JOURNAL DES OBSERVATEURS

Volume XXIV **N^os 1-2.** — *Janvier-Février 1941.*

Théorie de (33) Polymnie

Par M. Henri Roure

PRÉLIMINAIRES

1. — Depuis la découverte de Cérès, le nombre des petites planètes découvertes augmente chaque année et la cadence de leur découverte a rendu très difficile la tâche des astronomes théoriciens qui veulent en faire les théories. Jusqu'à maintenant cela n'a été possible que pour un petit nombre d'entre elles.

De nombreux calculs ont été effectués par des méthodes abrégées ou par les quadratures, mais presque tous ces calculs présentent le même inconvénient, il faut les recommencer chaque fois que l'on veut étudier une planète, alors que les méthodes de calcul des perturbations générales, quoique très longues, ont l'avantage de permettre le calcul une fois pour toutes des coefficients des diverses inégalités et il est possible d'atteindre ainsi une grande précision, et surtout de construire des tables.

Parmi les petites planètes, Polymnie (33), nous avait été signalée par le regretté Louis Fabry comme ayant besoin d'être étudiée spécialement car son excentricité assez forte et sa faible inclinaison sur le plan de l'écliptique permettent à Jupiter d'exercer de fortes perturbations.

Nous avons donc entrepris d'en faire la théorie et nous avons eu recours à la méthode de Le Verrier en raison de la faible inclinaison de son orbite sur celle de Jupiter.

2. Avant toute chose, il a fallu déterminer les éléments moyens de la planète. Nous y sommes parvenu par approximations successives en calculant au moyen d'éléments osculateurs bien connus les valeurs provisoires des perturbations périodiques et en les retranchant de ces éléments, puis calculant de nouveau les mêmes perturbations avec les éléments approchés, et ainsi de suite. Comme l'application rigoureuse de cette marche aurait entraîné un travail considérable puisque, chaque fois, il faudrait calculer les coefficients de Laplace ; nous avons calculé une fois pour toutes les constantes nécessaires avec un demi-grand axe donné, et, dès lors, les approximations n'ont plus porté que sur les autres éléments. Dans la suite, nous avons dû tenir compte de l'erreur du demi-grand axe employé dans les valeurs définitives des perturbations ; nous l'avons fait à l'aide d'expressions différentielles simples et faciles à former.

Nous avons pris comme point de départ le demi-grand axe donné par Newcomb, tel qu'il est rapporté dans les Kleine Planeten Jahrgang de 1937 et, pour le calcul préliminaire des constantes ϖ, ϖ', et de l'inclinaison mutuelle des orbites de Polymnie et de Jupiter, γ. Notre travail est divisé en plusieurs sections dont voici la description :

3. — La section I comprend le calcul des constantes nécessaires à l'application de la méthode de Le Verrier.

La section II comprend la fonction perturbatrice, le calcul étant poussé jusqu'au second ordre par rapport aux excentricités et inclinaisons pour les termes dont l'argument a la somme des coefficients nulle ; au troisième ordre pour les termes dont l'argument a la somme des coefficients égale à 1 ; au quatrième ordre pour les termes dont l'argument a la somme des coefficients égale à 2 ; au cinquième ordre pour les autres termes.

La section III donne les termes périodiques du premier ordre des éléments, le calcul étant fait pour l'équinoxe de 1925, mais ce calcul permet l'expression générale de ces termes en affectant chaque coefficient d'un ou plusieurs facteurs qui permettent de tenir compte de la variation séculaire de ces éléments.

La section IV est consacrée à l'étude des variations séculaires. La section V est consacrée à la correction des éléments pour obtenir les éléments moyens en tenant compte de l'action de Jupiter.

4. — Dans les sections suivantes, nous étendrons les calculs en tenant compte des actions des autres planètes, moins importantes du fait, soit de leur éloignement, soit de la plus petite valeur de leur masse, exception étant faite cependant pour Mars à cause de son rapprochement.

Une fois calculés les éléments moyens définitifs, nous entreprendrons le calcul des tables du mouvement et nous comparerons le calcul aux observations pour obtenir les tables définitives.

SECTION I

5. — En prenant pour unité de masse celle du Soleil, nous avons adopté pour la masse de Jupiter le nombre donné par Newcomb :

$$\frac{1}{1047,355}$$

et quant à la masse de Polymnie, d'ailleurs insensible, elle a été faite égale à zéro.

Les moyens mouvements sidéraux, en une année julienne de $365^j,25$, et les demi-grands axes conclus ont reçu les valeurs suivantes :

Polymnie	$n = 267325'',606$	$a = 2,864\ 300$
Jupiter	$n' = 109256'',719$	$a' = 5,202\ 561$

Les autres éléments, extraits, pour Jupiter, de la *Connaissance des Temps*, et pour Polymnie, provisoirement, des Kleine Planeten Jahrgang de 1937, et ramenés à l'équinoxe de 1925,0 sont :

Jupiter	**Polymnie**
$\theta' = 99^\circ\ 41'\ 45'',846$	$\theta = 8^\circ\ 56'\ 16'',800$
$\varpi' = 13^\circ\ 7'\ 24'',703$	$\omega = 334^\circ\ 48'\ 36'',000$
$\varphi' = 1^\circ\ 18'\ 26'',320$	$\varphi = 1^\circ\ 54'\ 36'',000$
$e' = 0,048\ 375\ 765$	$e = 0,337\ 226\ 6$

Nous donnerons les éléments moyens de Polymnie quand nous aurons calculé toutes les perturbations de façon à pouvoir effectuer toutes les corrections nécessaires.

Au moyen de ces éléments nous avons calculé les angles τ, τ', et l'inclinaison mutuelle des orbites de Jupiter et de Polymnie en appliquant les formules données par Le Verrier.

Nous posons d'abord :

$$p = \text{tang}\ \varphi \sin\theta \qquad p' = \text{tang}\ \varphi' \sin\theta'$$
$$q = \text{tang}\ \varphi \cos\theta \qquad q' = \text{tang}\ \varphi' \cos\theta'$$

puis appelons τ la longitude du nœud ascendant de m sur m', comptée dans l'orbite de m ; τ' la longitude du nœud descendant de m' sur m, comptée dans l'orbite de m' ; et soit γ l'inclinaison mutuelle des orbites.

Les valeurs de τ, τ' et γ sont données par les formules :

$$\frac{\sin\gamma \sin\tau}{\cos\varphi\cos\varphi'} = p - p' + 2\sin^2\frac{\varphi}{2}\frac{\text{tang}\ \varphi'}{\cos\varphi}\sin(\theta-\theta')\cos\theta$$

$$\frac{\sin\gamma \cos\tau}{\cos\varphi\cos\varphi'} = q - q' - 2\sin^2\frac{\varphi}{2}\frac{\text{tang}\ \varphi'}{\cos\varphi}\sin(\theta-\theta')\sin\theta$$

$$\frac{\sin\gamma \sin\tau'}{\cos\varphi\cos\varphi'} = p - p' + 2\sin^2\frac{\varphi'}{2}\frac{\text{tang}\ \varphi}{\cos\varphi'}\sin(\theta-\theta')\cos\theta'$$

$$\frac{\sin\gamma \cos\tau'}{\cos\varphi\cos\varphi'} = q - q' - 2\sin^2\frac{\varphi'}{2}\frac{\text{tang}\ \varphi}{\cos\varphi'}\sin(\theta-\theta')\sin\theta'$$

Le tableau complet des formules à employer dans ces opérations est donné dans le Tome X des *Annales de l'Observatoire*, Section II du Chapitre XVIII. Nous avons fait usage de ces formules ainsi que des développements en séries donnés au Tome II, dans les additions au Chapitre V.

Nous avons effectué le calcul des transcendantes de Laplace sous deux formes par logarithmes et au moyen d'une machine à calculer, de façon à éviter les erreurs, Nous en avons déduit les coefficients $A^{(i)}$, $B^{(i)}$, $C^{(i)}$, ...
Pour la suite des calculs, nous avons utilisé les valeurs en nombres naturels et une machine à calculer.

Nous donnons ci-dessous les valeurs des coefficients $A_{(i)}$, $B_{(i)}$ ... et de leurs dérivées, puis, à la suite, nous donnons le développement de la fonction $R_{(0,1)}$ et de sa dérivée par rapport à a, ou plutôt, de la fonction $a'R_{(0,1)}$ et de la fonction $a'a \dfrac{dR_{(0,1)}}{da}$.

Nous poserons, selon la coutume :

$$\lambda = l + \tau' - \tau$$
$$\omega = \varpi + \tau' - \tau .$$

7. — Voici les tableaux des coefficients $A_{(i)}$, $B_{(i)}$, $C_{(i)}$, ... et de leurs dérivées.

i	$a'A^{(i)}$	$a'A_1^{(i)}$	$a'A_2^{(i)}$	$a'A_3^{(i)}$	$a'A_4^{(i)}$	$a'A_5^{(i)}$	$a'A_6^{(i)}$
0	2,184515	0,453668	0,445566	0,349924	0,338479	0,333550	0,344360
1	0,628447	0,824013	0,397293	0,370721	0,336755	0,336435	0,345115
2	0,263479	0,618703	0,544011	0,369888	0,349981	0,340159	0,349008
3	0,121834	0,419308	0,548058	0,443241	0,360407	0,350983	0,354733
4	0,058974	0,258306	0,467816	0,489524	0,404437	0,363006	0,364754
5	0,029317	0,157970	0,362561	0,480635	0,453272	0,394653	
6	0,014830	0,094833	0,264002	0,428910	0,477574	0,437184	
7	0,007595	0,056199	0,184079	0,356074	0,467231	0,473855	
8	0,003926	0,032988	0,124331	0,279807	0,427268	0,489886	
9	0,002044	0,019222	0,081958	0,215605	0,369068	0,479648	
10	0,001070	0,011135	0,052999	0,136234	0,304089		
11	0,000564	0,006420	0,033746	0,108629			

i	$a'a \dfrac{dA^{(i)}}{da}$	$a'a \dfrac{dA_1^{(i)}}{da}$	$a'a \dfrac{dA_2^{(i)}}{da}$	$a'a \dfrac{dA_3^{(i)}}{da}$	$a'a \dfrac{dA_4^{(i)}}{da}$	$a'a \dfrac{dA_5^{(i)}}{da}$	$a'a \dfrac{dA_6^{(i)}}{da}$
0	0,453668	1,344800	1,940905	2,403689	3,021664	3,733909	
1	0,824013	1,618604	1,906748	2,459178	3,029193	3,752867	
2	0,618703	1,706727	2,409701	2,509583	3,094286	3,794837	
3	0,410308	1,506424	2,425839	2,771481	3,196546	3,883309	
4	0,258306	1,193933	2,404194	3,086314	3,437723	4,008500	
5	0,157970	0,878886	2,167025	3,254992	3,786355		
6	0,094833	0,622837	1,814733	3,197023	4,096219		
7	0,056199	0,424357	1,436380	2,937147	4,238209		
8	0,032988	0,281649	1,088080	2,560253	4,158500		
9	0,019222	0,183138	0,796007	2,108362	3,874500		
10	0,011135	0,117134	0,514702	1,625059			
11	0,006420	0,073911	0,393379				

Pour les cas où φ et φ' seraient très petits, il suffirait d'appliquer les formules approchées :

$$\sin\gamma \sin\tau = p - p'$$
$$\sin\gamma \sin\tau = q - q'$$

L'application de ces formules nous a donné pour Polymnie et Jupiter les nombres suivants :

$$\tau = 334^\circ\ 47'\ 56'',55$$
$$\tau' = 334^\circ\ 49'\ 15'',04$$
$$\gamma = \quad 2^\circ\ 19'\ 49'',18$$

d'où, pour $\eta = \sin\frac{\gamma}{2}$ la valeur :

$$\eta = 0{,}020\ 334\ 520$$

SECTION II

Fonction perturbatrice

6. — Soient r et r' les rayons vecteurs des deux planètes m et m', s le cosinus de l'angle qu'ils comprennent, R la fonction perturbatrice correspondante aux actions de m' sur m ; on a :

$$R_{(0,1)} = (r^2 + r'^2 - 2rr's)^{-\frac{1}{2}} - \frac{rs}{r'^2}$$

Selon la coutume nous appellerons R_1 l'inverse de la distance des deux planètes :

$$R_1 = (r^2 + r'^2 - 2rr's)^{-\frac{1}{2}}$$

Il nous faut maintenant obtenir le développement trigonométrique des fonctions $R_{(0,1)}$ et R_1. Pour cela, nous pourrions avoir recours au développement général donné par Le Verrier à la fin du Tome I des *Annales de l'Observatoire de Paris*, et aux tables numériques qui l'accompagnent ; mais, pour éviter un travail inutile, nous nous sommes aidés du développement donné dans le Tome X des *Annales de l'Observatoire de Paris* en vue de la théorie de Jupiter, et nous complèterons ce développement s'il y a lieu.

Selon l'usage, nous poserons :

$$(a^2 + a'^2 - 2aa'\cos\psi)^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\sum A_{(i)} \cos i\psi$$

$$a a' (a^2 + a'^2 - 2aa'\cos\psi)^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\sum B_{(i)} \cos i\psi$$

$$a^2 a'^2 (a^2 + a'^2 - 2aa'\cos\psi)^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\sum C_{(i)} \cos i\psi$$

. . . .

le signe Σ s'étendant à toutes les valeurs entières positives et négatives de i, et les coefficients étant tels, que pour des valeurs égales et de signes contraires de i, ils prennent respectivement des valeurs égales.

Les coefficients de la fonction perturbatrice dépendent des coefficients $A_{(i)}$, $B_{(i)}$, $C_{(i)}$, . . . et de leurs dérivées, prises par rapport à a, et ils se calculent à l'aide des coefficients et des dérivées des coefficients du développement.

$$(1 + \alpha^2 - 2\alpha\cos\psi)^{-s} = \frac{1}{2}\,\mathfrak{B}_s^{(0)} + \mathfrak{B}_s^{(1)}\cos\psi + \mathfrak{B}_s^{(2)}\cos 2\psi + \ \ldots\ + \mathfrak{B}_s^{(i)}\cos i\psi + \ \ldots\ldots$$

où α représente le rapport a/a' et où i doit recevoir toutes les valeurs positives et entières et s les valeurs $1/2$, $3/2$, $5/2$.

i	$a'a^2 \dfrac{d^2A^{(i)}}{da^2}$	$a'a^2 \dfrac{d^2A_1^{(i)}}{da^2}$	$a'a^2 \dfrac{d^2A_2^{(i)}}{da^2}$	$a'a^2 \dfrac{d^2A_3^{(i)}}{da^2}$
0	0,891132	3,881809	9,151960	16.894077
1	0,794586	3,813509	9,284300	17,035154
2	1,088023	4,393367	9.726440	17,396280
3	1,096115	4,851678	10,740292	18,329130
4	0,935632	4,808389	11,663111	19 923500
5	0,725120	4,334050	11,932000	24,297556
6	0,528004	3,629467	11,405816	22,778895

i	$\dfrac{1}{2\alpha} a'B^{(i)}$	$\dfrac{1}{2\alpha} a'B_1^{(i)}$	$\dfrac{1}{2\alpha} a'B_2^{(i)}$	$\dfrac{1}{2\alpha} a'B_3^{(i)}$
0	2,218330	6,403271	11,034333	26,265882
1	1,633322	5.967986	11,836919	26,036765
2	1,076848	4,906567	11,173436	25,592471
3	0,724545	3,720498	9,860700	24,693000
4	0,412968	2,670775	8,187060	23.180211
5	0,247714	1,843733	6,461833	21,136500
6	0,146721	1,236134	4.894375	18,814956
7	0,086092	0,810233	3,554717	
8	0.050152	0,521591		
9	0,029048			

i	$\dfrac{1}{2}\dfrac{a'}{\alpha} a \dfrac{dB^{(i)}}{da}$	$\dfrac{1}{2}\dfrac{a'}{\alpha} a \dfrac{dB_1^{(i)}}{da}$	$\dfrac{1}{2}\dfrac{a'}{\alpha} a \dfrac{dB_2^{(i)}}{da}$
0	6,403271	28,471933	100,866279
1	5,967986	29,641800	101,784186
2	4.906567	27,253500	99,124000
3	3.720419	23,441842	93,800500
4	2,670775	19,044913	85,914600
5	1 843733	14,767400	76,333167
6	1,236134	11,023875	65,459143
7	0,810233	7,979667	
8	0,521599		

i	$\dfrac{1}{\alpha} a'E^{(i)}$	$\dfrac{1}{\alpha} a'E_1^{(i)}$	$\dfrac{1}{\alpha} a'E_2^{(i)}$	$\dfrac{1}{\alpha} a'E_3^{(i)}$
0	3,266686	11,935973	23,673842	52,073500
1	3,295169	11,309872	22,207789	51,858375
2	2.309501	9,688400	21,696700	50,729778
3	1,489817	7,577167	19,360522	48,772625
4	0,923896	5,564150	16,322556	45,829500
5	0,559689	3,906909	13,081424	41,995100
6	0,333805	2 653969	10,046581	
7	0,196872	1,757733		

i	$\frac{a'}{\alpha} a \frac{dE^{(i)}}{da}$	$\frac{a'}{\alpha} a \frac{dE_1^{(i)}}{da}$	$\frac{a'}{\alpha} a \frac{dE_2^{(i)}}{da}$
0	11,935973	59,283714	203,568182
1	11,309846	35,725375	199,990455
2	9,688400	53,083667	195,584782
3	7,577167	46,298400	185,038333
4	5,564138	38,209273	170,136000
5	3,906909	30,069786	151,373418
6	2,653963	22,747053	
7	1,757733		

$$\frac{3}{8}\frac{1}{\alpha^2} a' C^{(0)} = 5,389975 \qquad \frac{3}{8}\frac{1}{\alpha^2} a' C^{(2)} = 3,906945$$

$$\frac{1}{\alpha^2} a' G^{(0)} = 29,373800 \qquad \frac{1}{\alpha^2} a' a \frac{dG^{(0)}}{da} = 193,392273$$

$$\frac{3}{8}\frac{1}{\alpha^2} a' L^{(0)} = 6,972684$$

$$\frac{3}{8}\frac{1}{\alpha^2} a' a \frac{dC^{(0)}}{da} = 34,038692 \qquad \frac{3}{8}\frac{1}{\alpha^2} a' a \frac{dC^{(2)}}{da} = 28,618800$$

$$\alpha = 0,550056 \qquad \alpha^2 = 0,303112$$

8. — Ayant donné les transcendantes de Laplace, ou plutôt, les coefficients qui en dérivent, nous allons donner maintenant le développement de la fonction perturbatrice $R_{(0,1)}$ et de sa dérivée $a'a \frac{dR_{(0,1)}}{da}$. Nous avons disposé les tableaux sous une forme commode. Nous donnons les coefficients eux-mêmes et non leurs logarithmes, en vue de l'usage des machines à calculer.

DÉVELOPPEMENT DE LA FONCTION PERTURBATRICE

Un terme de la fonction perturbatrice $a'R_{(0,1)}$ a la forme :

$$e^h e'^{h'} \eta^f \, N \cos (i' l' + i\lambda + k'\varpi' + k\omega + u\tau')$$

Dans les tableaux qui suivent, nous supprimerons le signe cosinus qui sera sous-entendu.

Partie séculaire

$e^h e'^{h'} \eta^f$	N	cos ($i' l' + i\lambda + k'\varpi' + k\omega + u\tau'$) i'	i	k'	k	u	$a' a \frac{dN}{da}$
	1,092358						0,226834
e^2	0,224809						0,821425
e'^2	0,224809						0,821425
η^2	−0,899234						−3,285708
ee'	−0,296431			1	−1		−1,350672

$e^h\ e'^{h'}\ \eta^f$	N	cos (i′ l′ + iλ + k′ϖ′ + kω + uτ′) i′	i	k′	k	u	$a'\ a\ \frac{dN}{da}$
e^4	0,129076						1,017253
$e^2\ e'^2$	1,225325						7,736167
e'^4	0,589930						3,188278
$e^2\ \eta^2$	− 4,901188						− 36,178583
$e'^2\ \eta^2$	− 4,901188						− 36,178583
η^4	4,451770						29,309733
$e^3\ e'$	− 0,669739			1	− 1		− 5,515163
ee'^3	− 1,518393			1	− 1		− 8,636420
$ee'\ \eta^2$	8,319580			1	− 1		67,279500
$e^2\ e'^2$	0,444056			2	− 2		3,250600
$e^2\ \eta^2$	4,767933				2	− 2	28,713334
$ee'\ \eta^2$	− 4,189528			1	1	− 2	− 6,907150
$e'^2\ \eta^2$	2,330672			2		− 2	10,750537
e^6	0,105924						
$e^4\ e'^2$	2,600594						
$e^2\ e'^4$	6,777029						
e'^6	1,809005						
$e^5\ e'$	− 1,015006			1	− 1		
$e^3\ e'^3$	− 8,246640			1	− 1		
$e\ e'^5$	− 6,709386			1	− 1		
$e^4\ e'^2$	1,604759			2	− 2		
$e^2\ e'^4$	3,921346			2	− 2		
$e^3\ e'^3$	− 0,716507			3	− 3		

Partie périodique

$e^h\ e'^{h'}\ \eta^f$	N	i′	i	k′	k	u	$a'\ a\ \frac{dN}{da}$
	0,077892	1	− 1				0,279833
	0,263479	2	− 2				0,618703
	0,121834	3	− 3				0,419308
	0,058974	4	− 4				0,258306
	0,044276	5	− 5				0,157970
	0,014830	6	− 6				0,094833
	0,007595	7	− 7				0,056199
	0,003626	8	− 8				0,032988
	0,002044	9	− 9				0,019222
	0,001070	10	− 10				0,011135
	0,000563	11	− 11				0,006420
e^2	0,257485	1	− 1				1,213075
e^2	− 0,472559	2	− 2				− 0,522606
e^2	− 0,617324	3	− 3				− 1,726644
e^2	− 0,580524	4	− 4				− 2,344439
e^2	− 0,846504	5	− 5				− 2,424211

$e^h\, e'^{h'}\, \eta^f$	N	$\cos(i' l' + i\lambda + k'\varpi' + k\omega + u\tau')$ i'	i	k'	k	u	$a'\, a\, \frac{dN}{da}$
e^2	−0,354474	6	−6				−2,195195
e^2	−0,252030	7	−7				−2,106019
e^2	−0,172592	8	−8				−1,426330
e^2	−0,114992	9	−9				−1,067412
e^2	−0,074915	10	−10				−0,797598
e'^2	−0,017792	1	−1				0,939797
e'^2	−0,472559	2	−2				−0,522606
e'^2	−0,617324	3	−3				−1,726644
e'^2	−0,580524	4	−4				−2,244439
e'^2	−0,846699	5	−5				−2,424211
e'^2	−0,354474	6	−6				−2,195195
e'^2	−0,252030	7	−7				−2,106019
e'^2	−0,172592	8	−8				−1,426330
e'^2	−0,114992	9	−9				−1,067412
e'^2	−0,074915	10	−10				−0,797598
η^2	−1,263618	1	−1				−5,676150
η^2	−1,271511	2	−2				−5,334000
η^2	−0,820223	3	−3				−4,171750
η^2	−0,508656	4	−4				−3,063364
η^2	−0,308140	5	−5				−2,150970
η^2	−0,183778	6	−6				−1,461153
ee'	0,069566	−9	9	−1	1		0,741922
ee'	0,105793	−8	8	−1	1		0,980912
ee'	0,153317	−7	7	−1	1		1,294397
ee'	0,225446	−6	6	−1	1		1,626669
ee'	0,309984	−5	5	−1	1		1,910696
ee'	0,735828	−4	4	−1	1		2,076552
ee'	0,445466	−3	3	−1	1		1,817209
ee'	0,434570	−2	2	−1	1		1,111179
ee'	0,209080	−1	1	−1	1		−0,096111
ee'	−0,449617	1	−1	−1	1		−1,642850
ee'	−0,218539	2	−2	−1	1		−1,077205
ee'	0,736038	3	−3	−1	1		1,141305
ee'	1,210964	4	−4	−1	1		2,342105
ee'	0,698583	5	−5	−1	1		2,850427
ee'	0,957180	6	−6	−1	1		2,819138
ee'	0,398967	7	−7	−1	1		2,479706
ee'	0,278613	8	−8	−1	1		2,020059
ee'	0,188295	9	−9	−1	1		1,588303

$e^h\, e'^{h'}\, \eta^f$	N	cos $(i'\,l' + i\lambda + k'\varpi' + k\omega + u\tau')$					$a'\,a\,\dfrac{dN}{da}$
		i'	i	k'	k	u	
ee'	0,124191	10	— 10	— 1	1		1.153908
ee'	0,080264	10	— 11	— 1	1		0,853271
e	0,002979	— 11	12		— 1		0,033667
e	0,005131	— 10	11		— 1		0,052784
e	0.008787	— 9	10		— 1		0,081429
e	0,014912	— 8	9		— 1		0,123978
e	0,025068	— 7	8		— 1		0,181213
e	0,041565	— 6	7		— 1		0,257579
e	0,142369	— 5	6		— 1		0,348308
e	0,106743	— 4	5		— 1		0,436254
e	0,160348	— 3	4		— 1		0,477712
e	0,217606	— 2	3		— 1		0,384043
e	— 0,058820	— 1	2		— 1		— 0,214624
e	— 0,216625		1		— 1		— 0,672400
e	— 0,260563	1			— 1		— 0,807490
e	— 0,836310	2	— 1		— 1		— 2,090770
e	— 0,570656	3	— 2		— 1		— 1,984138
e	— 0,365049	4	— 3		— 1		— 1,630193
e	— 0,300339	5	— 4		— 1		— 1,231397
e	— 0,136398	6	— 5		— 1		— 0,880416
e	— 0,081266	7	— 6		— 1		— 0,605570
e	— 0,047900	8	— 7		— 1		— 0,404727
e	— 0,028009	9	— 8		— 1		— 0,254567
e	— 0,016265	10	— 9		— 1		— 0,169914
e^3	— 0,205771	— 10	11		— 1		— 2,266016
e^3	— 0,297466	— 9	10		— 1		— 2,735775
e^3	— 0,403861	— 8	9		— 1		— 3,308331
e^3	— 0,528167	— 7	8		— 1		— 3,777682
e^3	— 0,656654	— 6	7		— 1		— 4,019991
e^3	— 0,986732	— 5	6		— 1		— 3,877155
e^3	— 0,805420	— 4	5		— 1		— 3,243215
e^3	— 0,729297	— 3	4		— 1		— 2,178320
e^3	— 0,505118	— 2	3		— 1		— 1.047793
e^3	— 0,002894	— 1	2		— 1		— 0,329478
e^3	— 0,157551		1		— 1		— 1,134459
e^3	— 0,337668	1			— 1		— 1,875561
e^3	0,107716	2	— 1		— 1		— 0,973278
e^3	0,752454	3	— 2		— 1		1,614626
e^3	1,190135	4	— 3		— 1		4,559467

$e^h e'^{h'} \eta^f$	N	cos (i′ l′ + i λ + k′ϖ′ + kω + uτ′) i′	i	k′	k	u	$a a' \frac{dN}{da}$
e^3	2,059872	5	− 4		− 1		6,785583
e^3	1,278612	6	− 5		− 1		7,892017
e^3	1,101805	7	− 6		− 1		7,970320
e^3	0,885762	8	− 7		− 1		
e^3	0,677189	9	− 8		− 1		
e^3	0,504299	10	− 9		− 1		
ee'^2	− 0,852530	− 7	8		− 1		− 6,112125
ee'^2	− 1,029203	− 6	7		− 1		− 6,328371
ee'^2	− 3,020420	− 5	6		− 1		− 5,911463
ee'^2	− 1,155173	− 4	5		− 1		− 4,801222
ee'^2	− 0,966135	− 3	4		− 1		− 3,282092
ee'^2	− 0,683811	− 2	3		− 1		− 2,138310
ee'^2	− 0,349485	− 1	2		− 1		− 2,270188
ee'^2	− 0,821330		1		− 1		− 4,079855
ee'^2	− 0,864454	1			− 1		− 4,698056
ee'^2	1,211653	2	− 1		− 1		− 0,047872
ee'^2	2,715294	3	− 2		− 1		7,077800
ee'^2	3,488608	4	− 3		− 1		13,869387
ee'^2	5,444638	5	− 4		− 1		18,330667
ee'^2	3,224456	6	− 5		− 1		20,014045
ee'^2	2,675894	7	− 6		− 1		19,423826
ee'^2	2,093919	8	− 7		− 1		17,344880
ee'^2	1,568632	9	− 8		− 1		14,600700
ee'^2	1,147950	10	− 9		− 1		12,069917
$e\eta^2$	− 0,502938	− 4	5		− 1		− 1,735304
$e\eta^2$	− 0,374857	− 3	4		− 1		0,229671
$e\eta^2$	0,123979	− 2	3		− 1		3,944755
$e\eta^2$	1,574450	− 1	2		− 1		9,388520
$e\eta^2$	3,285708		1		− 1		16,319461
$e\eta^2$	4,101611	1			− 1		20,740857
$e\eta^2$	5,210013	2	− 1		− 1		25,280765
$e\eta^2$	4,546510	3	− 2		− 1		25,259882
$e\eta^2$	3,566309	4	− 3		− 1		22,771632
$e\eta^2$	2,618182	5	− 4		− 1		19,032391
$e\eta^2$	1,833246	6	− 5		− 1		15,028689
e'	− 0,004596	− 9	10	− 1			− 0,047217
e'	− 0,007765	− 8	9	− 1			− 0,071818
e'	− 0,012949	− 7	8	− 1			− 0,106584
e'	− 0,021269	− 6	7	− 1			− 0,153112

$e^h\, e'^{h'}\, \eta^f$	N	$\cos(i'l' + i\lambda + k'\varpi' + k\omega + u\tau')$					$a'\, a\, \frac{dN}{da}$
		i'	i	k'	k	u	
e'	− 0,034150	− 5	6	− 1			− 0,210163
e'	− 0,050558	− 4	5	− 1			− 0,269322
e'	− 0,077256	− 3	4	− 1			− 0,307102
e'	− 0,099430	− 2	3	− 1			− 0,272558
e'	− 0,085867	− 1	2	− 1			− 0,059328
e'	0,097785		1	− 1			0,398026
e'	1,319091	1		− 1			0,899234
e'	0,253571	2	− 1	− 1			0,901720
e'	0,968048	3	− 2	− 1			2,400122
e'	0,631573	4	− 3	− 1			2,189290
e'	0,394537	5	− 4	− 1			1,759344
e'	0,240228	6	− 5	− 1			1,310382
e'	0,143813	7	− 6	− 1			0,927832
e'	0,085063	8	− 7	− 1			0,633669
e'	0,049863	9	− 8	− 1			0,421221
e'	0,029031	10	− 9	− 1			0,274178
e'	0,016801	11	− 10	− 1			0,175486
$e^2 e'$	0,581261	− 7	8	− 1			4,763556
$e^2 e'$	0,726513	− 6	7	− 1			5,201075
$e^2 e'$	0,852004	− 5	6	− 1			5,230738
$e^2 e'$	0,914854	− 4	5	− 1			4,699389
$e^2 e'$	0,864928	− 3	4	− 1			3,634250
$e^2 e'$	0,679984	− 2	3	− 1			2,418739
$e^2 e'$	0,447535	− 1	2	− 1			1,877013
$e^2 e'$	0,478224		1	− 1			2,877147
$e^2 e'$	1,046234	1		− 1			4,901300
$e^2 e'$	0,993198	2	− 1	− 1			5,428600
$e^2 e'$	− 1,442701	3	− 2	− 1			0,263496
$e^2 e'$	− 3,023951	4	− 3	− 1			− 7,941094
$e^2 e'$	− 3,783766	5	− 4	− 1			− 15,036297
$e^2 e'$	− 3,811723	6	− 5	− 1			− 19,502704
$e^2 e'$	− 3,401608	7	− 6	− 1			− 21,111676
$e^2 e'$	− 2,801811	8	− 7	− 1			− 20,326786
$e^2 e'$	− 2,18031	9	− 8	− 1			− 18,058210
$e^2 e'$	− 1,622277	10	− 9	− 1			− 15,134416
$e^2 e'$	− 1,185463	11	− 10	− 1			− 12,468531
e'^3	0,229955	− 7	8	− 1			1,890026
e'^3	0,277067	− 6	7	− 1			1,994244
e'^3	0,309644	− 5	6	− 1			1,924679

$e^h e'^{h'} \eta^f$	N	cos (i′ l′ + iλ + k′ϖ′ + kω + uτ′) i′	i	k′	k	u	$a' a \frac{dN}{da}$
e'^3	0,311690	— 4	5	— 1			1,679297
e'^3	0,271866	— 3	4	— 1			1,261258
e'^3	0,206028	— 2	3	— 1			0,996689
e'^3	0,197300	— 1	2	— 1			1,328729
e'^3	0,411774		1	— 1			2,213233
e'^3	0,583039	1		— 1			3,159671
e'^3	0,518030	2	— 1	— 1			2,855745
e'^3	— 1,541194	3	— 2	— 1			— 1,557891
e'^3	— 2,335977	4	— 3	— 1			— 6,647287
e'^3	— 2,585120	5	— 4	— 1			— 10,510490
e'^3	— 2,439417	6	— 5	— 1			— 12,593743
e'^3	— 2,086117	7	— 6	— 1			— 13,003546
e'^3	— 1,667795	8	— 7	— 1			— 12,129242
e'^3	— 1,269475	9	— 8	— 1			— 10,530801
e'^3	— 0,928836	10	— 9	— 1			— 8,671290
e'^3	— 0,668608	11	— 10	— 1			— 7,034684
$e' \eta^2$	0,248610	— 3	4	— 1			0,203621
$e' \eta^2$	— 0,035258	— 2	3	— 1			— 2,315794
$e' \eta^2$	— 0,759739	— 1	2	— 1			— 6,611755
$e' \eta^2$	— 2,203518		1	— 1			— 12,226616
$e' \eta^2$	— 4,184946	1		— 1			— 19,605211
$e' \eta^2$	— 4,733552	2	— 1	— 1			— 23,579091
$e' \eta^2$	— 5,845824	3	— 2	— 1			— 27,947984
$e' \eta^2$	— 4,956659	4	— 3	— 1			— 27,345919
$e' \eta^2$	— 3,820671	5	— 4	— 1			— 24,303513
$e' \eta^2$	— 2,770275	6	— 5	— 1			— 20,108042
$e^2 e'$	— 0,846481	— 7	6	— 1	2		— 6,998830
$e^2 e'$	— 0.999205	— 6	5	— 1	2		— 7,561758
$e^2 e'$	— 1,200725	— 5	4	— 1	2		— 7,411007
$e^2 e'$	— 1,239297	— 4	3	— 1	2		— 6,254274
$e^2 e'$	— 1,071150	— 3	2	— 1	2		— 4,095137
$e^2 e'$	— 0,641010	— 2	1	— 1	2		— 1,319610
$e^2 e'$	— 0,049713	— 1		— 1	2		1,111093
$e^2 e'$	0,275782		— 1	— 1	2		1,587561
$e^2 e'$	0,073500	1	— 2	— 1	2		0,807796
$e^2 e'$	— 2,925983	2	— 3	— 1	2		— 2,746405
$e^2 e'$	0,727792	3	— 4	— 1	2		1,437623
$e^2 e'$	0,978182	4	— 5	— 1	2		2,934912
$e^2 e'$	1,010918	5	— 6	— 1	2		4,095058
$e^2 e'$	0,919422	6	— 7	— 1	2		4,672944
$e^2 e$	0,768413	7	— 8	— 1	2		4,714452
$e^2 e'$	0,604593	8	— 9	— 1	2		4,333853
$e^2 e'$	0,455021	9	— 10	— 1	2		3,732103

$e^h e'^{h'} \eta^f$	N	cos (i' l' + iλ + k'ϖ' + kω + uτ') i'	i	k'	k	u	$a' a \frac{dN}{da}$
ee'^2	−0,232715	−3	4	−2	1		−1,285612
ee'^2	−0,190796	−2	3	−2	1		−0,962257
ee'^2	−0,153687	−1	2	−2	1		−0,915623
ee'^2	−0,233102		1	−2	1		−0,466281
ee'^2	0,209896	1		−2	1		−1,929231
ee'^2	−0,860330	2	−1	−2	1		−3,682788
ee'^2	−8,020209	3	−2	−2	1		−11,516170
ee'^2	1,703002	4	−3	−2	1		1,748715
ee'^2	2,525580	5	−4	−2	1		4,690093
ee'^2	2,754651	6	−5	−2	1		11,197197
ee'^2	2,573361	7	−6	−2	1		13,283610
ee'^2	2,184563	8	−7	−2	1		13,614179
ee'^2	1,736781	9	−8	−2	1		12,628814
ee'^2	1,316208	10	−9	−2	1		10,917210
ee'^2	0,959700	11	−10	−2	1		8,958057
ee'^2	0,688507	12	−11	−2	1		7,246941
$e\eta^2$	−1,325821	−4	5		1	−2	−10,155601
$e\eta^2$	−1,872014	−3	4		1	−2	−12,594689
$e\eta^2$	−2,610817	−2	3		1	−2	−10,646208
$e\eta^2$	−3,129263	−1	2		1	−2	−15,606294
$e\eta^2$	−3,441322		1		1	−2	−14,731142
$e\eta^2$	−2,156155	1			1	−2	−10,537268
$e\eta^2$	−1,642850	2	−1		1	−2	−8,159733
$e\eta^2$	−0,743620	3	−2		1	−2	−4,800933
$e\eta^2$	−0,226371	4	−3		1	−2	−2,356872
$e\eta^2$	−0,053119	5	−4		1	−2	−0,931412
$e\eta^2$	0,037983	6	−5		1	−2	−0,004827
$e\eta^2$	0,063610	7	−6		1	−2	0,368175
$e'\eta^2$	0,784560	−6	7	1		−2	6,777715
$e'\eta^2$	1,121251	−5	6	1		−2	8,532993
$e'\eta^2$	1,530972	−4	5	1		−2	10,389085
$e'\eta^2$	2,021427	−3	4	1		−2	11,573772
$e'\eta^2$	2,239967	−2	3	1		−2	11,554299
$e'\eta^2$	2,092473	−1	2	1		−2	9,802589
$e'\eta^2$	1,152022		1	1		−2	6,075017
$e'\eta^2$	0,294002	1		1		−2	3,231170
$e'\eta^2$	−0,131493	2	−1	1		−2	0,748939
$e'\eta^2$	−0,371988	3	−2	1		−2	−0,878751
$e'\eta^2$	−0,287923	4	−3	1		−2	−1,374205
$e'\eta^2$	−0,242003	5	−4	1		−2	−1,517790

(A suivre).

(Observatoire de Marseille).

Observations d'Etoiles doubles faites à Nancy en 1939

Par M. M. Duruy

(suite)

3460 : Σ 932

	2,05	1938,172	
320,6	1,99	,181	
	2,16	,183	
321,8		1939,104	
321,2	2,07	1938,41	2/3n

3549 : Σ 3117

86,7	0,90	1939,10	1n

3559 : Σ 948 AB

100,0	1,74	1938,206	
97,5	1,73	1939,090	
98,1	1,64	,093	
96,9	1,58	,096	
98,1	1,63	,104	
97,6	1,70	,120	
97,9	1,71	,140	
98,6	1,69	,156	
98,1	1,68	1939,00	8n

3587 : Σ 958

257,5	4,87	1939,140	
257,7	4,80	,164	
257,4	4,82	,167	
	4,95	,244	
257,5	4,87	1939,18	3/4n

3601 : OΣ 156

278,0	0,53	1939,093	
276,3	0,5 ±	,120	
279,0	0,62	,156	
277,3	0,53	,208	
276,9	0,58	,244	
277,5	0,56	1939,16	5n

3678 : OΣ 159

27,7	0,99	1939,156	
27,4	1,02	,167	
29,7	1,03	,208	
27,9	1,05	,244	
28,2	1,02	1939,19	4n

A 1575

281,6	0,79	1938,211	
282,0	0,65	1939,104	
277,0	0,72	,156	
280,2	0,72	1938,82	3n

3757 : Σ 1001

3,2	1,71	1939,156	1n

3949 : OΣ 170

98,3	1,58	1939,181	
99,3	1,65	,216	
99,0	1,63	,233	
98,9	1,62	1939,21	3n

4122 : Σ 1110

201,9	4,06	1939,093	
201,7	3,82	,096	
200,8	3,86	,104	
202,8	3,81	,120	
201,2	3,84	,140	
200,4	3,82	,156	
201,8	3,88	,164	
	3,74	,189	
200,6	3,78	,244	
200,0	4,09	,298	
201,3	3,92	,301	
201,2	3,87	1939,17	10/11n

4130 : OΣ 175

	0,71	1939,189	
328,7	0,69	,208	
327,3	0,70	,244	
326,9	0,60	,298	
326,5	0,58	,301	
327,3	0,66	1939,25	4/5n

4414 : β 581

267,±	0,5e	1939,156	
268,4	0,5e	,208	
273,1	0,5e	,216	
268,9	0,47	,301	
269,6	0,48	1939,22	4n

Mauvaises conditions atmosphériques.