux choses qu'il avait tirées de sa découverte, cette manière, dis-je, quoique inexacte à plusieurs égards, est un des plus beaux traits de son génie.

Le plan du maximum des aires, dont j'ai introduit la considération dans la dynamique et ce maximum lui-même étant déterminés par l'état primordial du système, la théorie connue de la variation des arbitraires conduit facilement aux équations différentielles du mouvement de ce plan. On parvient ainsi aux expressions très simples de la précession et de la nutation que j'ai données dans le cinquième Livre de la *Mécanique céleste* ⁽¹⁾. A la vérité, le plan du maximum des aires n'est pas rigoureusement celui de l'équateur; mais on voit, *a priori* et par l'analyse exposée dans le quatrième Livre de la *Mécanique céleste*, que la pesanteur ramenant sans cesse vers l'équilibre

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, T. II.

les fluides qui recouvrent le sphéroïde terrestre et ne leur permettant de faire que de légères oscillations autour de cet état, les deux plans du maximum des aires et de l'équateur ne diffèrent jamais l'un de l'autre que de quantités insensibles. Le plan de ce maximum ne changerait pas si toutes les parties du système venaient à s'unir fixement entre elles; la considération de ce plan montre donc avec évidence que la précession et la nutation sont les mêmes que si la mer et l'atmosphère formaient une masse solide avec le sphéroïde terrestre. La pesanteur est le lien qui les unit au sphéroïde et qui lui transmet les impressions qu'elles reçoivent des attractions du Soleil et de la Lune.

Les lois de la Mécanique et de la pesanteur universelle suffisent donc pour donner à la mer un état ferme d'équilibre qui n'est que très peu altéré par les attractions célestes. Sa pesanteur qui la ramène sans cesse vers cet état et sa densité moindre que celle de la Terre, conséquences nécessaires de ces lois, sont les véritables causes qui la contiennent dans ses limites et l'empêchent de se répandre sur les continents, condition nécessaire à la conservation des êtres organisés. La nécessité de cette condition pourrait paraître une raison suffisante de son existence, mais on doit bannir de la Philosophie naturelle ce genre d'explications qui en arrêterait infailliblement les progrès. Il faut rattacher autant qu'il est possible les phénomènes aux lois de la nature et savoir s'arrêter quand ce but ne peut pas être atteint, se rappelant toujours que la vraie marche de la Philosophie consiste à remonter, par la voie de l'induction et du calcul, des phénomènes aux lois et des lois aux forces.

Je termine ces recherches par la considération du mouvement du système formé de la Terre et de la Lune. En rapportant ce système à son plan invariable je fais voir qu'abstraction faite de l'action du Soleil, le nœud ascendant de l'orbite lunaire sur ce plan coïncide toujours avec le nœud descendant de l'équateur terrestre et que ces nœuds ont un mouvement rétrograde uniforme, les plans de l'orbite lunaire et de l'équateur conservant sur le plan invariable des incli-

naisons constantes. Ces résultats sont analogues à ceux que j'ai démontrés dans le second Livre de la *Mécanique céleste* ⁽¹⁾, relativement aux orbites de deux planètes mues autour du Soleil.

L'action du Soleil sur le système de la Terre et de la Lune modifie les résultats précédents. Elle imprime aux nœuds de l'orbite lunaire et du plan du maximum des aires, des mouvements tels que ces deux plans se réunissent toujours à l'équateur, le plan du maximum des aires partageant l'angle formé par l'équateur et l'orbite lunaire, en deux angles dont les sinus sont en raison constante. Le mouvement rétrograde des nœuds de la Lune, combiné avec l'action de cet astre sur le sphéroïde terrestre, donne naissance à la nutation observée par Bradley, et la réaction de ce sphéroïde sur la Lune produit les deux inégalités lunaires dépendantes de l'aplatissement de la Terre. Ces inégalités, comparées par M. Bürg à plus de trois mille observations et récemment par M. Burckhardt à l'ensemble des observations lunaires depuis Bradley jusqu'à ce jour, s'accordent à donner $\frac{1}{365}$ pour l'aplatissement de la Terre, ce qui diffère peu de l'aplatissement $\frac{1}{370}$ qui résulte des mesures des degrés terrestres. Mais si l'on considère, d'une part, l'accord des deux inégalités lunaires, et le nombre immense d'observations qui ont servi à déterminer leurs coefficients, on jugera que ces inégalités offrent le moyen le plus précis de connaître la vraie figure de la Terre. Elles sont une preuve incontestable de la gravitation du centre de la Lune vers chaque molécule terrestre, comme la précession, la nutation et le reflux démontrent la gravitation de ces molécules vers le centre de la Lune. La gravitation de molécule à molécule est prouvée par l'accroissement régulier du pendule de l'équateur aux pôles, et par son accord avec la théorie, ce qui donne à ce genre d'observations une grande importance.

Soient $a(1 + \alpha y)$ le rayon d'une couche quelconque du sphéroïde terrestre et ρ sa densité; α étant un très petit coefficient constant et l'origine des rayons terrestres étant très près du centre de gravité de

⁽¹⁾ Œuvres de Laplace, T. I.

la Terre. Concevons par cette origine un axe quelconque et faisons passer un plan fixe par cet axe, menons ensuite par le même axe un plan qui passe par un point quelconque de la couche du sphéroïde et nommons ω l'angle formé par ces deux plans. Enfin, nommons θ l'angle que le rayon $a(1+\alpha y)$ de la couche forme avec l'axe et faisons $\cos \theta = \mu$. Cela posé, les trois coordonnées rectangulaires du point seront

$$a(1+\alpha y)\mu, \quad a(1+\alpha y)\sqrt{1-\mu^2}\cos\omega, \\ a(1+\alpha y)\sqrt{1-\mu^2}\sin\omega;$$

y pourra être considéré comme fonction de a et de μ

$$\sqrt{1-\mu^2}\cos\omega, \quad \sqrt{1-\mu^2}\sin\omega.$$

Supposons cette fonction réduite dans une série de la forme

$$y^{(1)} + y^{(2)} + y^{(3)} + y^{(4)} + \dots,$$

$y^{(1)}, y^{(2)}, \dots$ étant des fonctions rationnelles et entières de μ , de $\sqrt{1-\mu^2}\cos\omega$ et de $\sqrt{1-\mu^2}\sin\omega$; la première d'une dimension; la seconde de deux dimensions et ainsi de suite, ces fonctions étant telles que l'on ait, quel que soit i ,

$$0 = -\frac{d\left[(1-\mu^2)\left(\frac{dy^{(i)}}{d\mu}\right)\right]}{d\mu} + \frac{d^2 y^{(i)}}{d\omega^2} + i(i+1)y^{(i)}.$$

En désignant par V la somme des molécules du sphéroïde, divisées par leurs distances à un point extérieur attiré, dont r soit la distance à l'origine des rayons du sphéroïde, on aura par la formule (5) du n° 14 du troisième Livre de la *Mécanique céleste* ⁽¹⁾

$$V = \frac{M}{r} + \frac{4\pi}{r} \int \rho d\left(\frac{a^4 y^{(1)}}{3r} + \frac{a^4 y^{(2)}}{5r^2} + \frac{a^4 y^{(3)}}{7r^3} + \dots\right).$$

M est la masse du sphéroïde, π est le rapport de la circonférence au

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, T. II, p. 40.

diamètre, ρ est une fonction de a et la différentielle ainsi que l'intégrale de cette équation se rapportent à la variable a , l'intégrale étant prise depuis $a=0$ jusqu'à $a=a$, a étant la valeur de a , relative à la couche extérieure du sphéroïde; enfin, μ et ω dans $y^{(1)}, y^{(2)}, \dots$ sont relatifs aux points où le rayon r traverse les couches du sphéroïde.

Si l'on fait $a=1$ à la surface de la mer, la somme de ses molécules divisées par leurs distances au point attiré sera la différence de deux sommes relatives l'une à un sphéroïde de même densité que la mer et dont les couches seraient semblables à celle du sphéroïde terrestre, et l'autre à un sphéroïde de même densité que la mer, qui aurait pour rayon celui de la surface de la mer. En désignant donc ce dernier rayon par

$$1 + \alpha(y^{(1)} + y^{(2)} + y^{(3)} + \dots),$$

et prenant pour unité la densité de la mer, la valeur de V relative à l'Océan sera

$$\frac{M'}{r} + \frac{4\pi}{r} \left(\frac{y^{(1)} - a^4 y^{(1)}}{3r} + \frac{y^{(2)} - a^4 y^{(2)}}{5r^2} + \dots \right),$$

M' étant la masse de la mer; $y^{(1)}, y^{(2)}, \dots$ étant ici relatifs à la surface du sphéroïde. La somme des molécules de la Terre entière, divisées par leurs distances au point attiré, est ainsi

$$\frac{M + M'}{r} + \frac{4\pi}{r} \int \rho d\left(\frac{a^4 y^{(1)}}{3r} + \frac{a^4 y^{(2)}}{5r^2} + \frac{a^4 y^{(3)}}{7r^3} + \dots\right) \\ + \frac{4\pi}{r} \left(\frac{y^{(1)}}{3r} + \frac{y^{(2)}}{5r^2} + \frac{y^{(3)}}{7r^3} + \dots \right).$$

La condition de l'équilibre de la mer donne à sa surface, par le n° 23 du troisième Livre de la *Mécanique céleste*, cette somme égale à une constante plus $\frac{g}{2}\left(\mu^2 - \frac{1}{3}\right)$, g étant la pesanteur. Or, on a à la surface $r=1+\alpha y$; on aura donc en négligeant les quantités de l'ordre α^2 et désignant par $\alpha\varphi$ le rapport de la force centrifuge à la pesanteur, à l'équateur, pesanteur à très peu près égale à la masse

$M + M'$ de la Terre,

$$(m) \quad \begin{cases} -(M + M')(y^{(1)} + y^{(2)} + y^{(3)} + \dots) \\ + 4\pi \int (\rho - 1) d\left(\frac{a^3 y^{(1)}}{3} + \frac{a^5 y^{(2)}}{5} + \frac{a^7 y^{(3)}}{7} + \dots\right) \\ + 4\pi \left(\frac{y^{(1)}}{3} + \frac{y^{(2)}}{5} + \frac{y^{(3)}}{7} + \dots\right) \\ = (M + M') \frac{\varphi}{2} \left(\mu^2 - \frac{1}{3}\right). \end{cases}$$

Maintenant, si l'on place l'origine des μ au centre de gravité d'un sphéroïde formé de couches dont le rayon soit $a(1 + zy)$ et dont la densité soit $\rho - 1$, on a par le n° 31 du troisième Livre de la *Mécanique céleste*

$$0 = \int (\rho - 1) d(a^3 y^{(1)}).$$

Si l'on prend ensuite pour axe des μ l'un des axes principaux du même sphéroïde, on a par le n° 32 du même Livre

$$\int (\rho - 1) d(a^3 y^{(1)}) = H \left(\mu^2 - \frac{1}{3}\right) + H'(1 - \mu^2) \cos 2\omega,$$

H et H' étant des constantes; on a donc, en comparant respectivement dans l'équation précédente de l'équilibre les fonctions semblables $y^{(1)}$, $y^{(2)}$, ...

$$y^{(1)} = 0,$$

$$y^{(2)} = \frac{\frac{4\pi}{5} \left[H \left(\mu^2 - \frac{1}{3}\right) + H'(1 - \mu^2) \cos 2\omega \right] - \frac{1}{2} (M + M') \varphi \left(\mu^2 - \frac{1}{3}\right)}{M + M' - \frac{4\pi}{5}},$$

$$y^{(2)} = \frac{\frac{4\pi}{7} \int (\rho - 1) d(a^3 y^{(2)})}{M + M' - \frac{4\pi}{7}},$$

$$y^{(3)} = \frac{\frac{4\pi}{9} \int (\rho - 1) d(a^3 y^{(3)})}{M + M' - \frac{4\pi}{9}},$$

$$\dots\dots\dots$$

Ainsi, la figure de la mer sera déterminée par celle du sphéroïde qu'elle recouvre.

La condition nécessaire pour que l'origine des rayons terrestres coïncide avec le centre de gravité de la Terre entière donne, par le n° 32 du troisième Livre de la *Mécanique céleste*,

$$0 = y^{(1)} + \int (\rho - 1) d(a^3 y^{(1)}).$$

Cette condition étant remplie par ce qui précède, on voit que le centre commun de gravité de la mer et du sphéroïde qu'elle recouvre coïncide avec le centre de gravité du second sphéroïde où nous avons placé l'origine des rayons terrestres.

La condition nécessaire pour que l'axe des μ soit un axe principal de la Terre entière est, par le numéro cité, que la fonction

$$y^{(2)} + \int (\rho - 1) d(a^3 y^{(2)})$$

soit de la forme

$$h \left(\mu^2 - \frac{1}{3}\right) + h'(1 - \mu^2) \cos 2\omega;$$

les valeurs précédentes de $y^{(2)}$ et de $\int (\rho - 1) d(a^3 y^{(2)})$ remplissent cette condition; ainsi l'axe principal de rotation du second sphéroïde devient, dans l'état d'équilibre de la mer, un axe principal de rotation de la Terre entière.

Il existe donc, dans un sphéroïde quelconque recouvert d'un fluide, un axe autour duquel le système du sphéroïde et du fluide peut tourner uniformément, l'axe de rotation étant invariable.

L'action du Soleil et de la Lune influe sur la figure de la mer qui par là varie à chaque instant. Parmi ces variations d'où naissent le flux et le reflux de la mer, quelques-unes sont constantes; d'autres s'exécutent avec une grande lenteur. Celles qui sont rigoureusement constantes concourent avec la force centrifuge à produire la figure permanente de la Terre. Les variations très lentes changent insensiblement cette figure et, vu leur lenteur et la tendance de la mer à se mettre promptement en équilibre, on peut supposer que sa figure est



celle qui correspond à cet équilibre. Toutes ces forces laissent subsister le théorème précédent. En effet, si l'on nomme ν la déclinaison d'un astre L , Ψ son ascension droite et r sa distance au centre de la Terre, il faut, par le n° 24 du Livre troisième de la *Mécanique céleste*, retrancher, du second membre de l'équation précédente (m), la quantité

$$\frac{L}{r^3} \left(p^{(1)} + \frac{1}{r} p^{(2)} + \dots \right),$$

la fonction

$$\frac{1}{r} \left(1 + \frac{1}{r} p^{(1)} + \frac{1}{r^2} p^{(2)} + \frac{1}{r^3} p^{(3)} + \dots \right)$$

étant le développement, dans une série ordonnée suivant les puissances de $\frac{1}{r}$, du radical

$$\sqrt{r^2 - 2r[\cos \nu \cos \vartheta + \sin \nu \sin \vartheta \cos (nt + \epsilon + \omega - \Psi)] + 1},$$

nt étant le mouvement de rotation de la Terre; on a généralement

$$0 = \frac{d \left[(1 - \mu^2) \left(\frac{dp^{(i)}}{d\mu} \right) \right]}{d\mu} + \frac{d^2 p^{(i)}}{d\omega^2} + i(i+1)p^{(i)}.$$

Si l'on n'a égard qu'aux variations croissantes avec une grande lenteur, on aura

$$p^{(1)} = \frac{3}{2} \left(\cos^2 \nu \cos^2 \vartheta + \frac{1}{2} \sin^2 \nu \sin^2 \vartheta - \frac{1}{3} \right);$$

on peut négliger les termes dépendant de $p^{(3)}$, $p^{(4)}$, ..., vu la petitesse de $\frac{1}{r^3}$, $\frac{1}{r^4}$, ...; l'équation (m) donnera ainsi, en faisant $\frac{L}{r^3} = 2L'$,

$$y^{(2)} = \frac{\frac{3L'}{2r^3} \left(\cos^2 \nu \cos^2 \vartheta + \frac{1}{2} \sin^2 \nu \sin^2 \vartheta - \frac{1}{3} \right) - \frac{M+M'}{2} \varphi \left(\mu^2 - \frac{1}{3} \right) + \frac{4\pi}{5} \int (\rho - 1) d[x^2 y^{(1)}]}{M+M' - \frac{4\pi}{5}}.$$

d'où il est facile de conclure que $y^{(2)}$ sera toujours de la forme $h \left(\mu^2 - \frac{1}{3} \right) + H(1 - \mu^2) \cos 2\omega$, et qu'ainsi l'axe de rotation du sphéroïde imaginaire sera toujours axe principal de la Terre entière. La

force centrifuge étant incomparablement plus grande que l'action des astres, on voit que, par cette action, la figure de la Terre n'est altérée que de quantités très petites relativement à l'aplatissement de cette planète.

La tendance des eaux de la mer à reprendre bientôt leur état d'équilibre, en vertu de leur pesanteur et des obstacles qu'elles éprouvent à se mouvoir entre elles, fait que l'équateur terrestre ne s'éloigne jamais que de quantités insensibles du plan du maximum des aires décrites autour du centre de gravité de la Terre, par toutes les molécules de cette planète. Les mouvements de ce plan, produits par l'action du Soleil et de la Lune, sont donc à très peu près ceux de notre équateur. Déterminons ces mouvements. On voit, par le n° 21 du premier Livre de la *Mécanique céleste* ⁽¹⁾, que le plan du maximum des aires serait invariable sans l'action des forces étrangères; les constantes qui déterminent la position de ce plan sont donc des arbitraires, qui deviennent variables lorsqu'on a égard à l'action de ces forces. Nommons x' , y' , z' les trois coordonnées rectangulaires d'une molécule de la Terre, rapportées à un plan fixe passant par le centre de gravité de la Terre. En désignant par $c dt$, $c' dt$, $c'' dt$, le double des aires décrites pendant l'instant dt , par toutes les molécules de la Terre autour de ce centre, et projetées sur les plans des x' et des y' , des x' et des z' , des y' et des z' , on aura

$$c = \int dm \left(\frac{x' dy' - y' dx'}{dt} \right),$$

$$c' = \int dm \left(\frac{x' dz' - z' dx'}{dt} \right),$$

$$c'' = \int dm \left(\frac{y' dz' - z' dy'}{dt} \right).$$

l'intégrale $\int$ s'étendant à toutes les molécules de la Terre.

Maintenant, si l'on nomme V le quotient de la masse d'un astre attirant, divisée par sa distance à la molécule dm , il est facile de voir,

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, T. I.

par l'analyse et les formules du n° 64 du second Livre de la *Mécanique céleste*, que l'on aura

$$\begin{aligned}\frac{dc}{dt} &= \int dm \left[x' \left(\frac{dV}{dy} \right) - y' \left(\frac{dV}{dx} \right) \right], \\ \frac{dc'}{dt} &= \int dm \left[x' \left(\frac{dV}{dz} \right) - z' \left(\frac{dV}{dx} \right) \right], \\ \frac{dc''}{dt} &= \int dm \left[y' \left(\frac{dV}{dz} \right) - z' \left(\frac{dV}{dy} \right) \right].\end{aligned}$$

Pour fixer nos idées, imaginons, comme dans le n° 21 du premier Livre de la *Mécanique céleste*, que le plan des x' et des y' soit celui de l'écliptique à une époque donnée, que l'axe des x' forme avec la ligne d'intersection de ce plan et du plan du maximum des aires un angle Ψ' , en sorte que Ψ' soit la longitude de l'extrémité de l'axe des x' , comptée de cette intersection. Soit θ l'inclinaison du plan du maximum des aires sur l'écliptique fixe, et dans le plan de ce maximum prenons un axe mobile qui forme l'angle φ avec la ligne d'intersection dont nous venons de parler. En supposant Ψ nul après les différentiations, ce qui revient à supposer l'axe des x' infiniment voisin de cette intersection; en faisant de plus $\int dm V = V'$, on aura, par le n° 21 du premier Livre de la *Mécanique céleste*,

$$\begin{aligned}\int dm \left[x' \left(\frac{dV}{dy} \right) - y' \left(\frac{dV}{dx} \right) \right] &= - \left(\frac{dV'}{d\Psi} \right) = \frac{dc}{dt}, \\ \int dm \left[x' \left(\frac{dV}{dz} \right) - z' \left(\frac{dV}{dx} \right) \right] &= \frac{-\cos\theta \left(\frac{dV'}{d\Psi} \right) - \left(\frac{dV'}{d\varphi} \right)}{\sin\theta} = \frac{dc'}{dt}, \\ \int dm \left[y' \left(\frac{dV}{dz} \right) - z' \left(\frac{dV}{dy} \right) \right] &= - \left(\frac{dV'}{d\theta} \right) = \frac{dc''}{dt}.\end{aligned}$$

On a par le même numéro, en faisant $K = \sqrt{c^2 + c'^2 + c''^2}$,

$$\begin{aligned}\cos\theta &= \frac{c}{K}, \\ \tan\Psi' &= \frac{-c''}{c'};\end{aligned}$$

de là on tirera, en supposant toujours Ψ nul après les différentiations,

$$(o) \quad d\Psi = - \frac{\left(\frac{dV'}{d\theta} \right)}{K \sin\theta}, \quad d\theta = \frac{\left(\frac{dV'}{d\varphi} \right) + \cos\theta \left(\frac{dV'}{d\Psi} \right)}{K \sin\theta}, \quad dK = \frac{\left(\frac{dV'}{d\varphi} \right)}{K}.$$

Ces équations, auxquelles M. Poisson est parvenu le premier, ont généralement lieu, soit que le système soit entièrement solide, soit que, comme la Terre, il soit en partie solide et en partie fluide, et dans le cas même où des satellites et des anneaux en feraient partie.

Si l'on nomme A, B, C les moments d'inertie de la Terre entière par rapport à ses trois axes principaux, C étant relatif à l'axe principal de rotation, et si l'on désigne par X, Y, Z les trois coordonnées rectangulaires d'un astre L, rapportées au centre de gravité de la Terre, l'axe des X étant l'intersection du plan du maximum des aires avec l'écliptique fixe, l'axe des Y étant perpendiculaire à cette intersection dans le plan de cette écliptique, et l'axe des Z étant perpendiculaire à cette écliptique; on trouvera facilement, par le n° 3 du cinquième Livre de la *Mécanique céleste*, en nommant r la distance de l'astre L au centre de la Terre et T la masse de la Terre entière :

$$\begin{aligned}V' &= \frac{LT}{r} + \frac{3L}{4r^3} (2C - B - A) \left[\frac{1}{3} r^2 - (Y \sin\theta + Z \cos\theta)^2 \right] \\ &\quad + \frac{3L}{4r^3} (B - A) \left\{ (X^2 - Y^2 \cos^2\theta - Z^2 \sin^2\theta + 2YZ \sin\theta \cos\theta) \cos 2\varphi \right. \\ &\quad \left. + (2XY \cos\theta - 2XZ \sin\theta) \sin 2\varphi \right\}.\end{aligned}$$

Pour différentier cette expression par rapport à l'angle Ψ qu'elle ne renferme point explicitement, on observera que

$$\begin{aligned}\left(\frac{dX}{d\Psi} \right) &= -Y, \\ \left(\frac{dY}{d\Psi} \right) &= X, \\ \left(\frac{dZ}{d\Psi} \right) &= 0,\end{aligned}$$

comme il est facile de s'en assurer.



Cette valeur de V' est relative à l'équateur terrestre dans l'état d'équilibre de l'Océan, tandis que la valeur de V , dans les équations précédentes (o), se rapporte au plan du maximum des aires; mais on a vu que ces deux plans ne s'écartent l'un de l'autre que de quantités de l'ordre des forces perturbatrices: en négligeant donc les termes de l'ordre du carré de ces forces, on pourra confondre ces deux valeurs. Cela posé, si l'on fait abstraction des termes périodiques dépendant de l'angle φ , et qui restent insensibles après les intégrations, à cause de la rapidité du mouvement de rotation de la Terre; si l'on observe de plus que $K = Cn$, n étant la vitesse de rotation de la Terre; enfin, si l'on suppose

$$p = \frac{3L}{r^3} [(Y^2 - Z^2) \sin \theta \cos \theta + YZ (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta)],$$

$$p' = \frac{3L}{r^3} [XY \sin \theta + XZ \cos \theta],$$

les équations (o) donneront

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi}{dt} \sin \theta &= \frac{2C - A - B}{2nC} p, \\ \frac{d\theta}{dt} &= -\frac{2C - A - B}{2nC} p'; \end{aligned}$$

équations auxquelles je suis parvenu dans le n° 4 du cinquième Livre de la *Mécanique céleste* (*), et qui renferment, sous la forme la plus simple, tout ce qui concerne les mouvements de l'équateur terrestre, qui, comme on l'a vu, peut être confondu avec le plan du maximum des aires, auquel les valeurs précédentes de $d\Psi$ et de $d\theta$ se rapportent. Mais la considération de ce plan a l'avantage de montrer clairement que les phénomènes de la précession et de la nutation sont les mêmes que si la mer formait une masse solide avec la Terre, la tendance des eaux de l'Océan vers l'état d'équilibre ne leur permettant de faire que de légères excursions autour de cet état. C'est sur cette tendance et sur le principe de la conservation des aires que

(*) *Oeuvres de Laplace*, T. II, p. 328.

j'ai fondé, dans le n° 12 du Livre cinquième de la *Mécanique céleste*, la démonstration de ce théorème.

Considérons la Terre et la Lune comme formant un système. Si l'on prend son centre de gravité pour origine des coordonnées; si l'on nomme X, Y, Z les coordonnées du centre de gravité de la Terre, x_1, y_1, z_1 celles d'une quelconque de ses molécules dm ; x, y, z les coordonnées de la Lune et T la masse de la Terre, on aura

$$\begin{aligned} c &= \int dm \frac{x_1 dy_1 - y_1 dx_1}{dt} + L \frac{x dy - y dx}{dt} \\ &= \int dm (x_1 - X) (dy_1 - dY) - (y_1 - Y) (dx_1 - dX) \\ &\quad + L \frac{(x - X) (dy - dY) - (y - Y) (dx - dX)}{dt} \\ &\quad - (T + L) \frac{X dY - Y dX}{dt}; \end{aligned}$$

car on a, par la propriété du centre de gravité du système,

$$\begin{aligned} \int x_1 dm + Lx &= 0, & \int dm \frac{dx_1}{dt} + L \frac{dx}{dt} &= 0, \\ \int y_1 dm + Ly &= 0, & \int dm \frac{dy_1}{dt} + L \frac{dy}{dt} &= 0. \end{aligned}$$

n étant la vitesse de rotation de la Terre et C désignant la somme des produits des molécules terrestres par le carré de leurs distances à l'axe de rotation, on a

$$\int dm (x_1 - X) (dy_1 - dY) - (y_1 - Y) (dx_1 - dX) = Cn \cos \theta',$$

θ' étant l'inclinaison de l'équateur terrestre au plan fixe. On a pareillement

$$L \frac{(x - X) (dy - dY) - (y - Y) (dx - dX)}{dt} = Ln' a^2 \sqrt{1 - e^2} \cos \gamma,$$

n' étant la vitesse moyenne angulaire du mouvement de la Lune autour de la Terre, a étant sa moyenne distance à la Terre, e étant le rapport de l'excentricité au demi-grand axe de son orbite, et γ étant

l'inclinaison de cette orbite au plan fixe. On a ensuite, par la nature du centre de gravité du système,

$$\begin{aligned} \text{TX} + \text{Lx} &= 0, \\ \text{TY} + \text{Ly} &= 0; \end{aligned}$$

d'où il est facile de conclure

$$\begin{aligned} \frac{\text{X dY} - \text{Y dX}}{dt} &= \frac{\text{L}^2}{(\text{T} + \text{L})^2} \frac{(x - \text{X})(dy - dY) - (y - \text{Y})(dx - dX)}{dt} \\ &= \frac{\text{L}^2}{(\text{T} + \text{L})^2} a^2 n' \sqrt{1 - e^2} \cos \gamma; \end{aligned}$$

on a donc

$$(p) \quad e = Cn \cos \theta' + \frac{\text{LT}}{\text{T} + \text{L}} a^2 n' \sqrt{1 - e^2} \cos \gamma.$$

Si l'on nomme Q l'angle que l'intersection de l'équateur terrestre et du plan fixe forme avec une ligne fixe prise sur ce plan, le cosinus de l'angle que cet équateur forme avec un plan perpendiculaire au plan fixe, et passant par la ligne fixe, sera $\sin \theta' \cos Q$. Pareillement, si l'on nomme I l'angle que l'intersection de l'orbite lunaire et du plan fixe forme avec la ligne fixe, $\sin \gamma \cos I$ sera le cosinus de l'angle formé par l'orbite lunaire et le plan perpendiculaire; il faudra donc, pour avoir e' , substituer respectivement ces cosinus, au lieu de $\cos \theta'$ et de $\cos \gamma$, dans l'équation précédente, ce qui donne

$$e' = Cn \sin \theta' \cos Q + \frac{\text{LT}}{\text{T} + \text{L}} a^2 n' \sqrt{1 - e^2} \sin \gamma \cos I.$$

On aura de la même manière, en changeant, dans cette équation, Q et I en $\frac{\pi}{2} + Q$ et $\frac{\pi}{2} + I$,

$$-e' = Cn \sin \theta' \sin Q + \frac{\text{LT}}{\text{T} + \text{L}} a^2 n' \sqrt{1 - e^2} \sin \gamma \sin I.$$

Si l'on prend pour plan fixe le plan invariable, on aura, par le n° 21 du premier Livre de la *Mécanique céleste*, $e' = 0$, $e' = 0$; d'où l'on tire d'abord, en regardant θ' et γ comme positifs,

$$Q = \pi + I;$$

l'intersection de l'équateur terrestre et du plan invariable coïncide donc constamment avec l'intersection de l'orbite lunaire et du même plan, de manière que le nœud ascendant de l'équateur coïncide avec le nœud descendant de l'orbite lunaire. Les deux angles θ' et γ ont entre eux la relation

$$\sin \theta' = \frac{\text{LT}}{Cn(\text{T} + \text{L})} a^2 n' \sqrt{1 - e^2} \sin \gamma.$$

De plus cette équation, combinée avec l'expression précédente de la constante e , nous montre que les deux angles θ' et γ sont constants. Ainsi, dans les mouvements respectifs de l'équateur terrestre et de l'orbite lunaire, ces deux plans conservent une intersection commune et des inclinaisons constantes au plan invariable, et cette intersection a un mouvement séculaire rétrograde et uniforme, puisque ce mouvement ne peut dépendre que de l'inclinaison de l'orbite lunaire sur l'équateur. Ce résultat est analogue à celui que j'ai donné dans le n° 62 du second Livre de la *Mécanique céleste* sur les mouvements des orbites de deux planètes qui s'attirent mutuellement et qui sont attirées par le Soleil.

Pour déterminer le mouvement rétrograde des nœuds de l'équateur et de l'orbite lunaire, je reprends l'équation ci-dessus

$$\frac{d\psi}{dt} \sin \theta = \frac{(2C - A - B)}{2nL} p.$$

En prenant pour plan de projection un plan passant par le centre de gravité de la Terre, parallèlement au plan invariable du système de la Terre et de la Lune, il est clair que le mouvement rétrograde des nœuds de l'équateur sur ce plan sera égal au mouvement rétrograde de l'intersection de l'équateur et de l'orbite lunaire sur le plan invariable. Or on a dans l'expression de p , et en supposant que L soit la Lune,

$$Y = r \cos \gamma \sin U, \quad Z = r \sin \gamma \sin U,$$

U étant la distance angulaire de la Lune au nœud de son orbite, qui coïncide avec le nœud de l'équateur; on doit ensuite changer θ en θ' ;

enfin on peut, au lieu de l'élément dt du temps, substituer

$$\frac{r^3 dU}{\sqrt{(T+L)a(1-e^2)}};$$

on aura donc ainsi

$$\frac{d\Psi}{dt} \sin \theta' = \frac{3L \sin^2 U}{r} - \frac{dU(2C-A-B)}{2nC\sqrt{(T+L)a(1-e^2)}} \\ \times [(\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma) \sin \theta' \cos \theta' + (\cos^2 \theta' - \sin^2 \theta') \sin \gamma \cos \gamma].$$

On a

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos(U-\omega)},$$

ω étant la longitude du périhé lunaire. En négligeant donc les termes périodiques, on aura

$$\frac{d\Psi}{dt} \sin \theta' = \frac{3L(2C-A-B)dU}{4nC[a(1-e^2)]^{\frac{3}{2}}\sqrt{T+L}} \\ \times [(\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma) \sin \theta' \cos \theta' + (\cos^2 \theta' - \sin^2 \theta') \sin \gamma \cos \gamma].$$

Si l'on suppose

$$\varepsilon = \frac{nC(T+L)}{LTa^2n'\sqrt{1-e^2}},$$

on aura

$$\sin \gamma = \varepsilon \sin \theta'.$$

De là il est facile de conclure que l'on aura, pour le moyen mouvement rétrograde des nœuds dans le temps t , en observant que $\frac{T+L}{a^3} = n'^2$,

$$\Psi = \frac{3Ln't}{4(T+L)} - \frac{n'(2C-A-B)}{a(1-e^2)^{\frac{3}{2}}} \\ \times [(\cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma) \cos \theta' + (\cos^2 \theta' - \sin^2 \theta') \varepsilon \cos \gamma].$$

Considérons maintenant l'action du Soleil sur le système formé de la Terre et de la Lune. Le plan du maximum des aires, au lieu d'être invariable, changera sans cesse, mais, comme au moment où l'action du Soleil cesserait, il serait le plan invariable du maximum des aires, on voit, par ce qui précède, que ce plan doit toujours passer par l'intersection de l'équateur et de l'orbite lunaire, et qu'il doit diviser

l'angle formé par ces deux derniers plans en deux autres dont les sinus sont en raison constante.

Concevons que, dans l'équation (p), le plan fixe auquel on rapporte les mouvements de l'équateur et de l'orbite lunaire soit celui de l'écliptique; alors θ' et γ seront les inclinaisons respectives de ces deux derniers plans à l'écliptique. Si l'on fait

$$c_1 = e + \frac{L^2}{T+L} a^2 n' \sqrt{1-e^2} \cos \gamma,$$

l'équation (p) deviendra

$$c_1 = Cn \cos \theta' + La^2 n' \sqrt{1-e^2} \cos \gamma.$$

Le second membre de cette équation sera la somme des aires décrites par toutes les molécules de la Terre et de la Lune autour du centre de gravité de la Terre, supposé immobile, et projetées sur l'écliptique; c_1 est une arbitraire que l'action du Soleil sur ces molécules fait varier; or si, faisant abstraction de l'excentricité de l'orbite solaire et des inégalités périodiques dépendantes du mouvement du Soleil, on conçoit cet astre distribué en forme d'anneau autour de la Terre, il est clair que la résultante de son action sur le sphéroïde terrestre, projetée sur l'écliptique, passera par le centre de gravité de la Terre, et qu'il en sera de même de la résultante de son action sur la Lune; la somme des aires décrites par toutes les molécules de la Terre et de la Lune, projetées sur l'écliptique, ne sera donc point altérée par cette action.

Cela posé, si l'on désigne par la caractéristique δ une variation dépendante de l'aplatissement de la Terre, de la masse de la Lune et du sinus ou cosinus de la longitude du nœud de l'orbite lunaire, divisé par le coefficient du temps dans l'expression de cette longitude, la variation δc_1 sera nulle par ce que l'on vient de voir, et l'équation précédente donnera

$$0 = C \delta n \cos \theta' + L \cos \gamma \delta (a^2 n' \sqrt{1-e^2}) \\ - Cn \delta \theta' \sin \theta' - L \delta \gamma \sin \gamma a^2 n' \sqrt{1-e^2}.$$

On voit, par les deuxième et cinquième Livres de la *Mécanique céleste*, que a , n , n' et γ ne peuvent avoir un terme de l'espèce dont il s'agit, c'est-à-dire affecté du diviseur dont je viens de parler. L'équation précédente donne donc

$$0 = Cn \delta\theta' \sin \theta' + L \delta\gamma \sin \gamma a^2 n' \sqrt{1 - e^2}.$$

$\delta\theta'$ est l'inégalité observée sous le nom de *nutation*; ainsi cette inégalité produit, par la réaction du sphéroïde terrestre sur la Lune, une inégalité correspondante dans l'inclinaison de l'orbe lunaire à l'écliptique, ce qui confirme ce que j'ai dit à cet égard dans le n° 20 du septième Livre de la *Mécanique céleste*.

SUR

LA LOI DE LA PESANTEUR

EN SUPPOSANT LE SPHÉROÏDE TERRESTRE HOMOGÈNE
ET DE MÊME DENSITÉ QUE LA MER.

Connaissance des Temps pour l'an 1821; 1818.

Dans l'hypothèse de l'homogénéité du sphéroïde terrestre, l'analyse conduit à une expression très simple de la pesanteur à la surface de la mer et qui offre cela de remarquable, savoir : que si la mer est de même densité que le sphéroïde, la pesanteur à sa surface est indépendante de sa figure. Pour un point quelconque, situé soit à la surface de la mer, soit à celle d'un continent ou d'une île, la pesanteur est égale à une constante, plus le produit du carré du sinus de la latitude par cinq quarts du rapport de la force centrifuge à la pesanteur à l'équateur, moins le produit de la pesanteur à l'équateur par la moitié de la hauteur du point au-dessus du niveau de la mer, hauteur que l'on peut déterminer par le baromètre; le rayon moyen de la Terre est pris pour l'unité.

La démonstration de ce résultat est fondée sur un théorème que j'ai donné dans le troisième Livre de la *Mécanique céleste* et que je vais rappeler ici. Soit V la somme des molécules du sphéroïde terrestre, divisées par leurs distances respectives à un point attiré dont je désignerai par r la distance à un point pris très près du centre de gravité de la Terre. La considération de cette somme est d'une grande importance dans la théorie des phénomènes célestes, parce que ses



différences partielles expriment les forces attractives du sphéroïde dans des directions quelconques. Si l'on conçoit une sphère homogène du rayon a et si l'on fixe à son centre l'origine des r , V sera la masse de la sphère divisée par le rayon r ; ainsi l'on aura, π étant la demi-circonférence dont le rayon est l'unité,

$$V = \frac{4}{3} \pi \frac{a^3}{r}.$$

Maintenant, si l'on imagine à la surface de la sphère une molécule dm , sa distance au point attiré sera $\sqrt{r^2 - 2ar \cos \nu + a^2}$, ν étant l'angle compris entre le rayon r mené au point attiré et le rayon a mené à la molécule dm ; V sera donc, relativement à cette molécule,

$$\frac{dm}{\sqrt{r^2 - 2ar \cos \nu + a^2}}$$

et la valeur de $\left(\frac{dV}{dr}\right)$ sera

$$-\frac{dm(r - a \cos \nu)}{(r^2 - 2ar \cos \nu + a^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Si le point attiré est à la surface de la sphère, on aura $r = a$ et

alors $\left(\frac{dV}{dr}\right)$ devient

$$\frac{-dm}{2a\sqrt{2a^3(1 - \cos \nu)}},$$

ou $-\frac{1}{2a} V$; on a donc cette équation remarquable

$$(1) \quad a \left(\frac{dV}{dr}\right) + \frac{1}{2} V = 0,$$

et, comme elle a lieu pour chaque molécule d'un système de molécules disséminées sur la surface de la sphère, elle aura lieu pour le système entier, en supposant V relatif à ce système.

Cette équation cesse d'avoir lieu si l'on suppose la molécule dm très près du point attiré et très peu élevée au-dessus de la sphère, en sorte qu'en désignant par a' son rayon, la différence $r - a'$ des deux

rayons r et a' soit fort petite. La fonction $a' \left(\frac{dV}{dr}\right) + \frac{1}{2} V$ étant égale à

$$(f) \quad \frac{r - a'}{2} \int \frac{dm(r - a' - 2a' \cos \nu)}{(r^2 - 2a'r \cos \nu + a'^2)^{\frac{3}{2}}},$$

cette intégrale, à cause de la grandeur de son diviseur, pourrait alors ne pas devenir insensible par la petitesse de son facteur $r - a'$. Mais on voit que si, près du point attiré, la molécule dm diminue comme le carré $r^2 - 2a'r \cos \nu + a'^2$ de la distance de ce point à cette molécule, alors l'intégrale (f) devient insensible et l'équation (1) subsiste.

Si l'on conçoit présentement un sphéroïde très peu différent d'une sphère et si l'on suppose le point attiré à sa surface et, à ce point, une sphère osculatrice du rayon a fort peu différent du rayon du sphéroïde, alors V désignant la somme des molécules de l'excès du sphéroïde sur la sphère, divisées par leur distance au point attiré, l'intégrale (f) deviendra nulle, parce que les molécules dm de cet excès sont nulles au point de contact et, près de ce point, elles croissent comme le carré de leur distance à ce point. L'équation (1) subsiste donc pour ce point. Relativement à la sphère, on a

$$a \left(\frac{dV}{dr}\right) + \frac{1}{2} V = -\frac{2}{3} \pi \frac{a^3}{r};$$

en supposant donc que V est relatif au sphéroïde entier, on aura, pour le point attiré situé à ce contact,

$$(2) \quad a \left(\frac{dV}{dr}\right) + \frac{1}{2} V = -\frac{2}{3} \pi a^3;$$

c'est l'équation que j'ai donnée dans le n° 10 du troisième Livre de la *Mécanique céleste* (*).

Ici l'origine des r est fixée au centre de la sphère osculatrice du rayon a . Si l'on désigne par $a(1 + x\gamma)$ le rayon du sphéroïde, z étant

(*) *Oeuvres de Laplace*, T. II, p. 30.



une quantité très petite, ce centre ne s'écartera du centre de gravité du sphéroïde que d'une quantité de l'ordre z ; l'attraction du sphéroïde, décomposée vers l'origine des r , est $-\left(\frac{dV}{dr}\right)$ et il est facile de voir qu'elle est la même, aux quantités près de l'ordre z^2 , quelle que soit cette origine, pourvu qu'elle ne s'écarte du centre de gravité du sphéroïde que d'une quantité de l'ordre z , puisque ces attractions partielles sont les résultantes de l'attraction totale composée avec des forces de l'ordre z , qui lui sont perpendiculaires; ainsi, l'équation précédente subsiste en fixant l'origine de r à un point quelconque très près du centre de gravité.

Telle est la démonstration que j'ai donnée de cette équation dans l'endroit cité de la *Mécanique céleste*. Quelques géomètres, ne l'ayant pas bien saisie, l'ont jugée inexacte. Lagrange, dans le tome VIII du *Journal de l'École Polytechnique*, a donné une démonstration de cette équation, fondée sur une analyse à peu près semblable à celle qui m'avait fait découvrir cette équation (*Mémoires de l'Académie des Sciences*, année 1775, p. 83) (*). C'est pour simplifier cette matière que j'ai préféré de donner dans la *Mécanique céleste* la démonstration précédente.

Si le point attiré est élevé d'une quantité zay' au-dessus du sphéroïde, V étant de la forme $\frac{4}{3}\pi\frac{a^2}{r} + zQ$, il ne variera, par ce déplacement du point et en négligeant les quantités de l'ordre z^2 , que de la quantité $-\frac{4}{3}\pi a^2 zy'$. La différence partielle $a\left(\frac{dV}{dr}\right)$ variera de la quantité $+\frac{8}{3}\pi a^2 zy'$. La variation du premier membre de l'équation (2) sera donc $2\pi a^2 zy'$; on aura donc alors

$$(3) \quad a\left(\frac{dV}{dr}\right) + \frac{1}{2}V = -\frac{2a^2\pi}{3} + 2\pi a^2 zy'.$$

On peut considérer la Terre entière comme étant formée d'un sphéroïde dont le rayon est celui de la surface de la mer et de la partie

(*) *Oeuvres de Laplace*, t. IX, p. 82.

du sphéroïde terrestre qui s'élève au-dessus de la surface du premier sphéroïde, et qui forme les continents et les îles; la Terre étant supposée homogène et de même densité que la mer, nous nommerons V la somme des molécules du sphéroïde dont le rayon est celui de la mer, divisées par leurs distances à un point attiré que nous supposons à la surface de la mer; nous nommerons V' cette somme, relativement à la partie du sphéroïde terrestre dont nous venons de parler. $V + V'$ sera cette même somme relative à la Terre entière et l'on aura, par la condition de l'équilibre de la mer (Livre III de la *Mécanique céleste*, n° 24),

$$(4) \quad \text{const.} = V + V' - \frac{1}{2}\alpha\varphi P r^2 \left(\mu^2 - \frac{1}{3}\right),$$

P étant la pesanteur de l'équateur, $\alpha\varphi$ étant le rapport de la force centrifuge à cette pesanteur et μ étant le sinus de la latitude. La différentielle du second membre de cette équation, prise par rapport à r et divisée par $-dr$, sera l'expression de la pesanteur que nous désignerons par p ; on a donc

$$(5) \quad p = -\left(\frac{dV}{dr}\right) - \left(\frac{dV'}{dr}\right) + \alpha\varphi P r \left(\mu^2 - \frac{1}{3}\right).$$

En faisant, pour simplifier, $\alpha = 1$, nous pourrions, dans le dernier terme, supposer $r = 1$. Si l'on retranche de cette équation l'équation (4) multipliée par $\frac{1}{2}$ on aura

$$p = \text{const.} - \left(\frac{dV}{dr}\right) - \frac{1}{2}V - \left(\frac{dV'}{dr}\right) - \frac{1}{2}V' + \frac{5}{4}\alpha\varphi P \left(\mu^2 - \frac{1}{3}\right);$$

mais on a, en vertu de l'équation (2),

$$-\left(\frac{dV}{dr}\right) - \frac{1}{2}V = \frac{2}{3}\pi,$$

et, en vertu de l'équation (1),

$$-\left(\frac{dV'}{dr}\right) - \frac{1}{2}V' = 0;$$



on a donc

$$p = \text{const.} + \frac{5}{4} \alpha \varphi P \mu^2.$$

Telle est donc la loi de la pesanteur à la surface de la mer, et l'on voit qu'elle est indépendante de la figure de la mer et de celle du sphéroïde terrestre.

Pour avoir la loi de la pesanteur à la surface des continents, considérons une atmosphère extrêmement rare, élevée d'une quantité de l'ordre α , mais telle qu'elle enveloppe la Terre entière. En nommant V , et V' ce que deviennent V et V' relativement à un point de la surface de cette atmosphère pris au-dessus de la mer, la condition de l'équilibre de cette surface donnera

$$(6) \quad \text{const.} = V_1 + V'_1 - \frac{1}{2} \alpha \varphi P \left(\mu^2 - \frac{1}{3} \right).$$

En supposant V_1 égal à $\frac{4\pi}{3r} + \alpha Q$, Q pourra être supposé le même à la surface de la mer et à celle de l'atmosphère. En nommant donc αh la hauteur du point de l'atmosphère, au-dessus de la mer, on aura

$$V_1 = \frac{4\pi}{3(r + \alpha h)} + \alpha Q = V - \frac{4\pi}{3} \alpha h.$$

V_1 étant de l'ordre α , on peut le supposer le même aux deux surfaces de la mer et de l'atmosphère; l'équation de l'équilibre de l'atmosphère deviendra ainsi

$$\text{const.} = V + V' - \frac{4}{3} \pi \alpha h - \frac{1}{2} \alpha \varphi P \left(\mu^2 - \frac{1}{3} \right).$$

Si l'on retranche de cette équation l'équation (4) relative à l'équilibre de la mer, on aura

$$\alpha h = \text{const.}$$

Ainsi les points de la surface de l'atmosphère sont également élevés au-dessus de la surface de la mer, en sorte que ces deux surfaces sont semblables.

En nommant p' la pesanteur à la surface de l'atmosphère, on aura

$$p' = - \left(\frac{dV_1}{dr} \right) - \left(\frac{dV'_1}{dr} \right) + \alpha \varphi P \left(\mu^2 - \frac{1}{3} \right).$$

Retranchant de cette équation l'équation (6) multipliée par $\frac{1}{2}$, et observant qu'en vertu de l'équation (3)

$$- \left(\frac{dV_1}{dr} \right) - \frac{1}{2} V_1 = \frac{2}{3} \pi - 2 \pi \alpha h,$$

et qu'en vertu de l'équation (1), $\left(\frac{dV'_1}{dr} \right) + \frac{1}{2} V'_1 = 0$, V_1 étant de l'ordre α , on aura

$$(7) \quad p' = \text{const.} - 2 \pi \alpha h + \frac{5}{4} \alpha \varphi P \mu^2,$$

αh étant constant pour tous les points de la surface de l'atmosphère situés au-dessus de la mer, on voit que la pesanteur suit, à cette surface, la même loi qu'à la surface de la mer.

Pour avoir la pesanteur à la surface de l'atmosphère, au-dessus des continents, nous considérerons la Terre comme formée du sphéroïde terrestre et de la mer. Soient V'' la somme des molécules du sphéroïde terrestre, divisées par leurs distances à un point de la surface de l'atmosphère situé au-dessus d'un continent, et V''' la même somme relative aux molécules de la mer. L'équation de l'équilibre de l'atmosphère donnera

$$\text{const.} = V'' + V''' - \frac{1}{2} \alpha \varphi P \left(\mu^2 - \frac{1}{3} \right),$$

et p' étant toujours la pesanteur à la surface de l'atmosphère, on aura

$$p' = - \left(\frac{dV''}{dr} \right) - \left(\frac{dV'''}{dr} \right) + \alpha \varphi P \left(\mu^2 - \frac{1}{3} \right).$$

Si l'on retranche de cette équation la précédente multipliée par $\frac{1}{2}$, et si l'on observe que, αh étant ici l'élévation du point de l'atmosphère au-dessus du sphéroïde terrestre ou du continent, l'équation (3) donne

$$- \left(\frac{dV''}{dr} \right) - \frac{1}{2} V'' = \frac{2}{3} \pi - 2 \pi \alpha h,$$

et que V'' étant de l'ordre α , l'équation (1) donne

$$-\left(\frac{dV''}{dr}\right) - \frac{1}{2} V'' = 0,$$

on aura

$$p' = \text{const.} - 2\pi\alpha h + \frac{5}{4}\alpha\varphi P\mu^2,$$

expression qui est la même que l'équation (7); seulement αh , au lieu d'être constant comme au-dessus de la mer, est une variable dépendante de la figure du sphéroïde terrestre et qui est proportionnelle à la hauteur du baromètre.

Pour conclure de l'expression de p' la pesanteur à la surface du sphéroïde, il faut la multiplier par $1 + 2\alpha h$, et alors, en désignant par p la pesanteur à la surface du sphéroïde, on aura, en observant que $\frac{4}{3}\pi = p$, aux quantités près de l'ordre α ,

$$p = H + \frac{1}{2}\alpha h P + \frac{5}{4}\alpha\varphi P\mu^2,$$

expression qui a lieu encore à la surface de la mer, la constante H étant la même aux deux surfaces du sphéroïde et de la mer et αh exprimant la hauteur de l'atmosphère au-dessus du point que l'on considère. Si l'on nomme l cette hauteur à un point quelconque de l'équateur et P la pesanteur à ce point, on aura

$$H = P\left(1 - \frac{1}{2}\alpha l\right),$$

ce qui donne

$$p = P\left[1 - \frac{1}{2}(\alpha l - \alpha h) + \frac{5}{4}\alpha\varphi\mu^2\right].$$

ADDITION AU MÉMOIRE PRÉCÉDENT.

L'expression de la pesanteur p à la surface des continents et qui est donnée par l'équation suivante, qui termine le Mémoire cité,

$$p = P\left[1 - \frac{1}{2}(\alpha l - \alpha h) + \frac{5}{4}\alpha\varphi\mu^2\right],$$

cette expression, dis-je, a lieu généralement, quel que soit le rapport de la densité de la mer à celle du sphéroïde terrestre supposé homogène, comme je le ferai voir dans le volume suivant ⁽¹⁾. En ajoutant donc à la pesanteur observée p la quantité

$$\frac{1}{2}P(\alpha l - \alpha h),$$

que donne la hauteur du baromètre, on aura une pesanteur corrigée, dont l'accroissement sera $\frac{5}{4}\alpha\varphi P\mu^2$ ou $0,004325P\mu^2$. L'ensemble des expériences du pendule, faites dans les deux hémisphères, donne à fort peu près, pour cet accroissement, $0,0054P\mu^2$; l'hypothèse de l'homogénéité du sphéroïde terrestre est donc exclue par ces expériences, qui prouvent, de plus,

1° Que la densité des couches du sphéroïde terrestre croît de la surface au centre;

2° Que ces couches sont, à très peu près, régulièrement disposées autour du centre de gravité de la Terre;

3° Que la surface de ce sphéroïde, dont la mer recouvre une partie, a une figure peu différente de celle qu'elle prendrait, en vertu des lois de l'équilibre, si elle devenait fluide:

⁽¹⁾ Œuvres de Laplace, T. XII, p. 415 et suivantes.

4° Que la profondeur de la mer est une petite fraction de la différence des deux axes de la Terre;

5° Que les irrégularités de la Terre et les causes qui troublent sa surface ont peu de profondeur;

6° Enfin, que la Terre entière a été primitivement fluide.

Ces résultats de l'analyse et de l'expérience me semblent devoir être placés dans le petit nombre des vérités que nous offre la Géologie (¹).

(¹) *OEuvres de Laplace*, T. XII, p. 415.



SUR L'INFLUENCE

DE LA

GRANDE INÉGALITÉ DE JUPITER ET DE SATURNE

DANS LE

MOUVEMENT DES CORPS DU SYSTÈME SOLAIRE.

Connaissance des Temps pour l'an 1821; 1818.

Cette grande inégalité, dont la période est de neuf siècles et qui s'élève à $\frac{1}{3}$ de degré sexagésimal pour Jupiter et à $\frac{1}{5}$ de degré pour Saturne, se répand, par l'action de ces deux grands corps, sur tout le système solaire. Elle acquiert pour diviseur, dans les perturbations des éléments planétaires, le très petit coefficient du temps, de son argument; et, en se transmettant par l'action du Soleil, de la Terre à la Lune, elle acquiert de nouveau le même diviseur, ce qui la rend plus grande dans le mouvement de ce satellite que dans celui de la Terre. C'est ainsi que la variation séculaire de l'excentricité de l'orbe terrestre devient beaucoup plus sensible dans le moyen mouvement de la Lune que par elle-même. L'irrégularité que ce dernier mouvement semble présenter aux astronomes m'a fait rechercher l'influence que la grande inégalité de Jupiter et de Saturne doit avoir sur lui et généralement sur les mouvements des corps du système solaire. Voici le résultat de mes recherches :

Les coefficients des inégalités produites par cette cause, dans les éléments des planètes, sont insensibles; ils ne sont que d'une seconde



centésimale environ pour Mars et Uranus et de $\frac{2}{10}$ de seconde pour la Terre. L'inégalité qui en résulte dans le mouvement de la Lune est d'une seconde centésimale. Dans les mouvements des satellites de Jupiter, elle est beaucoup plus sensible : son coefficient est, en secondes centésimales, 44",3 pour le quatrième satellite; 18",8 pour le troisième; 12",8 pour le second et, pour le premier, une seconde. Les moyens mouvements de ces astres, déterminés par M. Delambre, doivent être modifiés en vertu de ces inégalités. Mais elles n'altèrent point le rapport que j'ai trouvé entre les moyens mouvements des trois premiers satellites, suivant lequel la longitude moyenne du premier, plus deux fois celle du troisième, égale trois fois la longitude moyenne du second, parce que le même rapport a lieu généralement entre les coefficients de leurs inégalités à longues périodes.

Je désignerai, comme dans le Livre VI de la *Mécanique céleste*, par n , n' , n'' , ...; ε , ε' , ε'' , ...; ϖ , ϖ' , ϖ'' , ...; a , a' , a'' , ...; e , e' , e'' , ...; r , r' , r'' , ... les moyens mouvements pendant une année julienne, les longitudes moyennes à l'époque de 1750, les longitudes moyennes des périhélie à la même époque, les demi-grands axes des orbites, les rapports des excentricités aux demi-grands axes, enfin, les rayons vecteurs de Mercure, Vénus, la Terre, Mars, Jupiter, Saturne et Uranus. En nommant x la quantité

$$5n't - 2n''t - t155',89 + 15'',15,$$

t exprimant un nombre d'années juliennes depuis 1750, on a par le n° 23 du Livre X de la *Mécanique céleste*, dans le mouvement de Jupiter, l'inégalité

$$496',71 \sin(n't + \varepsilon'' - x).$$

Cette inégalité peut être considérée comme une véritable équation du centre; or l'équation du centre de Jupiter, $+2e'' \sin(n''t + \varepsilon'' - \varpi'')$, donne, par les n° 50 et 55 du second Livre de la *Mécanique céleste*, dans l'expression des perturbations du rayon vecteur r divisé par a , le terme

$$[0,4] te'' \sin(nt + \varepsilon - \varpi'');$$

on peut donner à ce terme la forme

$$[0,4] \left[\begin{array}{l} \sin(nt + \varepsilon) \int dt e'' \cos \varpi'' \\ - \cos(nt + \varepsilon) \int dt e'' \sin \varpi'' \end{array} \right].$$

En comparant l'inégalité $496',71 \sin(n't + \varepsilon'' - x)$ à l'équation du centre de Jupiter $+2e'' \sin(n''t + \varepsilon'' - \varpi'')$, on a

$$\begin{aligned} 2e'' \cos \varpi'' &= 496',71 \cos x, \\ 2e'' \sin \varpi'' &= 496',71 \sin x. \end{aligned}$$

En substituant ces valeurs dans les intégrales précédentes, on aura, en exprimant par $\frac{\partial r}{a}$ cette partie des perturbations de $\frac{r}{a}$,

$$\frac{\partial r}{a} = \frac{[0,4]}{2f} 496',71 \cos(nt + \varepsilon - x),$$

f étant égal au coefficient de t dans x ou à $5n'' - 2n'' - 155',89$; ce qui donne, par le n° 23 du Livre X de la *Mécanique céleste*,

$$2f = 8779',5.$$

De là résulte, dans le mouvement de la planète dont x est le rayon vecteur, l'inégalité

$$-2 \frac{[0,4]}{8779',5} 496',71 \sin(nt + \varepsilon - x),$$

de même que le terme $-e \cos(nt + \varepsilon - \varpi)$ de l'expression de r produit, dans ce mouvement, le terme $+2e \sin(nt + \varepsilon - \varpi)$.

L'inégalité précédente est relative à Mercure. Pour Vénus $[0,4]$ se change dans $[1,4]$ et $nt + \varepsilon$ devient $n't + \varepsilon'$ et ainsi des autres planètes. J'ai donné, dans le Livre VI de la *Mécanique céleste*, les valeurs numériques de $[0,4]$, $[1,4]$, ... ⁽¹⁾. La plus grande de ces valeurs est celle de $[3,4]$. Elle est égale à 16",108 et se rapporte à la planète Mars pour laquelle l'inégalité précédente devient ainsi

$$-1'',82 \sin(n''t + \varepsilon'' - x).$$

⁽¹⁾ *Oeuvres de Laplace*, T. III, p. 92.

Oeuvres de L. — XIII.

Relativement à la Terre, on a

$$\boxed{2,4} = 5'', 12974$$

et l'inégalité devient

$$- 0'', 5804 \sin(n''t + \varepsilon'' - x).$$

Cette inégalité est totalement insensible pour Mercure et Vénus. Elle doit être calculée différemment pour Uranus, où elle n'est sensible que par l'action de Saturne dont le mouvement renferme, par le n° 23 du Livre X de la *Mécanique céleste*, l'inégalité

$$- 2066'', 92 \sin(n''t + \varepsilon'' - x);$$

il est facile de conclure, par l'analyse précédente, qu'il en résulte, dans le mouvement d'Uranus, l'inégalité

$$2 \boxed{6,5} \frac{2066'', 92}{8779'', 5} \sin(n''t + \varepsilon'' - x).$$

On a, par le n° 24 du Livre VI,

$$\boxed{6,5} = 2'', 6958,$$

ce qui donne

$$1'', 27 \sin(n''t + \varepsilon'' - x),$$

pour cette inégalité.

Je vais maintenant considérer l'influence de la grande inégalité, dans le mouvement des satellites. Je commence par la Lune. e'' étant l'excentricité de l'orbite terrestre, si l'on désigne par i le rapport du moyen mouvement du Soleil à celui de la Lune, l'équation séculaire de la Lune sera, par le Livre VII de la *Mécanique céleste*, $-\frac{3}{2}i \int e'' n'' dt$. En représentant donc par $\delta e''$ une inégalité à longue période dans l'excentricité e'' , cette inégalité produira, dans le mouvement de la Lune, l'inégalité

$$- 3i \int e'' \delta e'' n'' dt,$$

inégalité qui pourra devenir sensible par la petitesse du coefficient du temps t dans l'argument de $\delta e''$, ce coefficient devenant diviseur

par l'intégration. Maintenant, si dans le terme

$$\boxed{2,4} \frac{496'', 71}{8779'', 5} \cos(n''t + \varepsilon'' - x),$$

que contient, par ce qui précède, l'expression de $\frac{r''}{a''}$, on change $\cos(n''t + \varepsilon'' - x)$ dans

$$\cos(x - \varpi'') \cos(n''t + \varepsilon'' - \varpi'') + \sin(x - \varpi'') \sin(n''t + \varepsilon'' - \varpi''),$$

et qu'on le compare à la variation

$$- \delta e'' \cos(n''t + \varepsilon'' - \varpi'') - e'' \delta \varpi'' \sin(n''t + \varepsilon'' - \varpi'')$$

du terme $- e'' \cos(n''t + \varepsilon'' - \varpi'')$ que contient l'expression de $\frac{r''}{a''}$, on aura

$$\delta e'' = - \boxed{2,4} \frac{496'', 71}{8779'', 5} \cos(x - \varpi'');$$

l'inégalité lunaire qui en résulte devient ainsi

$$0'', 997 \sin(x - \varpi'').$$

Il faut employer une autre analyse pour les satellites de Jupiter, parce qu'ils reçoivent immédiatement de Jupiter l'empreinte de sa grande inégalité. Pour cela, je reprends l'expression des perturbations, en longitude, d'un satellite de Jupiter, donnée par la formule (2) du n° 2 du Livre VIII de la *Mécanique céleste*. Dans cette expression, le terme $\frac{2a}{\mu} \int n dt r \left(\frac{dR}{dr} \right)$ est le seul qui puisse donner une inégalité sensible, dépendant de la grande inégalité de Jupiter. Dans ce terme, a est la distance moyenne du satellite à Jupiter, nt est son moyen mouvement, r est son rayon vecteur et μ est la masse de Jupiter. Par le n° 1 du même Livre l'expression de R contient le terme $-\frac{S r^4}{4 r^{14}}$, S étant la masse du Soleil. C'est le seul terme à considérer ici; on a donc

$$\frac{2a}{\mu} \int n dt r \left(\frac{dR}{dr} \right) = - \frac{a}{\mu} S \frac{\int n dt r^3}{r^{14}},$$

la partie de $\delta r''$ dépendant de la grande inégalité de Jupiter est, par

le n° 23 du Livre X de la *Mécanique céleste*,

$$\begin{aligned} & -0,002008 \cos(n^{\text{IV}}t + \varepsilon^{\text{IV}} - x), \\ & -0,000264 \cos(x + 48^{\circ}, 27). \end{aligned}$$

En supposant donc l'expression de δr^{IV} , du même numéro, réduite aux termes suivants

$$\begin{aligned} r^{\text{IV}} &= 5,208735 - 0,24999 \cos(n^{\text{IV}}t + \varepsilon^{\text{IV}} - \varpi^{\text{IV}}), \\ & -0,002008 \cos(n^{\text{IV}}t + \varepsilon^{\text{IV}} - x), \\ & -0,000264 \cos(x + 48^{\circ}, 27), \end{aligned}$$

en substituant ensuite a pour r et en observant que

$$\frac{\mu}{a^3} = n^2, \quad \frac{S}{a^{\text{IV}}} = \frac{S}{(5,208735)^3} = n^{\text{IV}},$$

le terme $\frac{a}{\mu} \frac{\int n dt S r^2}{r^{\text{IV}}}$ donne, dans le mouvement du quatrième satellite, l'inégalité

$$-44', 334 \sin(x + 23^{\circ}, 41).$$

Les trois premiers satellites sont assujettis à des inégalités semblables et qui seraient séparément réciproques à leurs moyennes vitesses angulaires: en sorte que, pour obtenir leurs coefficients, il suffirait de diminuer le coefficient $-44', 334$ de l'inégalité du quatrième satellite, dans le rapport du moyen mouvement du quatrième satellite au moyen mouvement de chaque satellite. Mais j'ai fait voir, dans le n° 16 du Livre VIII de la *Mécanique céleste*, que les inégalités à longue période de ces trois satellites sont liées entre elles, de manière que le coefficient de l'inégalité du premier satellite moins trois fois celui de l'inégalité du second, plus deux fois celui de l'inégalité du troisième, doit donner un résultat nul. En appliquant à ce cas les formules du numéro cité, je trouve les coefficients relatifs au premier, au second et au troisième satellite, respectivement égaux à

$$-0', 994, \quad -12', 847, \quad -18', 774 \quad (^1).$$

(¹) Consulter *Oeuvres de Laplace*, T. V, p. 461-462, 507-508.

SUR LA FIGURE DE LA TERRE

ET

LA LOI DE LA PESANTEUR A SA SURFACE.

Connaissance des Temps pour l'an 1821; 1818 (¹).

Les géomètres ont, jusqu'à présent, considéré la Terre comme un sphéroïde formé de couches de densités quelconques et recouvert en entier d'un fluide en équilibre. Ils ont donné les expressions de la figure de ce fluide et de la pesanteur à sa surface, mais ces expressions, quoique fort étendues, ne représentent pas exactement la nature. L'Océan laisse à découvert une partie du sphéroïde terrestre, ce qui doit altérer les résultats obtenus dans l'hypothèse d'une inondation générale et donner naissance à de nouveaux résultats. A la vérité, la recherche de sa figure présente alors plus de difficultés, mais les progrès de l'analyse, surtout dans cette partie, donnent le moyen de les vaincre et de considérer les continents et les mers tels que l'observation nous les présente; c'est l'objet de l'analyse suivante, dont voici les principales conséquences.

La Terre étant un sphéroïde peu différent d'une sphère et recouvert en partie par la mer, la surface de ce fluide, supposé en équilibre et fort peu dense, est du même ordre que celle du sphéroïde. Ainsi cette surface est elliptique lorsque le sphéroïde terrestre est un ellipsoïde, mais son aplatissement n'est pas le même que celui du sphéroïde. Généralement les deux surfaces, quoique du même ordre, ne

(¹) Lu à l'Académie des Sciences, le 4 août 1818.



sont pas semblables; seulement, elles dépendent l'une de l'autre. La théorie des attractions des sphéroïdes, exposée dans le troisième Livre de la *Mécanique céleste*, m'a conduit aux expressions les plus simples de cette dépendance réciproque et de la loi que suit la pesanteur sur chacune des surfaces. L'expression de cette loi est du même ordre que celle du rayon terrestre, et il en résulte ce théorème général, quelle que soit la densité de la mer :

La pesanteur à la surface du sphéroïde, réduite au niveau de la mer, en n'ayant égard qu'à la hauteur au-dessus de ce niveau, suit la même loi qu'à la surface de la mer.

Cette loi, bien déterminée par les observations du pendule, fera connaître la figure de la mer au moyen d'un rapport très simple que l'analyse établit entre elles; les observations du baromètre donneront l'élévation des continents au-dessus de la mer. On connaîtra donc les figures de la mer et du sphéroïde terrestre et les lois que la pesanteur suit à leurs surfaces par le concours de ces observations, qu'il importe de multiplier en leur donnant une grande précision et en ayant soin de les rendre comparables. Le théorème précédent sur la loi de la pesanteur s'étend aux degrés des méridiens et des parallèles. Ces degrés, mesurés sur le sphéroïde et réduits au niveau de la mer, en n'ayant égard qu'à la hauteur, suivent les mêmes lois qu'à la surface de la mer.

L'expression de la pesanteur à laquelle je parviens donne ce résultat singulier, savoir que le sphéroïde terrestre, étant supposé homogène et de même densité que la mer, quelles que soient d'ailleurs la figure, l'élévation et l'étendue des continents, l'accroissement de la pesanteur à la surface de la mer est égal au produit du carré du sinus de la latitude par la force centrifuge à l'équateur augmentée d'un quart. Des plateaux de densités quelconques et de hautes montagnes dont on recouvrirait les continents changeraient la figure de la mer sans altérer la loi de la pesanteur à sa surface.

Dans le nombre infini des figures que comprend l'expression analy-

tique des surfaces de la mer et du sphéroïde terrestre, on peut en choisir une qui représente l'élévation et les contours des continents et des îles. Ainsi je trouve qu'un petit terme du troisième ordre, ajouté à la partie elliptique du rayon terrestre, suffit pour rendre, conformément à ce que l'observation semble indiquer, la mer plus profonde vers le pôle austral que vers le pôle boréal, et même pour laisser ce dernier pôle à découvert. Mais la figure du sphéroïde terrestre est beaucoup plus compliquée. Cependant, au milieu des inégalités qu'elle présente, on reconnaît, par les expériences du pendule, que sa surface et celle de la mer sont à fort peu près elliptiques. Le rayon de la surface de la mer, diminué du rayon du sphéroïde, est l'expression de la profondeur de la mer; cette expression, lorsqu'elle devient négative, représente l'élévation des continents, d'où il suit que la profondeur de la mer est peu considérable et du même ordre que les hauteurs des continents au-dessus de son niveau.

La petitesse de cette profondeur, sur laquelle les observations du pendule que l'on fait maintenant dans les deux hémisphères répandront un nouveau jour, est un résultat important pour la Géologie. Elle explique, sans l'intervention de grandes catastrophes, comment la mer a pu recouvrir et abandonner le même sol à plusieurs reprises. On conçoit en effet que, si par des causes quelconques, telles que les éruptions des volcans sous-marins, le fond de la mer s'affaisse dans une vaste étendue, ses eaux, en remplissant les cavités formées par cet affaissement, découvriront un espace d'autant plus considérable que la mer est moins profonde. Si, dans la suite des temps, des causes semblables et les matières que les courants apportent élèvent une partie de ce fond, la mer viendra recouvrir l'espace qu'elle avait abandonné.

Je viens de considérer l'Océan comme un tout dont les diverses parties communiquent entre elles, ce qui a lieu pour la Terre, car les petites mers isolées, telles que la mer Caspienne, ne sont à proprement parler que de grands lacs. Mais on peut supposer au sphéroïde terrestre une figure telle que l'Océan ne puisse y être en équi-



libre qu'en se divisant en plusieurs mers distinctes. L'analyse nous montre qu'alors l'équilibre peut s'établir d'une infinité de manières et que les surfaces de ces mers sont semblables, c'est-à-dire assujetties à une même équation. Seulement leurs niveaux peuvent être différents. Si l'on imagine une atmosphère incompressible, très rare et peu élevée, qui enveloppe toutes ces mers et le sphéroïde terrestre, sa surface extérieure sera semblable à celle des mers, en sorte que l'élévation des points de cette surface qui correspondent à chaque mer sera constante, mais elle pourra être différente d'une mer à l'autre. Une communication qui viendrait à s'ouvrir entre ces mers les réduirait au même niveau, et ce changement pourrait à la fois inonder et découvrir des parties considérables de la surface terrestre. Il suit de là que, si l'Océan était dans un parfait équilibre, sa communication avec la mer Rouge et la Méditerranée maintiendrait au même niveau ces deux mers. La différence observée entre leurs niveaux est donc la partie constante de l'effet des causes diverses qui troublent sans cesse cet équilibre.

La pesanteur et les degrés des méridiens et des parallèles, mesurés sur le sphéroïde terrestre et réduits au niveau de la surface de l'atmosphère que je viens de considérer, en n'ayant égard qu'à la hauteur, sont les mêmes qu'à cette surface. C'est encore l'ellipticité de cette surface que donnent les deux inégalités de la Lune dépendant de l'aplatissement de la Terre, en sorte qu'elle est à la fois déterminée par ces inégalités et par les mesures des degrés et de la pesanteur. Les ellipticités obtenues par chacun de ces trois moyens sont à peu près les mêmes et égales à $\frac{1}{298}$. Cette identité remarquable prouve la petitesse des causes perturbatrices de la figure elliptique de la Terre.

Il suit de ces recherches que la surface du sphéroïde terrestre est à peu près celle qui convient à l'équilibre de cette surface supposée fluide, mais son aplatissement moindre que dans le cas de l'homogénéité indique évidemment que la densité de ses couches croît de la surface au centre. Je trouve, par l'ensemble des phénomènes qui dépendent de l'aplatissement de la Terre, que si la densité des

couches augmente en progression arithmétique, la moyenne densité de la Terre est $\frac{11}{10}$ de la densité de la couche extérieure du sphéroïde. En supposant donc la pesanteur spécifique de cette couche égale à celle du granit, ou à trois, la densité moyenne de la Terre sera quatre fois et deux tiers celle de l'eau, ce qui tient le milieu entre les résultats que Maskelyne et Cavendish ont obtenus par l'observation directe de l'attraction mutuelle des corps à la surface de la Terre. La régularité de la pesanteur à cette surface prouve que les couches sont à très peu près elliptiques et disposées symétriquement autour du centre de gravité de la Terre. Une telle disposition ne peut exister que dans le cas où la Terre entière a été primitivement fluide, car alors ses couches ont pris, en vertu des lois de l'équilibre, une forme elliptique qu'elles ont conservée en se refroidissant lentement. C'est la seule cause naturelle que l'on puisse assigner à ces phénomènes.

L'Analyse fait voir que l'équilibre de la mer est toujours possible, quel que soit l'axe de rotation du sphéroïde terrestre. Si la masse ou la densité de la mer était infiniment petite, l'axe principal de rotation de la Terre serait celui du sphéroïde. La mer étant peu profonde et sa densité n'étant qu'un cinquième environ de celle de la Terre, on conçoit qu'en écartant un peu dans tous les sens l'axe de rotation de l'axe principal, la série de ces écarts doit en offrir un qui donne à la Terre entière un axe de rotation invariable. On voit ainsi généralement la possibilité de cet axe, dont toutes les observations astronomiques établissent l'existence, et qui, dans le cas où la mer recouvrirait tout le sphéroïde terrestre, serait un axe principal de ce sphéroïde, en supposant les densités de ses couches diminuées de la densité de la mer.

Tous ces résultats subsisteraient encore dans le cas où de vastes plateaux et de hautes montagnes recouvriraient une partie du sphéroïde terrestre.

La longueur de ces recherches m'oblige d'en remettre la partie analytique au Volume suivant. Mais il est facile, sans le secours de l'Analyse, de démontrer les propositions énoncées précédemment sur



la pesanteur et les degrés à la surface de l'atmosphère que j'ai supposée recouvrir la mer et le sphéroïde terrestre. Pour cela, j'imagine un canal rentrant en lui-même et composé de quatre branches dont deux, horizontales, soient couchées, l'une sur la surface de la mer, l'autre sur la surface de l'atmosphère, les deux autres branches étant verticales. Clairaut a fait voir, dans son bel Ouvrage sur la figure de la Terre, qu'un fluide qui remplirait ce canal y serait en équilibre. Or, dans les deux branches couchées sur les deux surfaces, le fluide serait de lui-même en équilibre par les conditions de l'équilibre de chaque surface; les pressions des deux colonnes verticales doivent donc être égales, quel que soit l'éloignement respectif de ces colonnes. La pesanteur est la même dans chaque colonne, aux quantités près de l'ordre de l'ellipticité de la Terre. Les longueurs des colonnes ne peuvent donc différer que de quantités de l'ordre du produit de cette ellipticité par la hauteur de l'atmosphère, hauteur que je suppose du même ordre. En négligeant donc les quantités de l'ordre du carré de l'ellipticité, ou du second ordre, les colonnes seront égales, c'est-à-dire que les points de la surface de l'atmosphère seront tous également élevés au-dessus de la surface de la mer. On voit de plus que la pesanteur à la surface de l'atmosphère sera, aux quantités près du second ordre, la pesanteur à la surface de la mer réduite à la première surface, eu égard à sa hauteur; on voit encore que la direction de la pesanteur à la surface de l'atmosphère formera, avec la verticale, un angle qui ne différera que d'une quantité du second ordre de l'angle que fait, avec la même verticale, cette direction à la surface de la mer ou à la surface du sphéroïde, d'où il suit que les degrés mesurés sur le sphéroïde et réduits à la surface de l'atmosphère, à raison de sa hauteur, sont ceux de la surface elle-même.

SUR

LA FIGURE DE LA TERRE.

Connaissance des Temps pour l'an 1822; 1830.

Ce Mémoire est inséré au Tome XII, p. 459-469, sous le titre :
Addition au Mémoire sur la figure de la Terre.