

BULLETIN ASTRONOMIQUE

PUBLIÉ PAR L'OBSERVATOIRE DE PARIS

Comité de Rédaction : MM. A. DANJON, Directeur de l'Observatoire de Paris, L. D'AZAMBUJA, R. BAILLAUD, F. BALDET, J. BOSLER, D. CHALONGE, A. COUDER, J. DUFAY, G. FAYET, CH. FEHRENBACH, P. LACROUTE, G. MEYER, E. PALOQUE, P. SÉMIROT, N. STOYKO.

Secrétaire de la Rédaction : R. BRISSE, Astronome à l'Observatoire de Paris.

Toutes les communications relatives à la rédaction doivent être adressées à
M. LE DIRECTEUR DE L'OBSERVATOIRE DE PARIS
 61, Avenue de l'Observatoire, Paris (14°).

TARIF D'ABONNEMENT A UN TOME DU BULLETIN ASTRONOMIQUE

(CHAQUE TOME COMPREND 4 FASCICULES)

Paris.....	1600 fr.
Départements et Union française.....	2000 fr.
Le fascicule.....	550 fr.
Etranger.....	\$ 7,43
(ou valeur correspondante en francs : 2600 fr.)	
Le fascicule.....	\$ 2
(ou valeur correspondante en francs : 700 fr.)	

Les abonnements sont souscrits à la Librairie Gauthier-Villars.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages.
Charles CAILLIATTE. — Contribution à l'étude des astéroïdes variables.	283
Charles CAILLIATTE. — Éléments de la planète (377) Campania jusqu'en l'an 2000.....	343
Louis ARBEY. — Remarques sur les nombres de Wolf correspondant aux taches solaires entre 1791 et 1811.....	347
André DANJON. — Sur la définition de l'année tropique.....	363
TABLE DES MATIÈRES DU TOME XX.....	365

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES ASTÉROÏDES VARIABLES

Par M. Charles CAILLIATTE.

(Observatoire de Lyon).

SOMMAIRE. — On donne ici un résumé de l'étude physique des astéroïdes variables. Les observations photométriques d'Éros [3] en 1951-1952 fournissent un complément à notre étude [2], en conduisant à une formule donnant l'époque du minimum et représentant les observations depuis 1903. Les observations photoélectriques de Kuiper [7] nous permettent de calculer les éléments physiques de (4), (7), (15), (39) et (44). Les formes photométriques les plus probables semblent être le « cigare » ou ellipsoïde allongé et la « chaudière » ou cylindre à bouts arrondis.

ABSTRACT. — A summary of the physical study of the variables asteroids is given here. The photometric observations of Eros [3] during the years 1951-1952 provide a complement to our study [2], leading to a formula which gives the epoch of the minimum and accounts for the observations since 1903. The photoelectric observations by Kuiper [7] makes it possible to compute the physical elements of (4), (7), (15), (39) and (44). The shapes which appears as most probable, according to the photometric data, are the shape of a « cigar » (elongated ellipsoid) and the shape of a « tank-wagon » (cylinder with rounded ends).

ZUSAMMENFASSUNG. — Nachstehend geben wir eine Zusammenfassung der physischen Untersuchungen an den veränderlichen Planetoiden. Die photometrischen Beobachtungen von Eros [3] während den Jahren 1951-1952 bilden einen Zusatz zu unserer Arbeit [2], denn sie führen zu einer Formel, welche die seit 1903 gemachten Beobachtungen gut darstellt und die Epochen des Minimums angibt. Die photoelektrischen Beobachtungen von Kuiper [7] gestatten die Berechnung der physischen Elemente von (4), (7), (15), (39) und (44). Die « Zigarre » (verlängertes Ellipsoid) und der « Kessel » (Zylinder mit abgerundeten Enden) scheinen die wahrscheinlichsten photometrischen Formen zu sein.

РЕЗЮМЕ. — Здесь дается резюме физического исследования переменных астероидов. Фотометрические наблюдения Эроса [3] в 1951-1952 гг. являются дополнением к нашему исследованию [2], приводя к фор-

муле, дающей эпоху минимума и представляющей наблюдения, начиная с 1903 г. Фотоэлектрические наблюдения Койпера [7] позволяют нам вычислить физические элементы (4), (7), (15), (39) и (44). Наиболее вероятными фотометрическими формами являются „сигара“ (удлиненный эллипсоид) и цилиндр с закругленными краями.

CHAPITRE I

GÉNÉRALITÉS.

1. **Sur les variations d'éclat des astéroïdes.** — Comme l'avait si bien résumé Miss Harwood [], les astéroïdes en général présentent une variation d'éclat qui ne dépend pas uniquement de la variation de leur distance au Soleil et à la Terre.

Il existe en fait trois causes de variation, les deux premières donnant une variation lente, la troisième à courte période.

La première cause est naturellement celle qui dépend des distances et traduit simplement la loi de l'inverse du carré des distances.

Si E est l'éclat de l'astéroïde correspondant à la magnitude apparente m à la distance r du Soleil et Δ de la Terre, et E_0 correspondant à m_0 , r_0 , Δ_0 , on a simplement

$$\frac{E_0}{E} = 2,512^{(m-m_0)} = \frac{r^2 \Delta^2}{r_0^2 \Delta_0^2}.$$

On appelle *magnitude moyenne* m_0 celle de l'astre lorsqu'on prend, en unités astronomiques de longueur, $r_0 = a$, $\Delta_0 = a - 1$ (a , demi-grand axe de l'orbite). On prend plus généralement les valeurs fictives $r_0 = \Delta_0 = 1$ et la quantité m_0 est alors désignée par g , qui est la *magnitude réduite* de l'astéroïde, dont la magnitude apparente à la distance r du Soleil, Δ de la Terre, est simplement donnée par

$$\frac{E_0}{E} = 2,512^{(m-g)} = r^2 \Delta^2,$$

d'où

$$m = g + 5 \log(r \Delta).$$

Une deuxième cause de variation d'éclat est la variation de l'angle de phase, c'est-à-dire de l'angle à l'astre φ formé par les directions du Soleil et de la Terre. Cette variation étant indépendante de la distance s'étudie en corrigeant d'abord les manitudes de façon à les ramener à une distance fixe du Soleil et de la Terre.

Müller a le premier remarqué que la diminution d'éclat avec l'aug-

augmentation de l'angle de phase, prévue par les théories de l'effet de phase, beaucoup trop faible, ne s'appliquait pas aux astéroïdes, mais que la variation, en fonction de l'angle de phase φ , de la magnitude réduite à une distance invariable du Soleil et de la Terre, était très sensiblement proportionnelle à la variation de l'angle de phase. Cette proportionnalité remarquée d'abord sur des astéroïdes où la variation de l'angle de phase ne dépasse pas 30° reste utilisable pour Éros où φ peut atteindre 60° .

Soient g_1, g_2 , deux déterminations de la magnitude réduite g aux angles de phase φ_1, φ_2 . On a

$$g_2 - g_1 = \gamma (\varphi_2 - \varphi_1).$$

γ est appelé le coefficient de phase, c'est l'augmentation de la magnitude pour un degré d'augmentation de l'angle de phase, il est de quelques centièmes de magnitude par degré d'angle de phase.

On peut maintenant ramener la magnitude réduite g à l'angle de phase idéal $\varphi = 0$. La magnitude qu'on en déduit, g_0 , est la *magnitude absolue* de l'astre.

On a ainsi, pour la magnitude réduite g , à un angle de phase φ compté en degrés

$$(1) \quad g = g_0 + \gamma \varphi.$$

La magnitude apparente m est alors

$$(2) \quad m = g_0 + \gamma \varphi + 5 \log(r \Delta).$$

Une troisième cause de variation d'éclat, à courte période cette fois, provient de ce que la rotation de l'astéroïde autour de son axe fait varier à chaque instant la surface visible, projection sur le plan perpendiculaire à la ligne de visée de la surface réelle de l'astre.

Cette variation peut être due à des zones de texture, donc de propriétés optiques, différente de celle du reste de l'astre, ou de relief tourmenté, ou encore à un écart du corps à la forme sphérique, qui peut s'accompagner d'ailleurs de tous les accidents ci-dessus.

Il est naturel de penser que la période de cette variation d'éclat doit être une fonction de la rotation de l'astre et que son amplitude doit être une fonction de la déclinaison astrocentrique D de la Terre, présentant un maximum lorsque la ligne de visée se trouve dans le plan équatorial de la planète.

On a remarqué qu'en général, dans la limite du domaine d'observation des déclinaisons astrocentriques de la Terre, la variation intrinsèque de l'amplitude était proportionnelle à celle de D . Si donc A_0 est l'amplitude maximum observée, correspondant à $D = 0$, on peut écrire en général

$$(3) \quad A = A_0 - \alpha |D|.$$

Nous appellerons le coefficient a le décrément d'amplitude, ou coefficient d'amortissement. Comme le coefficient de phase, il est de quelques centièmes de magnitude au plus par degré de D .

Les formules (1) à (3) ci-dessus s'appliquent à un astre sphérique ou quasi sphérique, mais ne sauraient convenir à Éros, comme nous l'avions montré [2]. Nous reviendrons plus loin sur ce cas particulier.

L'amplitude de la variation d'éclat à courte période ne dépasse généralement pas une demi-magnitude, mais, même pour Éros, en ne considérant que la variation d'éclat du premier ordre, on peut donner un modèle photométrique de la forme du corps, comme nous le verrons plus loin.

2. Les périodes de rotation. — On n'a jamais pu déterminer la période de rotation d'un astéroïde autrement que par l'observation photométrique de sa variation d'éclat à courte période. La courbe de lumière peut présenter un ou généralement deux minimums. Dans la plupart des cas, les deux minimums et les deux maximums fournissent des amplitudes inégales mais, plus l'astre s'écarte de la forme sphérique, plus les amplitudes tendent à devenir égales, comme pour (433) Éros par exemple.

Pour la détermination de la période de rotation, il s'agit de choisir une époque origine qu'on prendra à l'instant où l'évaluation de la phase de rotation peut se faire avec la meilleure précision. Ce sera donc un minimum si la courbe de lumière y est plus aiguë ou mieux marquée qu'au maximum, ou *vice-versa*. La période apparente est alors le temps qui s'écoule entre deux minimums ou deux maximums de même parité.

Pour obtenir la période sidérale de la planète, on réduit d'abord la période apparente géocentrique au centre de la planète en retranchant des résultats bruts de l'observation l'aberration planétaire, soit $0,0058 \Delta$.

Il faut ensuite choisir un méridien astrographique origine pour y rapporter les observations. On peut prendre par exemple comme origine le nœud ascendant de l'équateur planétaire sur l'écliptique ou sur l'équateur terrestre. On tient ainsi compte de la variation de l'ascension droite astrocentrique de la Terre qui fait que la période observée directement est synodique et non sidérale.

Soient : P , la période de rotation sidérale de l'astre; α , l'ascension droite astrocentrique de la Terre, comptée dans le sens direct à partir du méridien origine; $K_1 = \frac{P}{360}$, le temps que met la planète pour tourner de 1° en longitude, K_1 sera positif si la rotation s'effectue dans le sens direct, et négatif si elle s'effectue dans le sens rétrograde. Si T_0 est l'époque astrocentrique origine, déterminée en faisant en outre $\alpha_0 = 0$; T_g , l'époque apparente géocentrique d'un minimum ou d'un maximum de rang pair observé; E , le nombre de périodes sidérales qui séparent l'époque T_g de

l'époque T_0 , et T_m , α , l'époque astrocentrique et l'ascension droite de la Terre correspondant à T_s , on a l'époque géométrique

$$(1) \quad T_g = T_s - 0,0058 \Delta = T_0 + PE + K_1 \alpha.$$

Cette formule est suffisante pour un astre quasi sphérique ou du moins sur lequel les effets cylindriques sont inappréciables.

Il y a lieu de remarquer que l'ascension droite de la Terre varie lentement et qu'ainsi la période apparente astrocentrique, si elle est déterminée en une seule nuit, s'écarte très peu de la période sidérale et en constitue une bonne première approximation.

Si donc on connaît une ou deux déterminations « instantanées » de la période et trois ou quatre autres époques diversement séparées de manière que l'angle α prenne des valeurs très différentes, on peut, par quelques tâtonnements, déterminer la période sidérale la plus probable et le sens de rotation, la correction $K_1 \alpha$ pouvant être de l'ordre du dixième de jour, c'est-à-dire dix fois l'erreur probable des observations.

3. Détermination de l'équateur planétaire. — La connaissance de l'orientation de l'axe de rotation de l'astre est nécessaire à la détermination des coordonnées planétocentriques de la Terre et parfois du Soleil qui doivent servir à établir l'amplitude de variation d'éclat et la période de rotation sidérale.

Les astres tournant généralement autour d'axes qui sont voisins des grands axes principaux d'inertie, il est commode, sinon très exact, d'admettre que les axes de rotation ont des directions fixes dans l'espace. Nous verrons d'ailleurs plus loin qu'une polhodie, si elle existait, serait pratiquement inobservable.

Dans quelques cas, il semble que le plan de l'équateur planétaire soit presque confondu avec *celui de l'orbite*, en particulier lorsque l'amplitude A de la variation d'éclat à courte période paraît à peu près constante (a très petit) quelle que soit la position de l'astéroïde dans son orbite, mais à l'examen, on remarque que la forme photométrique de l'astre est seule en cause dans ce cas.

Si l'amplitude A est soumise à des variations, pendant une opposition et d'une opposition à l'autre, on a une bonne approximation du plan équatorial si l'on a observé au moins à deux oppositions différentes un maximum de variation d'éclat à courte période. La ligne de visée se trouvant par définition les deux fois dans le plan de l'équateur de l'astre, celui-ci se trouve déterminé. Malheureusement, le petit nombre d'observations qu'on possède empêche dans la plupart des cas l'emploi de cette méthode que nous n'avons pu appliquer encore qu'à Éros [2] et à deux autres astéroïdes.

Si l'on n'a qu'une seule observation du maximum de variation d'éclat,

le problème est indéterminé et seule une méthode d'approximation par les moindres carrés ou graphique peut donner des résultats. On peut y joindre le cas échéant l'hypothèse restrictive que le décrément α de l'amplitude n'est pas très différent du coefficient de phase. En outre, les anciennes observations étaient fréquemment erronées de plusieurs dixièmes de magnitude, du même ordre que la variation elle-même. Il est donc assez difficile de se faire une idée quelque peu précise de l'amplitude maximum de variation d'éclat au moyen des seules observations photométriques anciennes.

Si l'on a deux observations du maximum de variation, correspondant aux positions de l'astre $\alpha_1, \delta_1, \alpha_2, \delta_2$, les formules donnant la longitude N' du nœud et l'inclinaison i' de l'équateur de l'astre sur l'équateur terrestre sont

$$(5) \quad \begin{cases} \operatorname{tg} N' = \frac{\operatorname{tg} \delta_2 \sin \alpha_1 - \operatorname{tg} \delta_1 \sin \alpha_2}{\operatorname{tg} \delta_2 \cos \alpha_1 - \operatorname{tg} \delta_1 \cos \alpha_2}, \\ \operatorname{tg} i' = \frac{\operatorname{tg} \delta_j}{\sin(\alpha_j - N')} \quad (j = 1, 2). \end{cases}$$

Il n'y a pas d'ambiguïté sur i' et il suffit de remarquer qu'on doit donner ici à $\sin N'$, $\cos N'$, les signes du numérateur et du dénominateur de la première formule pour que N' soit lui aussi bien déterminé.

On a les mêmes éléments rapportés à l'écliptique (N, i), en remplaçant les α, δ par les longitudes et latitudes géocentriques.

On peut choisir comme origine des longitudes astrographiques l'un ou l'autre nœud au moyen des formules suivantes :

$$(6) \quad \begin{cases} \cos(N - N') = \cos N \cos N' + \sin N \sin N' \cos \omega, \\ \sin(N - N') = \frac{\sin \omega \sin N}{\sin i'} = \frac{\sin \omega \sin N'}{\sin i} \\ (\omega, \text{obliquité de l'écliptique}). \end{cases}$$

Les coordonnées du pôle Nord de l'astre sont données par

$$(7) \quad \begin{cases} \alpha_0 = N' - \frac{\pi}{2}, \\ \delta_0 = \frac{\pi}{2} - i'. \end{cases}$$

4. Coordonnées astrocentriques. — Si α est l'ascension droite, D la déclinaison de la Terre ou du Soleil par rapport au centre de la planète; α, δ , l'ascension droite et la déclinaison géocentriques ou héliocentriques de la planète, ou bien λ, β , les coordonnées écliptiques correspondantes; α_0, δ_0 , les coordonnées équatoriales du pôle Nord de la planète, N et i , la longitude du nœud ascendant et l'inclinaison de son équateur

teur sur l'écliptique, les formules de transformation sont simplement

$$(8) \quad \begin{cases} \cos D \cos \varpi = -\sin(z - z_0) \cos \delta = -\cos(\lambda - N) \cos \beta, \\ \cos D \sin \varpi = -\sin \delta \cos \delta_0 + \cos \delta \sin \delta_0 \cos(z - z_0) \\ \quad = -\sin \beta \sin i - \cos \beta \cos i \sin(\lambda - N), \\ \sin D = -\sin \delta \sin \delta_0 - \cos \delta \cos \delta_0 \cos(z - z_0) \\ \quad = -\sin \beta \cos i + \cos \beta \sin i \sin(\lambda - N). \end{cases}$$

L'angle de phase φ se calcule très facilement.

Soient r , R , Δ , les distances Soleil-Planète, Soleil-Terre, Terre-Planète, et

$$2p = r + R + \Delta,$$

on a

$$(9) \quad \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = \sqrt{\frac{(p-r)(p-\Delta)}{p(p-R)}},$$

CHAPITRE II.

LES FORMES PHOTOMÉTRIQUES DES ASTÉROÏDES.

5. **Considérations générales.** — Les formes photométriques des quelques planètes qui ont été assez bien étudiées pour que leur courbe de lumière soit connue de façon précise en fonction de la déclinaison astrocentrique de la Terre semblent s'apparenter à trois modèles généraux;

- 1° Sphère tachée;
- 2° Ellipsoïde de révolution allongé (cigare);
- 3° Cylindre à bouts arrondis (chaudière).

En partant du modèle convenable, dont les dimensions relatives sont fixées par la connaissance de la relation entre l'amplitude de la variation d'éclat A et la déclinaison D de la Terre, on aboutit à des courbes de lumière théoriques en fonction de D , qui ne doivent pas s'écarter beaucoup de la réalité.

Il faut en premier lieu connaître l'orientation de l'équateur de l'astre, ce qui a été fait ci-dessus. On doit pour cela poser en principe que le maximum d'amplitude A_0 se produit dans le plan équatorial $D = 0$. C'est à ce plan ou à une droite de ce plan que nous rapporterons nos modèles.

La variation totale observée de la déclinaison astrocentrique de la Terre est généralement faible et le décrement d'amplitude a qu'on en tire n'est valable que dans les limites des observations. Toute extrapolation serait illégitime et pourrait conduire à des résultats absurdes.

On ne voit que la projection sur le plan tangent à la sphère céleste de la figure éclairée de l'astre. S'il est uniformément diffusant, la variation d'éclat pourra provenir de sa forme géométrique, sinon, ce sera une différence d'albedo entre deux parties de la surface planétaire. Il s'ensuit que le raisonnement ne porte que sur la projection sur un plan d'une surface tournante fermée convexe, généralement plus ou moins ovoïde.

6. **Choix du modèle géométrique.** — Si deux minimums consécutifs ont une allure identique et que le temps qui les sépare est toujours le même, et qu'en outre les maximums présentent des plateaux identiques, on admet qu'il n'y a qu'une seule oscillation par période et que le modèle est la sphère tachée.

Si les minimums sont légèrement décalés ou différents en amplitude, ou qu'il n'y ait pas de plateau mais une courbe arrondie au maximum, on doit prendre deux oscillations par période et adopter l'ellipsoïde allongé, à moins que le décrement d'amplitude ne soit considérable, ce qui conduit à la figure en forme de chaudière.

7. **Sphère tachée.** — On suppose que la tache forme un seul bloc sur la surface de la sphère. La courbe de lumière ne présente qu'un

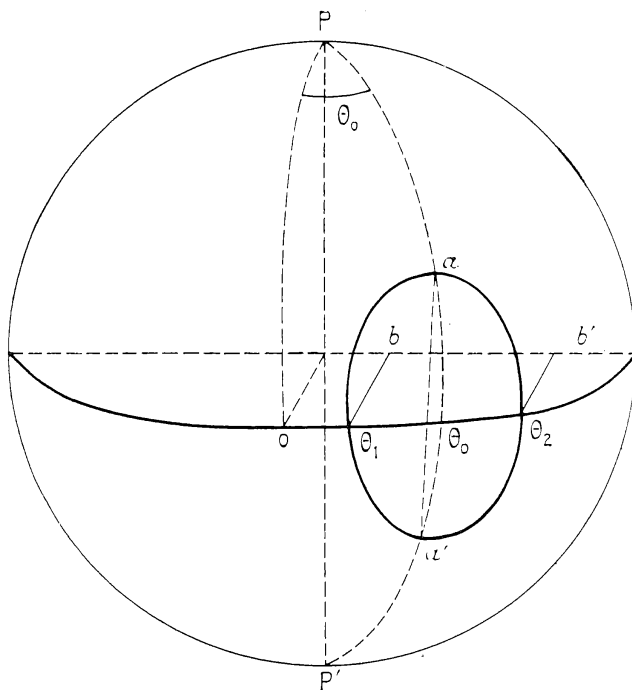


Fig. 1.

minimum par période et un plateau au maximum d'éclat d'autant plus long que la tache est plus petite.

On prend donc une calotte sphérique uniformément plus sombre que le reste de l'astre et l'on assimile la projection de cette calotte sur le plan tangent à la sphère céleste à une ellipse, jusqu'à sa disparition, quel que soit l'angle que fasse le méridien central θ_0 de la tache avec la ligne de visée. Ceci n'est évidemment qu'une très grossière approximation mais elle est suffisante étant donné le degré d'arbitraire de la solution.

Le diamètre relatif de la tache est une fonction inverse de la durée du plateau du maximum de lumière, celle-ci étant stable depuis la disparition de la tache d'un côté de la planète jusqu'à sa réapparition de l'autre côté.

Soit une tache affectant la forme d'une calotte équatoriale dont le centre est à la longitude θ_0 par rapport à la ligne de visée et à la latitude $D = 0$, et dont le diamètre est $(\theta_2 - \theta_1)$. (Pour $\theta_0 = 0$, θ_1 et θ_2 sont égaux et de signes contraires.)

Tant que $\theta_0 < \frac{\pi}{2}$, le grand axe de l'ellipse projetée sera

$$(10) \quad aa' = 2\mathbf{A} = 2 \sin\left(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right)$$

et, tant que $\theta_2 < \frac{\pi}{2}$, le petit axe aura pour valeur

$$(10a) \quad bb' = 2\mathbf{B} = \sin\theta_2 - \sin\theta_1.$$

Dès que $\theta_2 > \frac{\pi}{2}$, on prendra

$$(10b) \quad b_1 b'_1 = 2\mathbf{B}' = 1 - \sin\theta_1$$

et dès que $\theta_0 > \frac{\pi}{2}$, on fera

$$(10c) \quad \left(\frac{a_1 a'_1}{2}\right)^2 = \mathbf{A}'^2 = \frac{\mathbf{A}^2 - \cos^2\theta_0}{\sin^2\theta_0}.$$

Les deux axes s'annulent ensemble pour

$$\theta_0 - \frac{\pi}{2} = \frac{\theta_2 - \theta_1}{2}.$$

Selon le cas, la surface projetée est :

$$(I) \quad \theta_0 < \frac{\pi}{2}, \quad \theta_2 < \frac{\pi}{2}, \quad S = \pi \mathbf{A} \mathbf{B};$$

$$(II) \quad \theta_0 < \frac{\pi}{2}, \quad \theta_2 > \frac{\pi}{2}, \quad S = \pi \mathbf{A} \mathbf{B}';$$

$$(III) \quad \theta_0 > \frac{\pi}{2}, \quad \theta_2 > \frac{\pi}{2}, \quad S = \pi \mathbf{A}' \mathbf{B}'.$$

Si t_M est la durée du plateau au maximum et K_1 le temps que met l'astre pour tourner de 1° autour de son axe; T_0 , l'instant du minimum d'éclat et T celui de l'observation, pris bien entendu dans les mêmes

conditions, la longitude du méridien central sera

$$(11) \quad \theta_0 = \frac{T - T_0}{K_1}.$$

On aura de plus, pour fixer le diamètre de la tache

$$(11 a) \quad t_M = K_1 [180^\circ - (\theta_2 - \theta_1)].$$

Si p est l'albedo de la tache; p_0 , celui de la planète au maximum d'éclat;

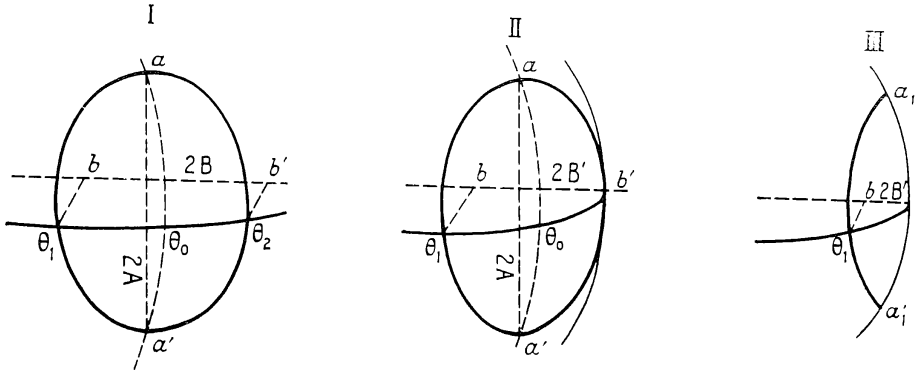


Fig. 2.

f , le facteur d'assombrissement compris entre 0 et 1 (tache noire), on prend simplement

$$p = (1 - f)p_0,$$

et la diminution d'éclat due à la tache est

$$(11 b) \quad dH = \frac{1}{1 - fS}.$$

On a ainsi deux paramètres : le diamètre de la tache (11 a) qui donne aussitôt la surface tachée au minimum d'éclat S_0 , et le facteur d'assombrissement (11 b) donné par l'amplitude maximum A_0 pour $D = 0$.

Ces coefficients étant déterminés, on peut calculer la courbe de lumière théorique, c'est-à-dire la perte de magnitude dm à chaque instant, que nous appelons dm_0 pour $D = 0$.

Comme la variation de l'amplitude en fonction de la déclinaison D de la Terre est très faible tant que D ne dépasse pas 25° , on est obligé, pour tenir compte du décrement linéaire a de l'amplitude observée, de le considérer comme un phénomène physique ne dépendant que de la nature de la surface.

On peut en tous cas écrire sans erreur considérable

$$(11 c) \quad dm = dm_0 \left(1 - \frac{a}{\Lambda_0} |D| \right)$$

en admettant que le rapport $\frac{a}{\Lambda}$ reste constant pendant la variation horaire.

Ce modèle est forcément trop arbitraire pour être très satisfaisant, et ne peut être utilisé que dans des cas très précis où la courbe de lumière observée se répète exactement à chaque oscillation.

8. **Ellipsoïde allongé ou « cigare »**. — L'ellipsoïde étant à trois axes $2\mathbf{a}$, $2\mathbf{b}$, $2\mathbf{c}$, et la différence $\mathbf{b} - \mathbf{c}$ étant généralement inappréciable, nous prenons, photométriquement, $\mathbf{b} = \mathbf{c}$ comme axe de rotation et le demi-petit axe de l'ellipse photométrique est constamment $\mathbf{b}$. Au maximum d'éclat, le demi-grand axe est $\mathbf{a}$, au minimum d'éclat, c'est la projection sur le plan perpendiculaire à la ligne de visée de l'écartement maximum des tangentes à l'ellipse d'axes $2\mathbf{a}$, $2\mathbf{b}$, menées parallèlement à la ligne de visée.

Si D est la déclinaison astrocentrique de la Terre, cet écartement matérialise le grand axe $2\mathbf{a}'$ de l'ellipse photométrique projetée et a pour valeur

$$(12) \quad \mathbf{a}'^2 = \mathbf{a}^2 \sin^2 D + \mathbf{b}^2 \cos^2 D.$$

La perte d'éclat est

$$dH = \frac{\mathbf{a}}{\mathbf{a}'},$$

d'où l'amplitude

$$(12 a) \quad A = dm = 2,5 \log \frac{\mathbf{a}}{\mathbf{a}'}.$$

On peut alors, comme dans le premier cas, calculer à tout instant la perte de lumière. T_0 étant l'instant du minimum, on a toujours

$$(12 b) \quad \theta = \frac{T - T_0}{K_1}.$$

Soit maintenant δ le demi-grand axe de l'ellipse projetée à l'instant T , qui est encore l'écartement maximum des tangentes parallèles faisant avec l'axe du maximum l'angle θ , menées à l'ellipse d'axes $2\mathbf{a}$, $2\mathbf{a}'$, ce qui donne

$$(12 c) \quad \delta^2 = \mathbf{a}^2 \sin^2 \theta + \mathbf{a}'^2 \cos^2 \theta,$$

d'où la perte d'éclat

$$(12 d) \quad dH = \frac{\mathbf{a}}{\delta} = 2,51 dm.$$

Le seul paramètre à fixer ici est la condition initiale pour $D = 0$,

$$\frac{\mathbf{a}}{\mathbf{b}} dH_0 = 2,512 A_0.$$

Ce modèle impose une variation de l'amplitude avec la déclinaison (décrément d'amplitude) qui ne dépend que du rapport des axes, c'est-à-dire de A_0 .

Effet d'une différence (b — c) appréciable. — Si la différence (b — c) était assez importante, elle se traduirait par une variation de la magnitude réduite g , indépendante de la variation de la phase et fonction de la déclinaison D de la Tasse seulement. Cet effet *ne peut être confondu* avec l'effet cylindrique qui dépend de la différence des déclinaisons de la Terre et du Soleil.

9. **Cylindre à bouts arrondis ou « chaudière ».** — Soit une sphère de rayon a . Coupons-la par un cylindre droit dont le rayon du cercle de base est $b < a$ et dont l'axe est contenu dans l'équateur de la sphère (perpendiculaire à l'axe de rotation photométrique). Le solide ainsi obtenu est un cylindre à bouts en calottes sphériques, analogue à une chaudière cylindrique.

Ici, il y aura extinction de la variation d'éclat lorsque la déclinaison de la Terre aura atteint une valeur D_0 telle que le grand axe de la figure quasi ovale projetée au minimum d'éclat sera $2a$, le petit axe étant constamment $2b$.

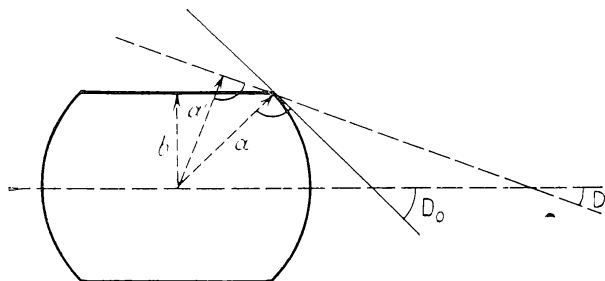


Fig. 3.

La projection du demi-grand axe au minimum d'éclat aura pour valeur évidente

$$(13) \quad a' = a \cos(D_0 - D).$$

Il suffit de prendre comme base de calcul pour $D = 0$ la valeur observée A_0 avec

$$(13 a) \quad dH_0 = \frac{a}{b} = 2,512^{A_0} = \frac{1}{\cos D_0}$$

et de procéder par tâtonnements sur D_0 afin que la valeur de l'amplitude calculée

$$(13 b) \quad A = 2,5 \log \frac{a}{a'}$$

soit aussi voisine que possible de l'amplitude observée correspondante dans tout le domaine d'observation des déclinaisons astrocentriques.

Assimilons, ce qui est une approximation grossière mais suffisante, la figure projetée à une ellipse. La variation horaire se calculera comme pour l'ellipsoïde (12c) par

$$(13c) \quad \delta^2 = \alpha^2 \sin^2 \theta + \alpha'^2 \cos^2 \theta.$$

Les six planètes dont nous avons pu étudier les caractères physiques peuvent se ramener à un des trois modèles ci-dessus.

CHAPITRE III.

COMPLÉMENT A L'ÉTUDE PHYSIQUE D'ÉROS.

10. **Considérations générales.** — Nous avons mis à profit la longue série d'observations photométriques visuelles de Beyer pendant l'opposition de 1951-1952 [3] pour tâcher de vérifier la théorie physique d'Éros telle qu'elle ressort de notre précédente étude [2].

Il n'y avait pas eu d'observations précises suivies de la planète depuis 1938 et il devenait utile de pouvoir se rendre compte de la façon dont la théorie représentait l'observation.

Nous cherchons à savoir si la constance présumée de l'orientation de l'axe de rotation se vérifie, à améliorer la valeur de g et à déterminer, au moyen de toutes les époques observées disponibles depuis 1903, la meilleure formule pour représenter l'époque du minimum d'éclat.

Nous avons pu conclure que notre théorie rend compte aussi correctement que possible des phénomènes généraux observés, soit :

a. de l'amplitude de la variation d'éclat à courte période, ce qui prouve que l'axe polaire de la planète a conservé une direction à peu près fixe dans l'espace;

b. de la variation de la magnitude au maximum d'éclat, la magnitude absolue g_0 n'ayant besoin que d'une petite correction systématique de $+0^m,04$ ⁽¹⁾.

La période photométrique sidérale que nous avons déterminée est correcte, mais la période apparente dépend, non seulement de la variation de l'ascension droite érocentrique de la Terre, mais de celle du Soleil et des déclinaisons de ces deux astres, donc des termes dits cylindriques de la variation d'éclat et du coefficient de phase.

(1) Jusqu'à présent, on peut admettre que la différence (b-c) des petits axes de l'astre est inappréciable et que seuls les termes cylindriques sont mesurables. (Voir à ce sujet [2] : *Nouvelles approximations. Magnitude absolue.*)

11. De l'effet cylindrique sur la période de rotation apparente d'Éros. — La formule (4) du paragraphe 2 :

$$T_{\alpha} = T_0 + PE + K_1 \alpha$$

donnant l'époque planétocentrique d'un minimum d'éclat, ne peut évidemment convenir telle quelle à un corps aussi allongé qu'Éros.

Pour pouvoir étudier la formule de l'époque, nous avons calculé une valeur de la période photométrique en comparant les observations des minimums à la formule simple

$$T_{\alpha} = T_0 + PE$$

qui ne laisse subsister en 1951-1952 que des écarts assez faibles.

La période de rotation d'Éros comprend évidemment deux oscillations complètes de la lumière, puisque sa forme correspond à un « cigare » tournant autour d'un petit axe de symétrie approchée, ainsi que nous l'avions démontré précédemment [2]. Appelons $2P$ cette période de rotation. La période photométrique P est celle qui sépare deux minimums d'éclat consécutifs, c'est donc la demi-période de rotation.

Afin de conserver l'époque origine de Beyer en 1937 pour l'étude de la planète, nous avons choisi comme méridien origine, indifféremment, l'un des nœuds de son équateur sur l'écliptique, ce qui revenait à prendre $K_1 = \frac{P}{180^\circ}$ et ne nuisait pas à la généralité du travail [4].

En outre, le choix de l'écliptique comme plan de référence était fondé par les calculs nécessaires à l'établissement de la plupart des positions héliocentriques et géocentriques de la planète.

Dans un but d'unification avec les autres astéroïdes étudiés dans ce Mémoire, les longitudes érocentriques seront dorénavant comptées à partir du nœud ascendant de l'équateur de l'astre sur l'équateur terrestre, et l'époque origine T_0 est donnée en conséquence. Les relations (6) du paragraphe 3 permettent de passer d'une origine à l'autre.

Définissons maintenant K_1 par son expression générale équivalente à la première, où nous donnons à la période sa vraie valeur $2P$, d'où

$$K_1 = \frac{2P}{360^\circ}$$

et introduisons le terme $K_1 \alpha$ dans la représentation des époques, nous faisons alors apparaître des résidus systématiques qui peuvent devenir considérables.

Comme la formule (4) est correcte, c'est que la représentation qu'elle fournit néglige des effets assez importants pour arriver à *masquer complètement* la correction primordiale de longitude.

Il est naturel de penser que, sur un astre aussi allongé qu'Éros, pré-

sentant souvent une phase considérable, le minimum géométrique donné par la formule (4) ne coïncide généralement pas avec le minimum apparent. (Ces phénomènes sont, bien entendu, vus de la Terre.)

En effet, les traces sur le plan équatorial d'Éros des plans méridiens passant par le Soleil et la Terre ne sont généralement pas confondues et il en résulte un effet de phase, ou d'ombre, qui tend à rapprocher l'instant du minimum apparent géocentrique de celui du minimum héliocentrique.

Huruhata [5] a envisagé ce problème, mais il n'a pas étudié à fond la question, aussi son travail est-il erroné.

Dans ce qui va suivre, α et D étant l'ascension droite (comptée comme dit ci-dessus) et la déclinaison érocentrique de la Terre, α' et D' seront les coordonnées correspondantes du Soleil, les deux systèmes étant calculés par les formules (8) du paragraphe 4. Toute expression introduisant ces coordonnées doit être *ipso facto* considérée comme érocentrique.

Si la rotation de l'astre s'effectue dans le sens direct, il est évident que, lorsque l'ascension droite du Soleil est *plus petite* que celle de la Terre, la phase du minimum apparent (géocentrique) tendant à se rapprocher du minimum héliocentrique, sera *en avance* sur la position du minimum géométrique, et que l'inverse se passera lorsque l'ascension droite du Soleil sera *plus grande* que celle de la Terre.

En outre, il est évident que l'époque du minimum est affecté par l'effet dorsal ou méridien qui caractérise l'amplitude de variation d'éclat ([2], chap. I : *Amplitudes-Effet dorsal*), dû aux réflexions le long des génératrices du corps quasi cylindrique, ce qui se traduit par une variation dans la luminosité au moment du minimum ⁽²⁾ géométrique qui déplace l'époque du minimum apparent.

En résumé, la forme de l'astéroïde fait varier l'instant du minimum avec :

- a. La différence ($\alpha' - \alpha$) des ascensions droites du Soleil et de la Terre. Il y a retard si $\alpha' > \alpha$ et avance si $\alpha' < \alpha$.
- b. La différence ($D' - D$) des déclinaisons des mêmes astres.

Les termes dépendant de α changent de signe suivant le sens de la rotation. Pour le déterminer, nous avons traité successivement les deux cas. Il en est résulté que le sens rétrograde conduisait aux résultats suivants :

- a. Avec les équations de condition aux résidus que nous avons for-

⁽²⁾ Si une génératrice se comporte comme un miroir plan, la luminosité au minimum croît lorsque la direction du Soleil s'écarte de celle de la Terre vers le pôle le plus proche de la direction de la Terre, et décroît dans le cas contraire. C'est ce que traduit la formule de l'amplitude.

mées, nous obtenions des valeurs illusoires pour les coefficients des termes en $(\alpha' - \alpha)$ et $(D' - D)$.

b. La valeur de la période était trop différente de celle qui peut se déduire d'observations rapprochées (*cf.* chap. I, § 2).

Nous en avons conclu que le sens rétrograde était incompatible avec les observations; nous devons donc adopter pour Éros une rotation dans le sens direct.

Stobbe [6] est arrivé à la même conclusion dans son Mémoire, mais n'a pas tenu compte des effets cylindriques sur la photométrie d'Éros, aussi a-t-il dû faire intervenir des mouvements compliqués de l'axe polaire pour expliquer les résidus constatés.

Nous avons remarqué [2] qu'il existait des différences notables entre les parties Nord et Sud d'Éros, dont les effets dépendaient de $(D' - D)$, ce qui nous a amené à étudier séparément deux cas et à prendre deux séries d'équations aux résidus, pour $D' - D > 0$ et pour $D' - D < 0$. (Nord +, Sud —).

Soit $\Delta T = T_{a(\text{obs})} - T_{a(\text{calc})}$ le résidu, pris dans le sens O — C entre les époques érocentriques déterminées par la formule (4).

De l'étude par les moindres carrés de 45 minimums des deux espèces, pris dans les oppositions de 1930-1931, 1940, 1942, 1951-1952, nous avons conclu aux formules

$$\begin{aligned} D' - D > 0 : \quad \Delta T &= K_2(\alpha' - \alpha) - K_3 D |D' - D|, \\ D' - D < 0 : \quad \Delta T &= K_2(\alpha' - \alpha) - K_4 |D' - D|. \end{aligned}$$

Il en résulte que l'expression de l'époque érocentrique du minimum d'éclat apparent prend la forme

$$(14) \quad \begin{cases} D' - D > 0 : & T_a = T_0 + PE + K_1 \alpha + K_2(\alpha' - \alpha) - K_3 D |D' - D|, \\ D' - D < 0 : & T_a = T_0 + PE + K_1 \alpha + K_2(\alpha' - \alpha) - K_4 |D' - D|. \end{cases}$$

12. Observations et calculs numériques. — *a. Positions d'Éros, coordonnées érocentriques de la Terre et du Soleil, aberration planétaire, angle de phase.* — Les coordonnées équatoriales du pôle Nord d'Éros sont :

$$\alpha_0 = 345^{\circ}4, \quad \delta_0 = +44^{\circ}2 \text{ (1925,0)}.$$

Dates.	λ .	β .	α .	α' .	D.	D'.	Aberration.	φ .
1903.								
Avril 21...	271,5 ⁰	-20,0 ⁰	42,6 ⁰	6,2 ⁰	+19,3 ⁰	+37,0 ⁰	0,004 ^j	-
24...	271,5	20,8	43,2	9,7	19,7	34,4	4	-
Mai 7...	270,6	21,4	43,0	12,3	20,7	31,7	4	-
13...	268,5	21,6	42,6	15,6	22,3	28,9	4	-
23...	266,0	21,5	40,0	18,2	23,9	26,2	4	-
Août 4...	313,4	+3,7	56,7	57,1	-26,4	-23,6	4	-

(1)

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES ASTÉROÏDES VARIABLES.

299

Dates.	λ .	β .	α .	α' .	D.	D'.	Aberration.	z .
1916.								
Déc. 29...	192,7	— 3,2	— 51,6	+ 11,7	+ 47,7	+ 22,5	0,003	—
1919.								
Juill. 3...	299,8	— 6,2	52,5	42,1	— 9,7	— 4,8	4	—
23...	291,4	3,9	44,2	46,3	6,3	10,8	4	—
1930.								
Nov. 8...	<i>voir</i> [2]		237,2	192,3	10,0	31,3	3	—
18...	»		242,9	198,2	6,9	25,5	2	—
28...	»		251,9	205,5	4,8	19,4	2	—
Déc. 8...	»		257,0	210,0	0,0	13,0	2	—
18...	»		259,4	214,4	+ 7,6	6,0	2	—
28...	»		261,1	219,7	16,0	+ 1,2	1	—
1931.								(1)
Janv. 7...	»		262,6	224,8	25,0	8,5	1	—
17...	»		262,9	230,5	34,9	15,7	1	—
27...	»		259,4	236,3	46,7	22,9	1	—
1933.								
Juill. 27...	266,2	— 7,0	30,7	41,5	14,2	— 3,3	5	—
1935.								
Juill. 28...	335,2	+ 6,0	76,0	61,2	— 40,9	28,2	5	—
Août 7...	332,6	8,0	71,6	64,0	41,0	31,1	4	—
17...	328,9	9,8	66,4	67,2	40,4	33,9	4	—
27...	324,5	11,5	60,6	70,4	30,9	36,6	4	—
1937.								
Nov. 10...	<i>voir</i> [2]		228,1	184,5	41,1	38,8	—	—
20...	»		230,7	191,3	42,5	33,5	—	—
30...	»		230,9	197,2	43,5	27,9	—	—
Déc. 10...	»		228,6	202,8	44,8	21,9	—	—
20...	»		223,8	208,1	44,7	15,4	—	—
30...	»		216,2	213,1	42,2	8,5	—	—
1938.								
Janv. 9...	»		209,0	218,4	36,1	1,3	—	—
19...	»		202,9	223,4	28,8	+ 5,9	—	(1) —
29...	»		199,3	228,8	19,5	13,2	—	—
Fév. 8...	»		197,9	234,5	— 9,4	20,4	—	—
18...	»		198,1	240,7	0,0	27,4	—	—
28...	»		199,4	247,4	+ 8,6	34,0	—	—
Mars 10...	»		201,8	255,6	16,3	39,9	—	—
20...	»		205,6	264,3	22,9	45,0	—	—
30...	»		210,7	274,4	29,2	49,1	—	—
Avril 9...	»		214,9	285,7	35,3	52,3	—	—
1940.								
Mai 27...	274,0	— 19,1	43,3	22,6	17,2	21,5	0,004	—
Juin 4...	270,9	18,6	40,8	24,8	19,0	18,8	4	—
12...	267,4	17,7	37,7	26,9	20,9	16,2	4	—

Dates.	λ .	β .	α .	α' .	D.	D'.	Aberration.	φ .
1942.								
Août 5...	320,8	+ 5,2	61,7	59,4	-31,9	-26,1	-	-
15...	316,5	6,9	56,7	62,1	30,5	29,2	-	-
25...	312,4	8,2	52,1	65,0	28,9	32,1	-	-
Sept. 4...	309,0	9,3	48,6	68,2	27,4	34,8	-	-
14...	306,8	10,0	46,2	71,6	26,3	37,5	-	-
24...	305,8	10,4	45,2	75,4	26,0	40,1	-	-
Oct. 4...	306,2	10,6	45,3	79,2	26,4	42,8	-	-
14...	307,7	10,7	46,4	84,2	27,4	45,2	-	-
24...	310,0	10,7	48,2	89,4	29,0	47,6	-	-
Nov. 3...	313,3	10,7	51,0	95,2	31,1	49,5	-	-
13...	317,0	10,5	54,3	101,6	33,6	51,4	-	-
23...	321,4	10,4	58,5	108,8	36,3	53,0	-	-
1943.								
Mars 4...	75,1	- 4,9	189,5	239,3	16,0	+26,4	0,003	-
1951.								
Sept. 1...	21,6	+18,8	148,5	100,9	61,5	-51,3	-	27,4
11...	21,1	22,0	149,6	107,9	64,6	52,8	-	24,8
21...	19,0	25,1	147,6	115,8	68,6	54,0	-	20,4
Oct. 1...	15,7	28,0	141,8	124,2	72,3	54,7	-	17,6
11...	11,4	29,8	130,0	133,2	74,6	54,8	-	22,2
21...	6,6	30,6	114,1	142,4	75,0	54,0	-	25,8
31...	2,4	30,3	101,1	151,5	74,0	52,5	-	29,2
Nov. 10...	0,6	28,9	97,6	160,3	72,0	50,3	-	34,4
20...	0,2	27,0	98,6	168,7	70,3	47,4	-	40,4
30...	1,6	24,9	99,6	176,3	67,6	43,8	-	43,6
Déc. 10...	4,4	22,5	111,7	183,3	66,5	39,4	-	47,2
20...	8,3	20,0	121,1	189,9	64,6	34,5	-	50,2
30...	13,5	17,5	131,8	195,9	62,0	29,0	-	52,6
1952.								
Janv. 9...	19,3	15,0	142,1	201,5	58,3	23,0	-	54,2
19...	26,0	12,4	152,0	206,8	54,3	16,6	-	56,0
29...	33,6	9,8	161,3	211,9	48,9	9,8	-	57,6
Fév. 8...	41,3	7,1	169,2	217,1	42,9	2,7	-	59,0
18...	49,5	4,5	176,3	222,2	36,4	+ 4,5	-	59,4
28...	58,3	1,8	183,0	227,5	29,0	11,8	-	59,0
Mars 9...	67,2	- 0,7	188,9	233,2	21,5	19,0	-	58,3
19...	76,4	3,1	194,6	239,3	13,7	26,0	-	58,8
29...	85,8	5,3	200,1	246,1	5,7	32,7	-	58,4
Avril 8...	95,0	- 7,1	205,4	253,7	+ 2,0	38,7	-	57,2
18...	104,7	8,7	211,1	262,4	9,9	44,0	-	56,0
28...	114,0	10,0	216,8	272,2	17,3	48,3	-	54,6
Mai 8...	123,4	11,0	223,0	283,6	24,6	51,8	-	53,0

Note. — ⁽¹⁾ En 1937-1938, 1942 et 1951-1952, les époques sont données directement éocentriques par les observateurs. On trouve φ pour les oppositions antérieures à 1951 dans [2].

b. *Magnitude absolue et coefficient de phase.* — Les résultats afférents aux oppositions de 1930-1931 et 1937-1938 sont exposés et discutés dans notre précédent Mémoire [2].

La formule donnant la magnitude réduite (*cf.* § 1) est

(15)
$$g' = g_0 + 0^m,0210 \varphi + 0^m,0067 |D' - D|.$$

Nous avons adopté $g_0 = 10^m,75$, qui donnait aux précédentes oppositions (de 1907 à 1938) des résidus moyens faibles et attribuables à des erreurs systématiques sur les magnitudes des étoiles de comparaison. A l'opposition de 1951-1952, il est apparu qu'il fallait prendre $g_0 = 10^m,84$. C'est avec cette nouvelle valeur de la constante que nous donnons la représentation pour cette opposition de façon à supprimer le résidu constant.

La quantité g_{obs} est la moyenne de plusieurs observations de Beyer [3], dont le nombre figure à la colonne n .

$\Delta\varphi + \Delta_D$ est la quantité $g - g_0$, telle qu'elle se déduit de la formule (15); g_{calc} est celui de la formule (15).

On voit que les coefficients de phase et cylindrique donnent une très bonne représentation de la variation de la magnitude réduite g .

Dates.	n .	g_{obs} .	$\Delta\varphi$.	Δ_D .	g_{calc} .	O - C.
1951.		^m	^m	^m	^m	^m
Sept. 5...	6	11,47	+0,55	+0,07	11,46	+0,01
27...	3	11,37	40	11	11,35	+ 02
Oct. 9...	5	11,37	46	13	11,43	- 06
Déc. 14...	1	12,04	1,02	18	12,04	00
1952.						
Mars 3...	13	12,38	1,23	27	12,34	+ 04
31...	4	12,33	1,21	26	12,31	+ 02
Avril 17...	4	12,18	1,17	23	12,24	- 06
29...	4	12,22	1,14	21	12,19	+ 03

En reprenant les diverses déterminations de g_0 que nous avons discutées précédemment [2], nous obtenons

			Méthode d'observation.
Güthnick.....	1907	^m 10,75	Photomètre de Zöllner
Bernewitz.....	1921	10,75	» de Tœpfer
Moyenne des observations..	1930-1931	10,79	Diverses
Beyer.....	1937-1938	15,75	Photomètre de Graff
Stobbe (*).....	1937-1938	10,80	Photographie focale
Hartwig.....	1937-1938	10,82	» »
Beyer.....	1951-1952	10,74	Photomètre de Graff

(*) Nous tenons compte que le $g_{0(pg)}$ de Stobbe est $11^m,65$. Si l'on prend l'indice de couleur $C = 0^m,85$ qui ressort de la discussion que nous en avons faite [2], il vient $g_{0(vis)} = 10^m,80$.

Attribuant à toutes ces déterminations des poids égaux, nous concluons que la valeur la plus probable de la magnitude absolue visuelle d'Éros est actuellement

$$g_0 = 10^m, 79.$$

Roach et Stoddard [8] ont publié des observations photoélectriques d'Éros faites pendant une soirée en 1938.

Ces astronomes, opérant dans la bande spectrale photographique donnent les résultats suivants :

Époque du minimum d'éclat géocentrique :

1938. Fév. 5, 265 T. U. = J. D. 242.8934, 765;

Amplitude rectifiée : $1^m, 36$;

Indice de couleur : $C = + 0^m, 80$;

Magnitude pg au maximum d'éclat = B. D. + 21°800 + $0^m, 48$.

Ils ont admis dans leur étude que la magnitude photographique de l'étoile de comparaison B.D. + 21°800 = H.D. 34 020 était de $9^m, 70$.

Nous avons trouvé dans les catalogues et dans le travail de Beyer, qui a utilisé cette étoile en 1937-1938, les déterminations suivantes :

B. D. + 21°800 : $m_{vis} = 9^m, 0$;

H. D. 34 020 : $m_{vis} = 9^m, 4$, $m_{pg} = 9^m, 7$, Sp. F ($C = + 0^m, 3$);

Beyer (*A. N.*, t. 267, 1938, p. 29) : $m_{vis} = 8^m, 97$.

Si nous admettons les indices de couleur de l'étoile et d'Éros, nous avons pour Éros au maximum d'éclat :

$$m_{vis} = 8^m, 97 + 0^m, 30 + 0^m, 48 - 0^m, 80 = 8^m, 95,$$

$$g_{vis} = 8^m, 95 - 5 \log(r\Delta) = 11^m, 80,$$

à cette même date, notre éphéméride de $g[2]$, corrigée de l'écart systématique que nous indiquons plus haut, nous donne

$$g_{vis} = 11^m, 95.$$

Étant donné l'incertitude de l'indice de couleur de l'étoile de comparaison, ces deux valeurs sont en bon accord.

c. Amplitudes de variation d'éclat. — Nous donnons ci-après la représentation des amplitudes qui ne figurent pas dans notre précédent Mémoire [2] où ont été traitées les oppositions de 1903, 1930-1931, 1933, 1935, 1937-1938.

Les formules donnant l'amplitude sont de la forme

$$A = 1^m, 50 + c_1 + c_2, \quad \dots$$

elles dépendent du signe de la déclinaison D de la Terre [2] et s'écrivent :

(16) $\begin{cases} D_{\text{Nord}} : A = 1^m,50 - 0^m,0247 | D | - 0^m,000182 D (D' - D), \\ D_{\text{Sud}} : A = 1^m,50 - 0^m,0280 | D | - 0^m,000205 D (D' - D). \end{cases}$

Les colonnes du tableau ne nécessitent guère d'explication, c₁ est le terme linéaire de la formule (16), c₂ le terme du deuxième degré en D, D'.

Dates.	Observé.	Calculé.			O — C.	Autorité.
	A.	c ₁ .	c ₂ .	A.		
1903.						
Août 4.....	^m 0,57	^m —0,74	^m +0,01	^m 0,77	^m —0,20	[9]
1916.						
Déc. 29.....	0,4	1,18	+ 28	0,60	—0,20	[10]
1919.						
Juill. 17.....	1,3	0,21	0,00	1,29	00	[11]
1938.						
Fév. 5.....	1,36	—	—	1,23	+ 13	[8]
1940.						
Mai 31.....	1,08	0,45	0,00	1,05	+0,03	[12]
Juin 1.....	1,03	46	00	1,04	— 01	
6.....	1,01	47	00	1,03	— 02	
8.....	1,05	49	+ 01	1,02	+ 03	
11.....	1,06	51	+ 02	1,01	+ 05	
12.....	1,06	52	+ 02	1,00	+ 06	
1942.						
Août 8.....	0,5	0,89	+0,04	0,65	—0,1	[13]
10.....	0,5	»	»	0,65	— 1	
15.....	0,4	85	+ 01	0,66	— 3	
Sept. 1.....	0,7	79	— 03	0,68	0	[13]-[14]
11.....	0,7	75	— 05	0,70	0	
13.....	0,5	74	— 06	0,70	— 2	
Oct. 7.....	0,6	75	— 10	0,65	0	[14]
11.....	0,5	75	— 10	0,65	— 1	
Nov. 3.....	0,4	87	— 12	0,51	— 1	
10.....	0,5	92	— 12	0,46	0	
27.....	0,4	1,05	— 13	0,32	+ 1	
28.....	0,5	1,06	— 13	0,31	+ 2	
1945.						
Mars 3.....	0,9	0,45	+0,14	1,19	—0,2	[14]
1951.						
Déc. 14.....	0,03	1,84	+0,38	0,04	—0,01	[3]
1952.						
Fév. 5.....	0,47	1,25	+ 37	0,62	—0,15	
10.....	0,53	1,16	+ 33	0,67	— 14	
12.....	0,59	1,12	+ 32	0,70	— 11	
13.....	0,71	1,11	+ 32	0,71	00	

		Observé	Calculé.			O — C.	Autorité.
Dates.		A.	c ₁ .	c ₂ .	A.		
1932 (<i>suite</i>).		m	m	m	m	m	
Fév.	25.....	0,95	0,87	+0,25	0,88	+0,07	[3]
	26.....	0,98	85	+ 25	0,90	+ 08	
Mars	7.....	1,09	65	+ 19	1,05	+ 04	
	8.....	1,16	62	+ 19	1,07	+ 09	
	14.....	1,34	49	+ 14	1,15	+ 19	
	15.....	1,43	47	+ 14	1,17	+ 26	
	17.....	1,33	42	+ 12	1,20	+ 13	
	19.....	1,34	38	+ 11	1,23	+ 11	
	20.....	1,39	36	+ 11	1,25	+ 14	
	27.....	1,34	20	+ 05	1,35	— 01	
	29.....	1,35	16	+ 04	1,38	— 03	
Avril	2.....	1,39	08	+ 03	1,45	— 06	
	3.....	1,3?	05	+ 01	1,46	— 16?	
	15.....	1,26	18	— 04	1,28	— 02	
	17.....	1,42	22	— 05	1,23	+ 19	
	18.....	1,27	25	— 06	1,19	+ 08	
	19.....	1,07	27	— 06	1,17	— 10	
	26.....	0,89	40	— 09	1,01	— 11	
	27.....	0,89	42	— 09	0,99	— 10	
	30.....	0,79	46	— 11	0,93	— 16	
Mai	3.....	0,68	0,52	—0,12	0,86	—0,18	

Nous avons voulu mettre en évidence l'observation de Roach et Stoddard [8] de 1938, car c'est la seule observation photoélectrique d'Éros que nous connaissions. Les amplitudes trouvées le même jour (1938, Fév. 5) par les observateurs concordent, et donnent une amplitude moyenne observée de 1^m,30 alors que le calcul nous donne 1^m,23.

L'écart constaté ne se maintenant pas les jours suivants est donc accidentel et fort probablement dû aux réflexions et irrégularités de la surface d'Éros déjà mises en cause.

La représentation moyenne en 1951-1952 de la série photométrique de Beyer seul [3], semble assez satisfaisante pour que le pôle d'Éros puisse être encore considéré comme fixe, ainsi qu'on pourra le constater par le graphique ci-dessous, où l'on relève la même anomalie qu'en 1938.

Nous n'avons pas tenu compte de la variation d'éclat, d'amplitude comprise entre 0^m,07 et 0^m,22, donnée par Beyer avant décembre 1951.

Comme à cette époque la variation ne pouvait provenir de D, trop grand, on voyait la variation purement physique due aux irrégularités d'Éros, qui est de même amplitude que les résidus de représentation, auxquels on peut de ce fait attribuer la même cause. (Irrégularités du pouvoir réflecteur, torsions, directions privilégiées à la surface du corps.)

Il est maintenant évident qu'on ne peut, comme le fait Stobbe [6],

tracer une courbe de D d'après les amplitudes observées, l'influence du terme du second degré venant détruire la symétrie de la courbe des amplitudes que fournit le terme linéaire.

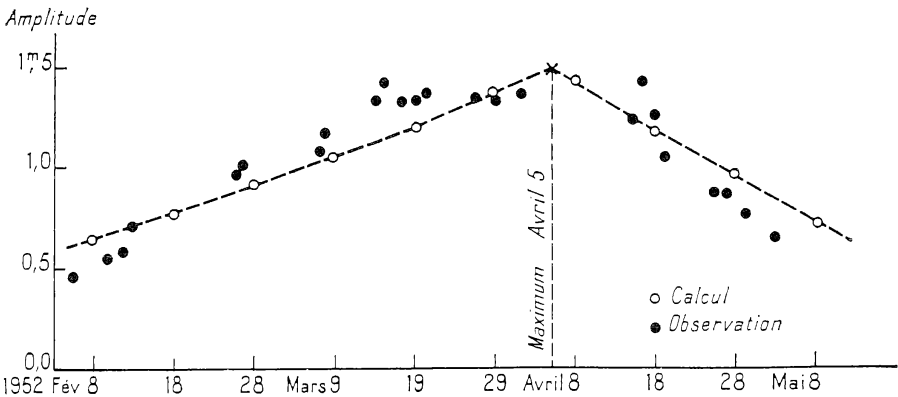


Fig. 4.

Si les anomalies de 1938 et de 1952 ont la même cause physique, elles doivent se produire aux mêmes déclinaisons érocentriques de la Terre, et c'est bien ce que nous trouvons.

En 1952, l'anomalie est constatée entre le 10 et le 20 mars, c'est-à-dire pour une déclinaison de la Terre comprise entre $-20^{\circ},7$ et $-12^{\circ},9$, à laquelle correspond en 1938 l'intervalle de janvier 28 à février 5.

Les observations d'amplitude et la représentation sont à cette époque :

Dates.	D.	Amplitude moyenne (¹).	Beyer.	Stobbe.	Hartwig.	Roach et Stoddard.	Amplitude		O — C.
							moy. brute.	— calc.	
1938.									
Janv. 24.	—24,2	0,96	1,04	—	—	—	1,04	0,99	+0,05
27.	21,5	1,02	1,26	1,17	—	—	1,22	1,05	+0,17
30.	18,5	1,08	1,35	1,04	—	—	1,20	1,11	+0,09
Fév. 5.	12,4	1,22	1,36	1,34	1,15	1,36	1,30	1,23	+0,07
8.	9,4	1,29	1,32	1,29	—	—	1,31	1,29	+0,02

Pour la période correspondante de 1952, nous avons

Dates.	D.	O — C.	Dates.	D.	O — C.
1952.			1952 (suite)		
Mars 7.....	-23,0 ^o	+0,04 ^m	Mars 17.....	-15,3 ^o	+0,13 ^m
8.....	22,2	+0,09	19.....	13,7	+0,11
14.....	17,6	+0,19	20.....	12,9	+0,14
15.....	16,8	+0,26			

(¹) Amplitude déduite du graphique des observations [2].

Le graphique suivant donne la comparaison des deux époques et en montre bien la similitude en fonction de D.

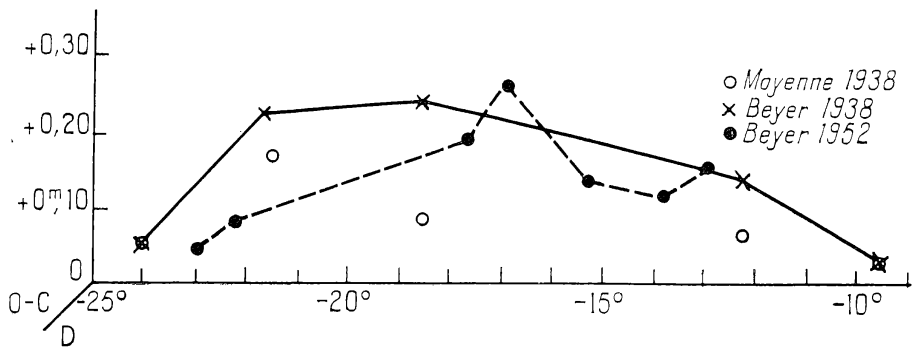


Fig. 5.

d. *Époques des minimums d'éclat.* — Nous corrigeons notre ancienne époque zéro [2], [4], pour la ramener au nœud ascendant de l'équateur d'Éros sur l'équateur terrestre par

$$T_0 = T_{00} - P + (N' - N)K_1,$$

$$T_0 = \text{J. D. } 242.8806,304 - 0,110 - 0,020 = \text{J. D. } 242.8806,174,$$

avec

$$N' - N = -33^{\circ},5 \quad K_1 = 0,00061, \quad 2P = 0,21959386.$$

Il en résulte que les formules (14) du paragraphe 11, donnant l'époque érocentrique d'un minimum s'écrivent, toutes réductions faites :

$$(14') \left\{ \begin{array}{l} D' - D > 0 : T_E = \text{J. D. } 242.8806,174 + 0,10979693 E + 0,00061 \mathcal{C} \\ \quad + 0,00016 (\mathcal{C}' - \mathcal{C}) - 0,000016 D (D' - D), \\ D' - D < 0 : T_E = \text{J. D. } 242.8806,174 + 0,10979693 E + 0,00061 \mathcal{C} \\ \quad + 0,00016 (\mathcal{C}' - \mathcal{C}) - 0,00055 |D' - D|. \end{array} \right.$$

Les représentations moyennes par opposition sont les suivantes :

Opposition.	Nombre d'observations.	Résidu moyen.	Quadratique de $\mathcal{C}$.	Signe de $D' - D$.
1903.....	9	+0,007	1	+
1903.....	1	+0,017	1	+
1916.....	1	-0,033	4	très douteuse
1919.....	2	+0,004	1	+
1930-1931.....	42	-0,001	3	-
1933.....	1	+0,014	1	-
1935.....	11	-0,007	1	+
1937-1938.....	76	+0,0002	3	+
1940.....	6	+0,002	1	+ puis -
1942.....	24	-0,0005	1	+ puis -
1945.....	1	+0,005	3	+
1951-1952.....	32	+0,0001	2 puis 3	+

On trouvera ci-après la représentation détaillée par opposition. Les cinq premières colonnes s'expliquent elles-mêmes, E étant le nombre de périodes P depuis T_0 ; la sixième Σ_c , donne la somme des termes en K , et les trois dernières le détail de ces termes. On a mis un $\boxed{3}$ ou un $\boxed{4}$ entouré d'un carré pour indiquer le numéro du coefficient lorsque celui-ci doit être changé par suite du changement de signe de $D' - D$: ($D' - D > 0$ correspondant à K_3 , $D' - D < 0$, à K_4) avec

$$K_3 = -0.000016, \quad K_4 = -0.00055.$$

On remarquera qu'en 1951-1952, la variation de $K_1\alpha$ est complètement masquée par celle de $K_3D(D' - D)$.

Les observations représentées sont les moyennes de n observations particulières, prises très voisines les unes des autres pour éviter l'influence de la variation des termes correctifs.

Nous voulons encore souligner l'importance du terme en K_3 ou K_4 dans l'expression de l'époque du minimum apparent. Ce phénomène pourrait s'expliquer par l'existence de directions privilégiées à la surface du corps (comme pour les résidus en amplitude), ces directions seraient obliques par rapport à la section droite.

13. Sur une variation de l'axe de rotation d'Éros. — Les auteurs qui ont traité la théorie physique d'Éros, rebutés par les résidus $O-C$ qui ne semblaient dépendre d'aucune coordonnée érocentrique de la Terre, et ne pensant pas aux effets cylindriques, ont imaginé de faire varier l'axe polaire pour rendre compte au mieux des observations par des formules linéaires, ce qui donne à cet axe un mouvement assez ample et capricieux tout en étant à assez longue période puisqu'on l'estime fixe pendant toute la durée d'une opposition.

Nous avons vu qu'il était absolument inutile de faire intervenir cette hypothèse pour vérifier, plus exactement que par n'importe quel autre moyen, les magnitudes, amplitudes de variation d'éclat et époques des minimums.

Il suffit de transposer dans la physique la réalité photométrique et de traiter Éros comme un ellipsoïde ou plutôt un cigare pour que toutes les difficultés d'interprétation des phénomènes s'aplanissent.

On vérifie ainsi les amplitudes à $\pm 0^m,1$ près, qui représenterait la variation intrinsèque due à des cristallisations ou des strates. De même, les époques des minimums apparents sont représentés depuis 1903 d'une façon qui paraît satisfaisante, tout en conservant la fixité de l'axe de rotation dans l'espace.

Notons qu'il semble exister des déviations systématiques des minimums, d'ordre physique. Si l'on compare les oppositions de 1903, 1933 et 1940 d'une part, et 1905-1935-1942 d'autre part, on remarque que dans

T _{obs.} Épocentrique (jours Juliens).	Nombre <i>n</i> d'obser- vations.	E.	P.E.	T _{calc.} brut.	Σ <i>c</i> .	T _{calc.}	O — C.	Autorité.	K ₁ , K ₂ , K ₃ ou K ₄ .		
									(Unité : millième de jour.)		
1903.											
241 + . . .											
6233,680 . . .	1	114 517	12 572,517	233,657	j +0,016	673	+0,007	[15]	+ 26	— 5	3 5 — 4
6239,830 . . .	2	451	566,368	239,806	017	823	007		26	5	4
6253,775 . . .	2	324	552,424	253,750	019	769	006		25	4	2
6254,762 . . .	2	315	551,436	254,738	019	757	005		25	4	2
6255,753 . . .	2	306	550,448	255,726	019	745	008		24	4	1
1905.											
7061,654 . . .	1	106 966	11 744,538	061,636	+0,035	671	— 017	[9]	+ 34	0	+ 1 3
1916.											
242 + . . .											
1227,372 . . .	1	69 025	7 578,733	227,441	— 036	405	— 033	[10]	— 32	+10	—14 4
1919.											
2143,618 . . .	1	60 681	6 662,587	143,587	+ 031	618	000	[11]	+ 32	— 2	+ 1 3 — 3
2163,602 . . .	1	60 499	6 642,604	163,570	+ 024	594	+ 008		27	0	—
1930-1931.											
6294,384 . . .	3	22 878	2 511,934	294,240	+ 128	368	+ 016	[16]-[18] [17]-[18]-[19]-[21]	+146	— 7	—11 4 10
6298,549 . . .	2	840	507,761	298,413	130	543	+ 006		147	7	9
6304,377 . . .	1	787	501,942	304,232	135	367	+ 010	[18]	151	7	8
6307,557 . . .	2	758	498,758	307,416	137	553	+ 004	[16]	152	7	8
6310,520 . . .	3	731	495,794	310,380	139	519	+ 001	[21]	154	7	8
6312,390 . . .	2	714	493,927	312,247	140	387	+ 003	[21]	155	8	7
6317,658 . . .	2	666	488,657	317,517	142	659	— 001	[16]	157	8	7
6322,486 . . .	5	622	483,826	322,348	+ 142	490	— 004	[19]-[20]-[21]	157	7	7
6327,539 . . .	3	576	478,776	327,398	+ 143	541	— 002	[16]-[21]	+158	— 7	— 8 4 8
6337,526 . . .	5	485	468,784	337,390	144	534	— 008	[16]-[20]-[21]	159	7	9
6350,594 . . .	3	366	455,718	350,456	145	601	— 007	[16]-[22]	160	6	11
6357,617 . . .	6	303	448,800	357,374	144	518	— 001	[16]-[22]-[23]	160	5	11
6360,473 . . .	1	276	445,835	360,339	143	482	— 009	[22]	159	5	11
6366,512 . . .	4	221	439,798	366,376	142	518	— 006	[16]-[21]-[22]-[24]	158	4	12

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES ASTÉROÏDES VARIABLES.

309

7281,562...	1	13 886	1 524,640	281,534	+	014	548	+	014	[25]	+ 22	+ 2	—	1955Bast...20...283C
4935.														
8012,163...	1	7 232	1 794,051	012,123	+0,052	175		—	0,012	[26]	+ 46	—	+ 8	3
8016,104...	1	197	790,099	016,075	051	126		—	022		45	2	8	
8034,118...	1	032	772,092	034,082	044	126		—	008		40	0	4	
8036,087...	4	7 014	770,115	036,059	042	101		—	014		39	0	3	
8039,058...	2	6 987	767,151	039,023	041	064		—	006		38	+ 1	2	
8041,060...	2	969	765,174	041,000	041	041		—	019		37	2	2	
4937-4938.														
8847,480...	1	375	41,174	847,348	+	133	481	—	001	[27]	+139	—	7	3
8854,520...	1	429	48,201	854,375		138	513	+	007	[28]	141	7	4	
8859,240...	4	482	52,922	859,096		141	237	+	003	[28] [29]	141	7	7	
8866,376...	7	547	60,059	866,233		145	378	—	002	[27] [28] [29] [30]	140	6	10	
8881,205...	2	682	74,882	881,056		152	208	—	003	[28] [30]	138	4	18	
8923,461...	3	1 067	117,153	923,327		139	466	—	005	[28] [30]	122	+	4	13
8926,318...	2	1 093	120,008	926,182		137	319	—	001	[27] [28]	122	4	11	
8929,393...	2	121	123,082	929,256		136	392	+	001	[27] [28]	121	5	10	
8934,765...	1	170	128,462	934,636		132	768	—	003	[8]	121	5	6	
8935,427...	5	176	129,121	935,295		132	427		000	[27] [28] [29]	121	5	6	
8947,282...	9	284	140,979	947,153		128	281	+	001	[27] [28] [29] [31]	121	7	0	
8949,476...	9	304	143,175	949,349		127	476		000	[27] [28] [31]	121	7	—	1
8951,343...	9	321	145,042	951,216		127	343		000	[27] [28] [30] [31] [32]	121	7	1	
8954,418...	13	349	148,116	954,290		126	416	+	002	[27] [28] [31] [32]	121	7	2	
8963,421...	3	431	157,119	963,293		125	418	+	003	[28] [31]	122	8	5	
8969,352...	1	485	163,048	969,222		126	348	+	004	[28]	123	9	6	
8971,429...	1	504	165,135	971,309		126	435	—	006	[28]	124	9	7	
8979,342...	1	576	173,040	979,214		126	340	+	002	[28]	125	9	8	
8990,322...	1	676	184,020	990,194		130	324	—	002	[28]	129	10	9	
8993,400...	1	704	187,094	993,268		131	399	+	001	[30]	130	11	10	
4940.														
9780,866...	2	8 877	974,667	780,841	+	021	862	+	004	[12]	+ 25	—	3	3
9786,902...	2	932	980,706	786,880		021	901	+	001		24	3	0	
9791,843...	2	977	985,647	791,821		019	840	+	003		23	2	2	4

T _{obs.} Épocentrique (jours Juliens).	Nombre <i>n</i> d'obser- vations.	E.	P.E.	T _{calc.} brut.	Σ <i>c</i> .	T _{calc.}	O — C	Autorité.	K ₁ , K ₂ , K ₃ ou K ₄ .		
									(Unité : millième de jour.)		
243 + ...		+	+		j		j				
0580,521...	3	16 160	1 774,318	580,492	+0,039	531	-0,010	[43]	+	0	2 3
0582,391...	2	177	776,185	582,359	+	038	—	[43]	36	0	2
0587,105...	2	220	780,906	587,080	035	115	—	[43]-[44]	34	+	0
0604,009...	3	374	797,815	603,989	029	018	—	[43]-[44]	30	3	- 4 4
0607,430...	1	405	801,219	607,393	028	421	+	[43]	29	3	4
0614,453...	5	469	808,246	614,420	026	446	+	[43]-[44]	28	4	6
0635,964...	3	665	829,766	635,940	024	964	000	[43]-[44]	28	5	9
0643,987...	2	738	837,781	643,955	+	024	+	[44]	+	6	-10 4
0670,899...	3	983	864,681	670,855	029	884	+	[44]	32	7	10
4945.											
1517,968...	1	24 697	2 711,655	517,829	+	134	+	[44]	+115	+	8 +11 3
1931-1932.											
4048,358...	2	47 743	5 242,035	048,209	+	138	+	[3]	+102	+	8 +28 3
4052,407...	3	780	246,097	052,271	139	410	—		104	8	27
4054,275...	2	797	247,964	054,138	139	277	—		105	8	26
4055,259...	2	806	248,952	055,126	138	264	—		105	7	26
4068,323...	3	925	262,018	068,192	138	330	—		111	7	20
4078,317...	2	48 016	272,009	078,183	136	319	—		114	7	15
4086,332...	2	089	280,025	086,199	135	334	—		117	7	11
4088,316...	1	107	282,001	088,175	135	310	+		118	7	10
4090,396...	2	126	284,087	090,261	134	395	+		118	7	9
4098,417...	2	199	292,102	098,276	133	409	+		121	7	5
4105,327...	2	262	299,019	105,193	132	325	+		123	8	1
4117,402...	1	372	311,097	117,271	132	403	—		128	8	- 4
4120,366...	3	399	314,062	120,236	132	368	—		129	8	5
4128,384...	3	472	322,077	128,251	132	383	+		131	9	8
4132,349...	1	508	326,029	132,203	133	336	+		133	9	9
4135,399...	1	536	329,104	135,278	133	411	—		134	9	10

chaque groupe, la déclinaison de la Terre a toujours le même signe et à peu près la même valeur, à 10° près. Or, dans chaque groupe, les résidus sont généralement ⁽⁵⁾ de même signe et du même ordre de grandeur, ce qui en prouve la systématique physique et contredit une variation de l'axe polaire.

S'il existe une précession de l'axe polaire, celle-ci n'est pas encore assez marquée pour être observable et les observations de 1900-1901 sont trop incertaines pour pouvoir nous être d'un secours quelconque.

De même, un polhodie serait, elle aussi, inobservable.

La planète étant un ellipsoïde à peu près de révolution autour de l'axe L, et tel que $L = 4N$, $M \sim N$, de façon que l'effet elliptique M, N, soit insensible sur la magnitude réduite, on a, pour les moments principaux d'inertie par rapport à ces axes, le corps étant supposé homogène :

sur N : $A = 11 C$;

sur M : B est voisin et plus petit que A, prenons $B = 10 C$;

sur L : C.

Si δ est la distance du plan tangent fixe au centre de l'ellipsoïde central d'inertie d'axes :

$$a = \frac{1}{\sqrt{A}}, \quad b = \frac{1}{\sqrt{B}}, \quad c = \frac{1}{\sqrt{C}}$$

(la perpendiculaire à ce plan passant par le centre est l'axe fixe de rotation, mobile dans le corps), on a

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\Delta}}.$$

Pour que le mouvement soit stable, il faut $A > \Delta > B$, ou $B > \Delta > C$. Ce que nous savons de la rotation d'Éros montre qu'on se trouve dans le premier cas. Il faut de plus que $A - \Delta$ soit petit devant $A - B$ car le mouvement observé est très stable.

Soit d , l'angle de déclinaison que fait la parallèle au plan tangent menée par le centre de gravité dans le plan de l'ellipse méridienne d'axes c , a (colinéaires de L, N), avec l'axe c . La déclinaison érocentrique de la Terre reste comprise entre les limites $D \pm d$.

Si μ est la rotation totale autour de l'axe fixe, la rotation instantanée p autour de l'axe instantané de rotation est une fonction de μ de même que la rotation $\sqrt{q^2 + r^2}$ de l'axe instantané autour de l'axe fixe. Nous posons $\mu = 1$ et appelons $\bar{q}$ la valeur moyenne de $\sqrt{q^2 + r^2}$.

⁽⁵⁾ En 1942, les deux observateurs ont employé des moyens visuels par la méthode d'Argelander et leurs résultats sont très différents et incertains.

Dans ces conditions, les éléments de la polhodie sont, pour quelques valeurs de Δ ; et en utilisant le coefficient moyen de l'amplitude :

Δ .	d .	p .		$\bar{q}$.	Variation de l'amplitude.
	0				m
10,9.....	1,7	0,99	0,94	0,33	0,09
10,8.....	2,5	0,98	0,89	0,46	0,13
10,6.....	3,5	0,96	0,76	0,71	0,18

La troisième ligne du tableau montre déjà des signes d'instabilité manifestes, provoquant des différences notables entre deux oscillations consécutives, tant en durée qu'en amplitude, ce qui rendrait les courbes de lumière assez capricieuses, et ces phénomènes sont contredits par l'observation.

La variation d'amplitude de la deuxième ligne pourrait passer à la rigueur, mais, comme au bout d'une rotation, l'axe instantané aurait tourné d'un demi-tour environ, la différence en durée et en amplitude frapperait les deux branches d'une même oscillation et l'asymétrie pourrait atteindre 0,004 et 0^m,13.

Si le premier phénomène risque d'être masqué par les erreurs d'observation, le second est très observable, mais les résidus O—C des amplitudes, moyennes de plusieurs observateurs, ont un caractère généralement accidentel et, tenu compte des écarts systématiques dus à des irrégularités de la surface, ne dépassent pas 0^m,1, en sorte que l'angle de la polhodie ne saurait dépasser deux degrés.

Si donc il existe une polhodie, elle est encore à très courte période, de l'ordre de 0,6, et ne peut affecter les observations d'une manière assez sensible pour être mise en évidence; on ne peut donc mettre sur le compte de ce phénomène les écarts à la linéarité qui supposent un mouvement du pôle à longue période, qui serait alors absolument indiscernable.

Il est de ce fait conforme à l'observation et commode de considérer l'axe de rotation d'Éros comme fixe dans l'espace.

14. Représentation de la courbe de lumière. — Nous adoptons, parmi les formes photométriques du chapitre II, celle de l'ellipsoïde allongé ou cigare, d'axes

$$a = 4b = 4c$$

tournant autour de l'axe c . La différence $b—c$ est insensible puisque l'expression de la magnitude réduite ne comporte que des termes cylindriques.

Comme l'amplitude de la variation d'éclat réelle dépend de la déclinaison du Soleil, alors que celle de l'ellipsoïde est intrinsèque, et que de plus il y a une certaine différence entre la forme réelle d'Éros et l'ellip-

ellipsoïde modèle, on ne peut compter sur une représentation fidèle, dans un grand domaine de déclinaison.

Les seuls moments où il est possible d'observer la variation intrinsèque sont ceux où l'une des déclinaisons devient nulle.

Nous en avons tiré, dans le domaine de D compris entre 0 et 40° , la formule donnant l'amplitude moyenne réduite des observations

$$A = 1^m,50 - 0^m,0264 |D| + 0^m,00015 D^2.$$

En calculant, entre les mêmes limites, les amplitudes données par l'ellipsoïde modèle [formules (12) et (12 a)], on a

$ D $	0° .	10° .	20° .	30° .	40° .
Amplitude moyenne réduite....	$1^m,50$	$1^m,25$	$1^m,03$	$0^m,84$	$0^m,68$
» ellipsoïde.....	$1^m,50$	$1^m,30$	$0^m,96$	$0^m,66$	$0^m,43$

L'ellipsoïde ne représente assez bien la figure moyenne que pour des déclinaisons de la Terre inférieures à 20° .

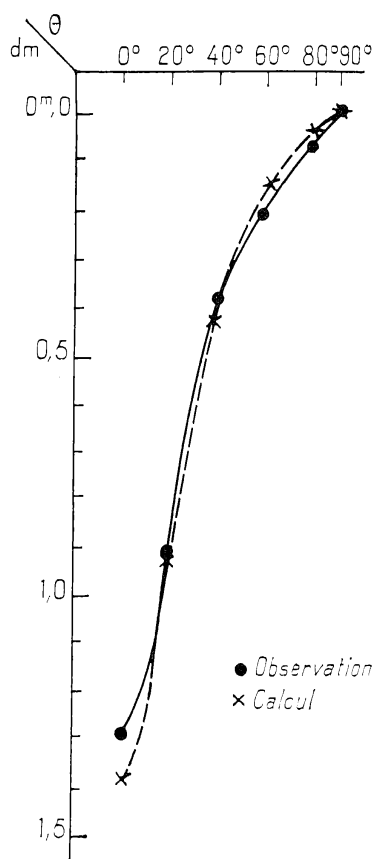


Fig. 6.

Nous représentons ci-contre, au moyen des formules du chapitre II, l'observation de Beyer [3] de 1952, Mars 29 ; où $D = -6^\circ$, ce qui donne $\log a' = [0,052]$ et la perte de magnitude depuis le minimum d'éclat :

	0.....	0°.	20°.	40°.	60°.	80°.	90°.
T (h et min.)...	0.	17 ^m .	35 ^m .	52 ^m .	1 ^h 9 ^m .	1 ^h 18 ^m .	
$dm \left\{ \begin{array}{l} \text{calculé.....} \\ \text{observé.....} \end{array} \right.$		1 ^m , 38	0 ^m , 91	0 ^m , 42	0 ^m , 14	0 ^m , 02	0 ^m , 00
		1 ^m , 28	0 ^m , 90	0 ^m , 38	0 ^m , 20	0 ^m , 06	0 ^m , 00

Éléments physiques d'Éros (433).

$$\text{Pôle Nord} \left\{ \begin{array}{l} \alpha_0 = 345^\circ, 4 \\ \delta_0 = + 44^\circ, 7 \end{array} \right\} (\text{équateur } 1925, 0).$$

$$\text{Obliquité de l'équateur : } \omega = 54^\circ, 2,$$

Époque érocentrique du minimum apparent T_E :

$$D' - D > 0 : T_E = \text{J. D. } 242.8806, 174 + 0^d, 10979693 E + 0^d, 00061 \mathcal{C} \\ + 0^d, 00016 (\mathcal{C}' - \mathcal{C}) - 0^d, 000016 D (D' - D),$$

$$D' - D < 0 : T_E = \text{J. D. } 242.8806, 174 + 0^d, 10979693 E + 0^d, 00061 \mathcal{C} \\ + 0^d, 00016 (\mathcal{C}' - \mathcal{C}) - 0^d, 00055 | D' - D |;$$

$$g = 10^m, 79 + 0^m, 0210 \varphi + 0^m, 0067 | D' - D |;$$

$$D > 0 (\text{Nord}) : A = 1^m, 50 - 0^m, 0247 | D | - 0^m, 000182 D (D' - D),$$

$$D < 0 (\text{Sud}) : A = 1^m, 50 - 0^m, 0280 | D | - 0^m, 000205 D (D' - D).$$

CHAPITRE IV.

ESSAI D'UNE ÉTUDE DE QUELQUES AUTRES ASTÉROÏDES VARIABLES.

15. Introduction. — Nous avons montré dans un précédent-Mémoire [2] que l'étude photométrique des astéroïdes n'avait, à part Éros, pas été poursuivie, et qu'il pouvait être intéressant de les observer systématiquement.

Les premiers astronomes qui se soient occupés de la question sont Müller, Parkhurst, Bailey, Wendell, etc. Miss Harwood [] a, la première, réuni en un résumé assez détaillé, tout ce qui avait été fait jusqu'en 1922.

Nous mettons à profit l'étude photoélectrique poussée de plusieurs astéroïdes, faite entre 1949 et 1954 par Kuiper, Groeneveld, Schatzel et Ahmad [7], pour tenter d'établir, à l'aide des observations antérieures, les éléments les plus probables de quelques petites planètes.

16. **Résumé des observations de Kuiper** [7]. — Les observations portent sur les astéroïdes suivants :

a. à une seule opposition : (1) Cérès, (2) Pallas, (3) Junon, (6) Hébé, (8) Flora, (10) Hygiea, (14) Irène, (17) Thétis, (22) Kalliope, (25) Phocaea, (40) Harmonia, (97) Klotho, (354) Eléonora, (532) Herculina;

b. à deux oppositions ou plus : (4) Vesta, (7) Iris, (9) Métis, (15) Eunomia, (39) Laetitia, (44) Nysa, (551) Davida.

Les seuls astéroïdes qu'il sera possible d'étudier seront ceux pour lesquels il y aura au moins quatre ou cinq déterminations d'époques de maximum ou de minimum, dont deux ou trois espacées de plusieurs années, et une valeur de la période établie en une seule nuit. En outre, il faudra avoir plusieurs déterminations de l'amplitude de variation d'éclat, réparties sur tout le tour du ciel, pour pouvoir en déduire un équateur approché.

Ces conditions ne sont réunies que pour (4), (7), (15), (39) et (44) que nous étudierons plus loin. Nous signalons que l'origine des longitudes astrographiques est toujours le nœud ascendant de leur équateur sur l'équateur terrestre.

17. **Astéroïdes nouvellement observés pour lesquels existe une documentation assez importante mais encore insuffisante.**

Nota. — Dans ce qui suit, M et m sont maximum et minimum, I et II, principal et secondaire; Géo, géocentrique; Pl, planétocentrique.

Toutes les autres planètes du programme de Kuiper ont été trop peu observées photométriquement, et la documentation existante est insignifiante.

Date.	Autorité.	g ^o .	γ.	C.	Amplitude.	Période (j).	Époque max/min (J. D.).
		(1) Cérés.					
1881-1883.....	Müller [33]	m	m	+	m	-	-
1885.....	» (A. N., 114, p. 177)	3,46	0,042	-	0,2 (1)	-	-
1887-1888.....	Parkhurst [34]	3,20	0,041	-	-	-	-
Diverses.....	Pickering (H. C., 169)	3,74	0,043	-	-	-	-
1904.....	Bailey (H. A., 72, p. 165)	3,70	-	-	-	-	-
1904.....	Wendell [36]	-	-	-	0,2	-	-
1913.....	Harwood [1]	-	-	-	0,2	-	-
1917.....	»	-	-	-	0,0	-	-
1919.....	»	-	-	-	0,0	-	-
1921.....	»	-	-	-	0,2	-	-
1932.....	Recht [37]	-	-	-	0,0	-	-
1926-1935.....	Deutsch [39]	3,68	-	0,70	-	-	-
1934-1935.....	Calder (H. B., 904)	3,50	0,048	-	-	-	-
1938.....	Astr. Circ. U. R. S. S., 1950, p. 106	-	0,050	-	{ 0,04 } { 0,03 }	0,15	{ 242 + 7814,972 _m Pl (2)
1949.....	U. A. I., Circ. 1210	-	-	-	0,3	-	-
1881-1940.....	Haupt [38]	3,48	0,0486	-	-	0,14625	-
1950.....	{ Auzinger-Haupt (Mitt. U. St. Wien, 5, p. 12)	-	-	-	-	-	-
1950.....	Gaffey (A. J., 58, p. 212)	-	-	-	0,05	-	{ 243 + 3435,443 _m Pl (3)
1953.....	Ahmad [7]	3,47	0,050	-	0,0	-	-
1953.....	Kuiper [7]	3,40	-	0,73	0,04	0,3784	{ 243 + 4407,690 _m Pl

Notes. — (1) Courbe construite avec des observations non groupées. — (2) Dédit de la discussion d'Ahmad [7]. P correspond à deux oscillations inégales. — (3) Dédit d'observations détaillées, mais très incertain.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES ASTÉROÏDES VARIABLES.

Date.	Autorité.	g_0 .	γ .	C.	Amplitude.	Période (j).	Époque max/min (J. D.).
		② <i>Pallas</i> .					
1885.....	Müller [33]	^m 4,10	^m 0,042	+	^m 0,22 (1)	—	—
1888.....	» (<i>A. N.</i> , 444, p. 177)	4,05	0,042	—	—	—	—
1888.....	Parkhurst [34]	4,50	0,033	—	—	—	—
1897-1898.....	Bailey (<i>H. A.</i> , 46)	—	—	—	0,30 (1)	—	—
1888.....	Pickering (<i>H. C.</i> , 469)	4,38	—	—	—	—	—
1904.....	Wendell [36]	—	—	—	0,0 (1)	—	—
1905.....	Biesbroek (<i>A. N.</i> , 471, p. 186)	—	—	—	0,18 (1)	—	—
1915.....	Harwood [4]	—	—	—	0,0	—	—
1917.....	»	—	—	—	0,0	—	—
1932.....	Recht [37]	4,75	—	0,36	—	—	—
1936.....	{ Lassowsky (<i>Mitt. St. Budap. Syab.</i> , n° 13) }	—	—	—	0,0	—	—
1950 Juin 15....	Günther (<i>A. N.</i> , 280, Heft 2, 1951)	4,57	0,014	—	0,18	0,2372052 { 243 + 3412,359 ^m Pl	—
1951 Août 3....	» (<i>A. N.</i> , 281, p. 131)	4,26	0,019	—	0,10	—	—
1885-1938.....	Haupt [38]	4,30	0,0369	—	—	—	—
1951 Juin 30....	Kuiper (2) [7]	4,38	0,037	0,67	0,13	{ 0,21-25 { 243 + 0,42-50 { 3827,816 ^m Pl	—
1950.....	Cuffey (<i>A. J.</i> , 58, p. 212)	—	—	—	0,0	—	—

Notes. — (1) Amplitudes déduites par Günther dans son étude (*A. N.* 280, Heft 2). — (2) Kuiper donne les périodes correspondant à une ou deux oscillations. γ est celui de Haupt.

Date.	Autorité.	ξ_0 .	γ .	C.	Amplitude.	Période (j).	Époque max/min (J. D.).
		(3) <i>Junon.</i>					
1887-1889.....	Parkhurst [34]	^m 5,77	^m 0,030	+	^m —	—	—
Diverses.....	Pickering (<i>H. C.</i> , 169)	5,74	—	—	—	—	—
1917.....	Harwood [4]	—	—	—	$\left\{ \begin{array}{l} 0,0 \\ 0,2 \end{array} \right\}$	—	—
1922.....	»	—	—	—	0,2	—	—
1932.....	Recht [37]	5,62	—	0,52	—	—	—
1935.....	Calder (<i>H. B.</i> , 904)	—	—	—	?	$\left\{ \begin{array}{l} 242+ \\ 8096,708_m \end{array} \right\}$	Géo
1948.....	Haupt [38]	5,48	0,0356	—	—	—	—
1950.....	Günther (<i>A. N.</i> , 280, Heft 2, 1951)	5,20	0,039	—	0,0	—	—
		5,63	0,025 (1)	0,85	0,15	—	—
		$\left. \begin{array}{l} - \\ - \\ - \end{array} \right\}$					Pl
1954 Janv. 10..	Kuiper [7]	—	—	—	—	—	—
		—	—	—	0,12	0,3004	—
		—	—	—	0,12	—	—

Note. — (1) Kuiper a trouvé $\gamma = 0,025$ pour $15^{\circ} 5' \cong \varphi \cong 7^{\circ} 9'$. La valeur de Haupt ne serait pas en contradiction. P correspond à deux oscillations inégales.

		(6) <i>Hébé.</i>					
1881.....	Müller [33]	^m 5,83	^m 0,036	+	^m —	—	—
1887-1889.....	Parkhurst [34]	6,33	0,023	—	—	—	—
Diverses.....	Pickering (<i>H. C.</i> , 169)	6,08	—	—	—	—	—
1915.....	Harwood [4]	—	—	—	0,0	—	—
1921.....	{ Padova (<i>Bull. Soc. Astr. Ital.</i> , 2,) p. 47, cf [4] (1) }	—	—	—	0,15	0,135	—

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES ASTÉROÏDES VARIABLES.

319

Date.	Autorité.	g_0 .	γ .	C.	Amplitude.	Période (d).	Époque max/min (J. D.).
1932.....	Recht [37]	6,09	-	0,54	-	-	-
1936.....	Deutsch [39]	6,40 ⁽²⁾	0,023	-	-	-	-
1953 Juill. 11...	Ahmad ⁽³⁾ [7]	5,74	0,045	-	0,16	0,3031	$\left\{ \begin{array}{l} 243 + \\ 4569,844m_1 \end{array} \right.$ Géo

Notes. — ⁽¹⁾ Communiqué par M. Masani (Milan). Détails manquent. — ⁽²⁾ Observations photographiques. — ⁽³⁾ $\frac{g_0}{5}$ d'après le m_0 de Müller, γ d'après huit soirées de 1953. P correspond à deux oscillations inégales.

⑨ *Métis.*

1881.....	Müller [33]	$\left\{ \begin{array}{l} m \\ 6,10 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} m \\ 0,041 \end{array} \right.$	+	m	-	-
Diverses.....	Pickering (<i>H. C.</i> , 469)	6,10	-	-	-	-	-
1916 Nov. 24...	Harwood [1] ⁽¹⁾	-	-	-	0,0	-	-
1917.....	»	-	-	-	0,0	-	-
1938.....	$\left\{ \begin{array}{l} Astr. Circ. Acad. U. R. S. S., \\ 1950, p. 106 \end{array} \right.$	-	-	-	0,2	-	-
1949.....	Haupt (<i>Doc. Obs.</i> , n° 4, 1950)	-	-	-	0,15	0,1502	$\left\{ \begin{array}{l} 243 + \\ 3215,417m \end{array} \right.$ Géo
1949 Nov. 2....	$\left\{ \begin{array}{l} 6,31 \\ - \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,041^{(2)} \\ - \end{array} \right.$	-	0,11	0,21048	3222,824m ₁	Géo
1954 Janv. 5....	$\left\{ \begin{array}{l} Kuiper [7] \\ - \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 6,61 \\ - \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,049 \\ - \end{array} \right.$	0,85	0,26	0,21158	4745,839m ₁ Pl
				-	0,26	-	4747,742m ₁
				-	0,26	-	4750,708m ₁ ⁽³⁾
				-	0,25	-	4758,746m ₁

Notes. — ⁽¹⁾ Détails inédits aimablement communiqués par l'auteur. ⁽²⁾ γ de Müller. — ⁽³⁾ Extrapolation depuis un m_1 . P correspond à deux oscillations inégales.

18. Essai d'étude de quelques astéroïdes variables, détermination de leurs éléments physiques les plus probables.

a. PLANÈTE (4) VESTA :

Tableau des observations photométriques où l'amplitude de variation d'éclat a pu être mesurée.

Date.	Autorité.	Amplitude		Période (j).	Époque du minimum planétocentrique.
		— observée.	réduite (¹).		
1881...	Müller [33]	0,0 _p	0,15	—	—
1883...	André (<i>Les planètes</i> , p. 89)	0,6 _p	0,15	—	—
1885...	Müller [33]	0,0 _p	0,12	—	—
1888...	Wendell [35]	? _v	0,20	—	—
1901...	» [36]	? _p	0,10	—	241.6536,573 (²)
1904...	» [36]	? _p	0,06	—	6569,548
1909...	{ Saint-Blancat (<i>B. A.</i> , 30, 1 ^{re} série 1913, p. 444)	{ ? _v	0,20	—	—
1917...	Harwood [1]	0,0 _p	—	—	—
1928...	{ Bobrownikoff (<i>L. O. B.</i> , 14, 1928, p. 18)	{ —	—	{ 0,2465 (spectro)}	—
1932...	{ Kanamori (<i>Kwasan Kyoto Bull.</i> , 1935, p. 248).	{ 0,5 _v	—	0,125	—
1934...	Green (<i>P. A. A. S.</i> , 8, 1935, p. 123)	0,21 _p	—	0,31304	—
1934...	Calder (<i>H. B.</i> 904)	0,0 _e	0,03	—	—
1934...	{ Terwangue (<i>Gaz. Astr.</i> , 21, 1934, p. 57)	{ ? _v	0,10	—	—
1934...	{ Gdomski (<i>Circ. Jh. Pils. Obs.</i> <i>Warsaw.</i> , 17, 1937, p. 6)	{ 0,3 _v	0,28	—	—
1937...	»	0,3 _v	0,15	—	—
1941...	Fischer [40]	0,0 _p	0,16	—	—
1941...	» [42]	0,12 _p	—	0,2226	243.0024,026
1949...	Pocher (<i>N. A. Z.</i> , 7, 1949, p. 26)	0,0 _p	?	—	—
1949...	{ Tschernow (<i>Astr. Circ. U. R. S. S.</i> , 1949, p. 89)	{ ? _v	0,10	—	—
1949...	Auzinger [43]	?	0,07	0,084785	243.3084,026
1950...	Stephenson (<i>Ap. J.</i> , 114, p. 500)	0,12 _p	—	0,2226	3574,932
1950...	Cuffey (<i>A. J.</i> , 58, p. 212)	—	—	0,445230	—
1950...	Kuiper [7]	0,13 _e	—	0,2225	3637,722
1952...	» [7]	0,12 _e	—	—	4078,742

Notes. — (¹) La colonne Amplitude réduite est due à Auzinger [43]. — (²) Époques déduites des courbes de lumière avec P = 0,2226. (*p*, photométrie; *v*, visuel; *e*, photoélectricité.)

Variation d'éclat à courte période de (4) Vesta. — Le tableau suivant donne la position géocentrique de l'astre pour chaque date où une observation a été faite, ou supposée faite, ainsi que l'amplitude de la variation.

Nous donnons en outre la déclinaison astrocentrique de la Terre et l'amplitude calculée, telles qu'elles découlent de notre détermination de l'équateur planétaire.

Date.	$z.$	$\delta.$	$A_{\text{obs.}}$	$D.$	$A_{\text{calc.}}$
	$^{\circ}$	$^{\circ}$	$^{\text{m}}$	$^{\circ}$	$^{\text{m}}$
1881. Oct. 10.....	44	+ 6	0,15	+1	0,16
Déc. 9.....	32	+ 4	15	-1	16
1883. Fév. 2.....	161	+16	15	+1	16
1885. Nov. 18.....	84	+18	12	+2	13
Déc. 28.....	74	+19	12	+2	13
1888. Sept. 3.....	17	- 5	20	+1	16
Oct. 13.....	9	- 9	20	+2	13
1901. Fév. 21.....	133	+23	10	-1	16
1904. Mars 1.....	82	+18	06	+1	16
1909. Juin 7.....	244	-14	20	-1	16
1932. Nov. 13.....	61,8	+12,5	0,5	+1,4	15
Déc. 7.....	55,5	+12,1		-0,4	19
1934. Mars 8.....	185,5	+10,3	0,21	-1,5	15
24.....	182,0	+12,4	21	-2,2	13
Avril 9.....	178,5	+13,7	10	-2,3	12
Mai 1.....	188,0	+13,0	03	-5,0	03
1937. Fév. 8.....	92,8	+22,9	15	-1,9	14
1941. Janv. 29.....	150,5	+19,4	14	+0,1	20
1949. Mai 28.....	265,0	-16,8	0	-3,1	10
Juin 29.....	255,8	-18,8	09	+0,8	17
1950.....	48,8	+11,6	12	-2,2	13
1950.....	36,5	+16,5	13	-2,0	13
1952.....	161,0	+19,0	12	-2,0	13

On voit que la détermination de l'équateur a été assez hasardeuse. Nous avons commencé par dresser un graphique des positions avec les amplitudes correspondantes et avons remarqué que la courbe qui représentait le mieux les observations était voisine de l'orbite elle-même. En outre, nous avons adopté comme maximums supposés 1888 et 1909 et, avec les deux équateurs obtenus, avons calculé les déclinaisons de la Terre en 1950 et 1952. Écrivant ensuite que ces deux déclinaisons étaient égales en valeur absolue, puisque les amplitudes sont égales, nous avons obtenu par parties proportionnelles l'équateur qui a servi au calcul de D et A_{calc} du tableau.

La faible différence des deux nœuds des premiers équateurs nous a permis cette deuxième approximation. Les valeurs de A_0 et a ont été obtenues par des essais de la meilleure représentation de 1934 à 1952.

Période de rotation de (4) Vesta. — La période correspond à une seule oscillation d'éclat; Kuiper la donne [7] car les deux maximums et minimums qu'il a obtenus sont très sensiblement égaux à 0^m,01 près. Toutefois,

il est possible qu'il faille adopter une période double, comme nous le verrons en discutant la forme de Vesta, mais cela n'influerait pas sur les résultats obtenus.

La période approchée nous donne $K_1 = 0,00062$ et la connaissance de l'équateur nous fournit α .

L'examen des époques nous a montré qu'il fallait prendre un *sens de rotation direct* et, après quelques approximations, nous avons obtenu la représentation suivante :

T_{obs} min. Planét. (J. D.).	α .	$K_1 \alpha$.	E.	PE.	T_{cale} .	O — C.
241.6536,573.....	238 ^o	+0,148 ^j	—76 508	—17 038,378 ^j	36,572	+0,001 ^j
6569,548.....	238	148	76 360	17 005,418	69,532	+ 016
243.0024,026.....	— 58	— 036	15 944	3 550,738	24,028	— 002
3084,026.....	+ 52	+ 032	2 204	490,832	84,002	+ 024 ⁽¹⁾
3574,932.....	205	+ 127	0	0	74,929	+ 003
3137,722.....	192	+ 119	+ 282	+ 62,803	37,722	0
4078,742.....	— 48	— 030	2 263	503,972	78,744	— 002

Note. — ⁽¹⁾ Époque incertaine, P était erroné (Auzinger [43]).

Magnitude absolue et coefficient de phase de (4) Vesta. — Kuiper [7] a pris pour déterminer g_0 , la valeur moyenne de l'éclat, ce qui ne nous paraît pas toujours absolument correct. En effet, c'est généralement la diminution d'éclat au-dessous du maximum qui est variable en fonction de la déclinaison de la Terre; le minimum est donc plus ou moins lumineux et, dans la plupart des cas, à phases et à distances égales, l'éclat maximum est la seule quantité stable.

Kuiper a donné :

$$\left. \begin{array}{l} 1950 : g_0 = 3^m,48, \quad \varphi = 18^o \\ 1952 : g_0 = 3^m,48, \quad \varphi = 4,3 \end{array} \right\} \gamma = 0^m,028.$$

Nous réduisons son g_0 au maximum d'éclat dans les deux cas en retranchant $0^m,06$, d'où

$$g_0 = 3^m,42.$$

Haupt [38] a étudié la valeur de g_0 et de γ entre 1881 et 1949 et ses résultats semblent excellents. Nous établissons g_0 et γ sur la moyenne :

	g_0 m	γ m
Haupt [38].....	3,44	0,0300
Kuiper [7].....	3,42	0,028
Cuffey (<i>A. J.</i> , 58, p. 212).....	—	0,026
Giclas (cité par [7]).....	—	0,033
soit en moyenne.....	3,43	0,029

Deutsch [39] et Fischer [40] ont obtenu des g_0 et γ photographiques. L'indice de couleur est :

Fischer [41].....	$C = +0,71^m$
Kuiper [7].....	$+0,78$
Stephenson (<i>Ap. J.</i> , 114, p. 500)....	$+0,64$

Voici, pour mémoire, les résultats obtenus par différents auteurs :

Année.	Autorité.	Visuel.		Photographique.	
		g_0 .	γ .	g_0 .	γ .
1881-1883.....	Müller [33]	$3,47^m$	0,027	-	-
1887-1890.....	Parkhurst [34]	3,49	0,018	-	-
Diverses.....	Pickering (<i>H. C.</i> , 169)	3,50	-	-	-
1934.....	Calder (<i>H. B.</i> , 904)	-	0,023	-	-
1934.....	Deutsch [39]	3,20 ⁽¹⁾	-	$3,91^m$	$0,051^m$
1941.....	Fischer [40]	3,58 ⁽¹⁾	-	4,29	0,025

Note. — ⁽¹⁾ Avec $C = + 0^m,71$.

Forme de (4) Vesta. — Si nous adoptons la période simple, le modèle est celui de la sphère tachée. Il nous est alors impossible, sans hypothèse hasardeuse, de faire disparaître la variation d'éclat à une latitude de $\pm 60^\circ$. Il faut conclure que le coefficient d'amortissement a tient uniquement à la nature du terrain, beaucoup plus qu'à l'effet de la variation de la latitude sur l'aspect astrographique de la planète ou sur sa projection sur le plan perpendiculaire à la ligne de visée.

Supposons d'abord que la période est simple. Le plateau du maximum d'éclat de la courbe de lumière de Kuiper [7] occupant $1^h, 5$ sur une période de 5 h, nous prenons une calotte sombre de 100° de diamètre (voir chap. II).

Le maximum d'amplitude de $0^m,20$ conduit à

$$2,5 \log \frac{1}{1 - KS} = 0,20 \quad \text{soit} \quad KS = 0,169.$$

Au minimum d'éclat,

$$\theta = 0, \quad S = 0,586, \quad \text{d'où} \quad K = 0,29,$$

l'albedo de la surface tachée est $0,71$ de celui de la planète au maximum d'éclat.

On obtient dans ces conditions, par les formules de la sphère tachée, et en adoptant, pour 1953, $D = 2^\circ$, d'où, en tenant compte du coefficient a ,

$$\Delta dm = \frac{1}{3} dm_{(0)}.$$

	θ	0°.	20°.	40°.	60°.	80°.
	t	0 ^m .	17 ^m .	33 ^m .	50 ^m .	1 ^h 7 ^m .
dm	{ théor.....	0 ^m , 13	0 ^m , 12	0 ^m , 10	0 ^m , 07	0 ^m , 04
	{ réel.....	0 ^m , 12	0 ^m , 11	0 ^m , 09	0 ^m , 07	0 ^m , 05
	θ	100°.	120°.	140°.	160°.	180°.
	t	1 ^h 23 ^m .	1 ^h 40 ^m .	1 ^h 57 ^m .	2 ^h 13 ^m .	2 ^h 30 ^m .
dm	{ théor.....	0 ^m , 02	0 ^m , 01	0 ^m , 00	0 ^m , 00	0 ^m , 00
	{ réel.....	0 ^m , 03	0 ^m , 02	0 ^m , 00	0 ^m , 00	0 ^m , 00

La représentation est très satisfaisante.

Si l'on adopte la période double, le modèle est la « chaudière » avec deux oscillations par période. Après quelques essais, on est amené à prendre pour ce modèle

$D_0 = 29^\circ$, d'où $A_0 = 0^m, 15$.

L'examen de la courbe de lumière théorique ne permet pas de décider du choix à effectuer, la représentation étant tout aussi bonne, comme le montre le tableau ci-dessous.

Variation de l'amplitude avec la déclinaison.

D	0°	10°	20°	29°
A	0 ^m , 15	0 ^m , 06	0 ^m , 01	0 ^m , 00

On en tire, pour $D = 2^\circ$, d'où $a' = 0,891$:

	θ	0°.	20°.	40°.	60°.	80°.	90°.
	t	0 ^m .	33 ^m .	1 ^h 7 ^m .	1 ^h 40 ^m .	2 ^h 13 ^m .	2 ^h 30 ^m .
dm	{ théorique.....	0 ^m , 13	0 ^m , 11	0 ^m , 06	0 ^m , 03	0 ^m , 00	0 ^m , 00
	{ réel	0 ^m , 12	0 ^m , 09	0 ^m , 05	0 ^m , 02	0 ^m , 01	0 ^m , 00

On voit qu'il semble bien difficile de décider du modèle à adopter.

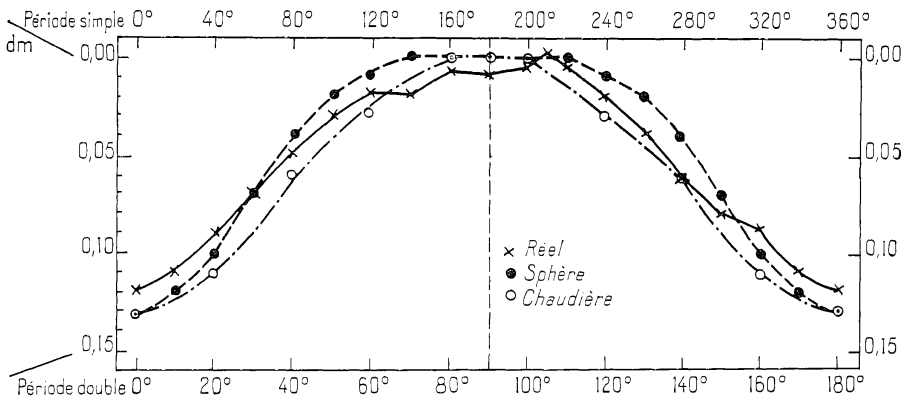


Fig. 7.

Comme nous l'avons dit au paragraphe 5, la valeur trouvée pour a est peut-être illusoire puisque D ne dépasse pas 5° .

Éléments physiques de (4) Vesta.

Pôle Nord { $\alpha_0 = 296^\circ 4,$
 $\delta_0 = + 66^\circ 9.$

Obliquité de l'équateur : $\omega = 4^\circ.$

Époque planétocentrique du minimum apparent :

$T_{\min} = \text{J. D. } 243.3574,802 + 0^d,2227006 \text{ E} + 0^d,00062 \text{ A}.$

$A = 0^m,20 - 0^m,033 \mid D \mid.$

$g = 3^m,43 + 0^m,029 \mp.$

b. PLANÈTE (7) IRIS. — Nous avons profité de notre précédente étude [2] qui donne déjà l'orientation du plan de l'équateur planétaire.

Nous avons essayé de tirer des époques de minimums à partir des observations anciennes. Voici le tableau des observations utilisées.

Dates.		Autorité.	$A_{\text{obs.}}$	$A_{\text{calc.}}$ ⁽¹⁾ .	Période.	Époques du minimum planétocentrique.
1884.	Juill. 16...	Müller [33]	$0,10_p$	—	—	240.9413,382 ⁽²⁾
	Août 19...	» et <i>A. N.</i> , 114, p. 177	10_p	—	—	—
	Oct. 18...	»	10_p	—	—	—
1904.	Janv. 6...	Wendell [36]	22_p	$0,23$	—	241.6485,364
	26...	» et <i>H. C.</i> , 75	33_p	34	—	6487,629
	Fév. 15...	» et <i>H. B.</i> , 146	31_p	32	$0,259$	6499,527
	Mars 6...	» et <i>A. J.</i> , n° 535	28_p	33	—	6505,628
	26...	»	27_p	31	—	6524,324
	Avril 11...	»	22_p	28	—	—
1905.	Mai 8...	» et <i>H. B.</i> , 775	09_p	03	0,25891	6974,608
1906.	Oct. 11...	»	17_p	21	0,25891	{ 7417,627 (7492,580
1914.	Déc. 25...	Harwood [4] et <i>H. B.</i> , 775	2_g	31	—	—
1917.	Juill. 22...	»	2_p	23	0,25893	—
1921.	Août 9...	»	0_g	03	—	—
1943.	Sept. 6...	Cailliatte (inédit)	$\leq 1_g$	—	—	—
1950.	Août 12...	Kuiper [7]	29_e	—	0,29667	243.3505,754 ⁽³⁾
1952.	Janv. 28...	»	22_e	—	—	4039,840

Notes. — ⁽¹⁾ La colonne A_{calc} est tirée de [2], étude d'Iris. — ⁽²⁾ Amplitudes et époques déduites de la discussion des observations de Müller. — ⁽³⁾ La détermination de P en 1950 repose sur des observations fragmentaires. En 1952, une nuit donne toute la période, mais le quasi-plateau du maximum la rend incertaine.

La variabilité de l'astre a été découverte en 1904 (*H. C.*, 75) (p , photométrie; g , photographie; e , photoélectricité).

Variation d'éclat à courte période de (7) Iris. — Le tableau précédent donne les amplitudes calculées entre 1904 et 1921. Nous avons calculé

ici les amplitudes de 1884 et postérieures à 1940, avec le même équateur que précédemment.

Dates.	λ .	β .	A_{obs} .	D .	A_{calc} .	Observations.
	^o	^o	_m	^o	_m	
1884. Juill. 10...	330,6	+ 7,1	0,10	+22,3	0,07	Amplitudes déduites de Müller [33]
Août 19...	323,9	+ 9,4	10	17,7	13	
Oct. 18...	318,6	+ 7,9	10	16,8	14	
1943. Sept. 6...	326,5	+10,1	1	+17,9	12	Inédit
1950. Août 12...	271,4	+ 3,9	29	— 4,7	28	
1952. Janv. 28...	117,9	— 6,9	22	— 7,7	25	

La représentation semble assez satisfaisante et l'équateur connu d'une manière assez approchée pour le moment.

Période de rotation de (7) Iris. — Il est curieux de constater que la période trouvée en 1950-1952 est très différente de celle qui avait été donnée auparavant. Nous pensons que cet écart de presque une heure est dû au palier approximatif d'une heure au maximum principal, qui n'avait pas été remarqué par les anciens observateurs.

Comme les seules observations qui ont embrassé une période entière en une seule nuit sont celles de Kuiper en 1952, cela pourrait expliquer la différence constatée.

Il s'ensuit que les anciennes observations de minimums, généralement déduites de courbes de lumière construites sur plusieurs soirées, peuvent être erronées d'une heure environ, soit de l'ordre de $\pm 0^h,030$, ce qui n'est pas fait pour faciliter la détermination de la période sidérale.

La période correspond à deux oscillations d'amplitudes inégales, le minimum principal (m_I) est celui qui suit le maximum principal (M_I).

En 1950, on a la succession

	M_I .	m_I .	M_{II} .	m_{II} .	M_I .
t	0 ^h 0 ^m	2 ^h 5 ^m	3 ^h 40 ^m	5 ^h 50 ^m	7 ^h 5 ^m
Amplitude	0 ^m , 00	0 ^m , 29	0 ^m , 08	0 ^m , 24	0 ^m , 00

Nous adoptons pour le calcul de K_1 la valeur de la période de Kuiper, soit $P = 0^d,2967$. L'époque zéro correspond à un minimum principal. Nous avons eu assez de difficultés à déterminer la valeur la plus probable de la période, mais, après plusieurs essais de rotation directe et rétrograde, nous avons conclu à *une rotation de sens direct* et à un système qui donne la représentation suivante des observations les plus dignes de foi.

(L'époque de 1884 est très incertaine.)

T _{planét.}	α.	K ₁ α.	E	PE.	T _{calc.}	O — C.	Référence de l'époque.
240.9413,382...	189 ^o	+0,135 ^j	—81 178	—24 092,437 ^j	13,354	+0,028 ^j	—
241.6485,564...	— 25	— 021	57 348	17 020,043	85,572	— 008	—
6487,629...	— 25	021	57 341	17 017,966	87,649	— 020	—
6499,527...	— 26	022	57 301	17 006,094	99,520	+ 007	—
6505,628...	— 26	022	57 280,5	17 000,010	05,604	+ 024	m _{II}
6524,324...	— 26	022	57 217,5	16 981,313	24,301	+ 023	m _{II}
6974,608...	81	+ 066	55 700,5	16 531,090	74,612	— 004	m _{II}
7417,627...	172	+ 141	54 208	16 088,138	17,639	— 012	—
7492,580...	172	+ 141	53 955,5	16 013,199	92,578	+ 002	m _{II}
243.3505,754...	144	+ 118	0	0	05,754	0	—
4039,840...	— 12	— 009	+ 1 800	+ 534,213	39,840	0	—

Magnitude absolue et coefficient de phase de (7) Iris. — Comme nous l'avons fait pour (4), nous corrigeons la magnitude absolue de Kuiper [7] pour la réduire à l'éclat maximum.

En 1952, nous avons

$$g_0 = 6^m,08 - 0^m,11 = 5^m,97.$$

L'indice de couleur adopté est celui de Kuiper, C = + 0^m,84.

Nous avons ainsi les déterminations :

Autorité.	g ₀ .	γ.
Müller [33].....	5,86 ^m	0,019 ^m
» (A. N., 114, p. 177.....	5,88	0,016
Parkhurst [34].....	6,30	0,016
Pickering (H. C., 169).....	6,11	—
Recht (1) [37].....	5,97	—
Deutsch (Poulk. Circ., n° 12) (2).....	5,63	0,036
Cailliatte (inédit).....	5,95	0,016
Kuiper (3) [7].....	5,97	0,019

Notes. — (1) Recht donne C = + 0^m,41, nous n'en tenons pas compte. — (2) Le g₀ de Deutsch est déduit de ses observations photographiques avec g₀(pg) = 6^m,47, C = + 0^m,84. — (3) γ adopté.

La moyenne des déterminations ressort à

$$g_0 = 5^m,96, \quad \gamma = 0^m,018.$$

Forme de (7) Iris. — On est bien certain que la période se compose de deux oscillations d'amplitudes inégales. Il s'ensuit que le modèle à adopter est la « chaudière ». En représentant le mieux possible la variation de l'amplitude A entre 0 et 30° de déclinaison astrocentrique, on obtient les constantes D₀ = 45°, d'où A₀ = 0^m,38, ce qui donne

D.....		0°.	10°.	20°.	30°.	40°.	45°.
A {	théorique	0 ^m , 38	0 ^m , 22	0 ^m , 10	0 ^m , 04	0 ^m , 00	0 ^m , 00
	réel.....	0 ^m , 34	0 ^m , 22	0 ^m , 10	0 ^m , 00	0	0

Il semble qu'on soit assez près de la réalité. Prenons, pour étudier la variation horaire, $D = 10^{\circ}$, qui correspond à peu près à l'opposition de 1952. Il vient

θ		0°.	20°.	40°.	60°.	80°.	90°.
t		0 ^m .	24 ^m .	48 ^m .	1 ^h 12 ^m .	1 ^h 36 ^m .	1 ^h 47 ^m .
dm {	théorique	0 ^m , 22	0 ^m , 19	0 ^m , 12	0 ^m , 06	0 ^m , 01	0 ^m , 00
	réel.....	0 ^m , 22	0 ^m , 18	0 ^m , 09	0 ^m , 03	0 ^m , 00	0 ^m , 00

La représentation est celle du minimum principal.

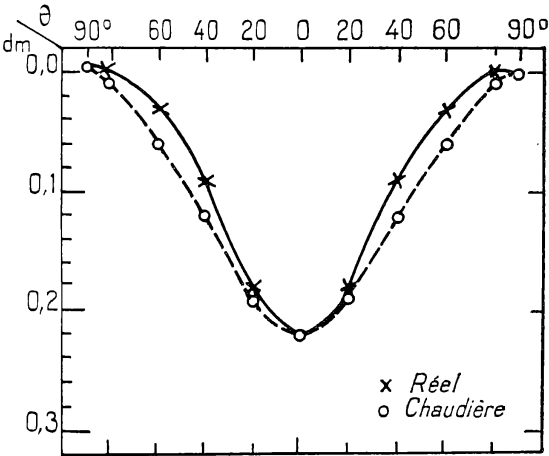


Fig. 8.

Éléments physiques de (7) Iris.

Pôle Nord { $\alpha_0 = 212^{\circ}, 1,$
 $\delta_0 = + 47^{\circ}, 1.$

Obliquité de l'équateur : $\omega = 30^{\circ}, 0.$

Epoque planétocentrique du minimum principal apparent :

$T_{\min} = J. D. 243.3505,636 + 0^d,2967853 E + 0^d,00082 \mathcal{A}.$

$A = 0^m,34 - 0^m,0121 |D|.$

$g = 5^m,96 + 0^m,018 \varphi.$

c. PLANÈTE (15) EUNOMIA. — Nous avons déjà examiné superficiellement cette planète dans un précédent travail [2]; sa variabilité a été découverte en 1905 (*H. C.*, 94).

Les observations de l'astre sont

Date.	Autorité.	A _{obs} .	Période.	Époque du maximum planétocentrique.
1905. Mars 15...	Wendell [36] et H. C.,	94 $\left\{ \begin{smallmatrix} 0,45^m_p \\ (1) \end{smallmatrix} \right\}$	-	241.6920,104
29...	»	0,45 _p	-	6934,547
31...	»	»	0,1267	6936,574
Juin 1...	»	»	-	6967,618
1916. Sept. 10...	Campbell (Ref. [1])	0,4 _g	0,1267	-
	Harwood [1]	0,7 _p	0,124	-
1918. Fév. 10...	»	0,4 _p	0,126731	-
1938. Déc. 16...	$\left\{ \begin{smallmatrix} Astr. Circ. Acad. \\ U. R. S. S., n^o 106, 1950 \end{smallmatrix} \right\}$	0,4	-	-
1950. Août 10...	Kuiper [7]	0,43 _e	-	243.3504,742
14...	»	»	0,2534480	3508,795
1952. Janv. 24...	»	0,48 _e	-	4036,614
1953. Avril 6...	»	0,42 _e	-	4474,759

Note. — (1) L'amplitude est la moyenne des observations [2] en 1905. (p, photométrie; g, photographie; e, photoélectricité.)

Variation d'éclat à courte période de (15) Eunomia. — On remarque immédiatement sur le tableau que, quelle que soit la position de la planète dans son orbite, on observe toujours à peu près la même amplitude. Nous en avons conclu [2] que l'équateur planétaire devait être sensiblement dans le plan de l'orbite.

Kuiper [7] admet que l'équateur est dans le plan de l'écliptique, ce qui conduirait à une bien plus grande marge de variation. En fait, le coefficient d'amortissement est très faible et cela provient surtout de la forme de l'astre.

Nous avons tenté de représenter les amplitudes en partant du plan de l'orbite, mais les résultats ont semblé erronés, aussi avons-nous admis que le maximum d'amplitude A₀, correspondant au passage de la Terre dans le plan de l'équateur de l'astre, avait eu lieu en 1905 et 1952. Il faut en conclure que le coefficient d'amortissement α est très petit.

Nous avons adopté A₀ = 0^m,48. Les accidents de la surface pouvant masquer la linéarité de la fonction A, nous avons adopté un coefficient moyen, d'où la représentation :

Date.	α .	δ .	$\underbrace{A_{obs} \quad A_{moy}}_{(observé)}$	D.	A _{calc} .
1905. Mars 15.....	123,9 ⁰	+13,0 ⁰	0,45 ^m	-	0,0 ⁰
1916. Sept. 10.....	341,5	+10,7	0,4	-	- 9,1
1918. Fév. 10.....	139,8	+ 7,1	0,4	-	+ 0,1
1938. Déc. 16.....	44,3	+10,6	0,4	-	+ 8,9
1950. Août 10.....	289,3	-20,3	0,43	0,42	+ 3,2
1952. Janv. 24.....	89,3	+20,5	0,48	0,45	0,0
1953. Avril 6.....	180,3	-18,7	0,42	0,40	+10,0

Période de rotation de (15) Eunomia. — Nous adoptons pour le calcul de K_1 la valeur de la période $P = 0^d,2534$ qui correspond à deux oscillations, d'amplitudes presque identiques. L'intervalle entre deux maximums ou deux minimums est d'une demi-période. Les maximums de la courbe de lumière étant plus arrondis que les minimums, il est à présumer que (15) présente à un degré embryonnaire la forme ellipsoïdale si caractéristique d'Éros.

Comme il existe au minimum une irrégularité ou tassement de la courbe de lumière, qui paraît dépendre de la déclinaison D de la Terre, le maximum est plus propre que le minimum à la détermination de l'époque.

L'époque zéro et les époques paires correspondent à un maximum principal M_I , car nous prenons, pour le calcul de l'époque, la valeur de la période photométrique, égale à $\frac{P}{2}$. Les époques impaires correspondent ainsi aux maximums secondaires M_{II} . (La différence de luminosité est très faible entre M_I et M_{II})

L'examen des époques nous a montré, après quelques tâtonnements, et d'accord avec Kuiper [7], qu'il fallait prendre un *sens de rotation rétrograde*. La représentation des époques est la suivante :

T_{obs} planét.	α .	$K_1 \alpha$.	E.	PE.	T_{calc} .	$O - C$.
241.6920,104.....	+ 38 ^o	+0,027 ^j	—130 873	—16 584,757 ^j	20,101	+0,003 ^j
6934,547.....	37	026	130 759	570,314	34,543	+ 004
6936,574.....	37	026	130 743	568,287	36,570	+ 004
6967,618.....	33	023	130 498	537,239	67,615	+ 003
243.3504,742.....	+127	— 089	0	0	04,742	Origine
3508,795.....	127	089	+ 32	+ 4,053	08,795	0
4036,614.....	— 72,5	+ 051	4 196	531,734	36,616	—0,002
4474,759.....	+ 26	— 018	7 654	969,946	74,759	0

Magnitude absolue et coefficient de phase de (15) Eunomia. — Nous ne corrigeons pas de la moitié de l'amplitude la magnitude absolue de Kuiper [7], puisque l'amplitude de variation d'éclat est sensiblement constante. g_0 correspond donc ici à l'éclat moyen.

Les observations utilisables sont

Autorité.	φ .	$g_0(v_{1s})$.	γ_{vis} .	C.	$g_0(p_2)$.
Müller [33].....	$\left\{ \begin{array}{l} \text{de } 9,3 \\ \text{à } 25,6 \end{array} \right\}$	5,67	0,028	—	—
Recht [37].....	7,4	5,73	—	+0,83 ^m	6,56 ^m
»	7,0	6,01	—	0,53	6,54
»	6,5	5,89	—	0,32	6,21
Kuiper (1952) [7].....	13,3	5,44	0,042	0,82	—
» (1953).....	6,0	5,46			

Nous ne retenons des observations de Recht que l'indice de couleur + 0^m,83 qui coïncide avec celui de Kuiper. Attribuant un poids *un* à Müller et *deux* à Kuiper, la moyenne donne

$$g_0 = 5^m, 52, \quad \gamma = 0^m, 037.$$

Il existe, entre Muller et Kuiper, un écart sur g_0 que nous tentons d'expliquer.

En partant de la moyenne ci-dessus, nous retrouvons les magnitudes visuelles apparentes de Kuiper en 1952 et 1953 :

	$m_{obs.}$	γ_{φ}	$g_{(\varphi)}$	$5 \log (r \Delta)$	$m_{calc.}$
1952.....	8 ^m , 86	+0 ^m , 49	6 ^m , 01	2 ^m , 86	8 ^m , 87
1953.....	9 ^m , 83	+0 ^m , 22	5 ^m , 74	4 ^m , 10	9 ^m , 84

Pour Muller, on peut admettre que son erreur ne dépassera pas $\pm 0^m, 1$ et comparer les $g_{(\varphi)}$ observés et calculés :

	$g_{(\varphi)}$ Müller.	$g_{(\varphi)}$ moyenne.
$\varphi_1 = 9^{\circ}, 3 \}$	$+0, 028 \varphi \left\{ \begin{array}{l} 5^m, 93 \\ 6^m, 39 \end{array} \right.$	$5, 52 \quad +0, 037 \varphi \left\{ \begin{array}{l} 5^m, 86 \\ 6^m, 47 \end{array} \right.$
$\varphi_2 = 25^{\circ}, 6 \}$		

On reste dans des limites acceptables et l'écart semble tenir à l'imprécision de γ .

Forme de (15) *Eunomia*. — L'examen de la courbe de lumière de cette planète montre que sa forme est du genre de celle d'Éros. Le modèle à adopter est donc l'ellipsoïde.

L'amplitude maximum ($D = 0^{\circ}$) est $A_0 = 0^m, 48$, mais nous pouvons prendre la moyenne entre les branches (1952), $A_0 = 0^m, 45$, qui donne $\log \frac{a}{b} = 0, 180$.

Pour $D = 10^{\circ}$, on a observé (1953) $A = 0^m, 40$. La formule de l'ellipsoïde donne

$$\log \frac{a}{a'} = 0, 172, \quad \text{d'où} \quad A = 0^m, 43.$$

On a ici un coefficient d'amortissement très faible $a = 0^m, 002$ par degré, qui est à rapprocher de celui, aussi assez faible, qui a été observé, de 0^m,008, mais seulement entre 0 et 10° de D, ce qui lui enlève une bonne partie de validité, et montre malgré tout que, à part les accidents de la surface, nous sommes devant un ellipsoïde, ou un Éros à l'état embryonnaire.

La concordance entre les observations et le calcul est remarquable, la petite différence d'amplitude est compatible avec les irrégularités des bouts.

On a la représentation, pour $D = 10^{\circ}$:

θ	0°.	20°.	40°.	60°.	80°.	90°.
t	0 ^m .	20 ^m .	40 ^m .	1 ^h 0 ^m .	1 ^h 20 ^m .	1 ^h 30 ^m .
dm {	théorique.....	0 ^m ,43	0 ^m ,36	0 ^m ,21	0 ^m ,08	0 ^m ,00
	réel.....	0 ^m ,40	0 ^m ,33	0 ^m ,19	0 ^m ,08	0 ^m ,00

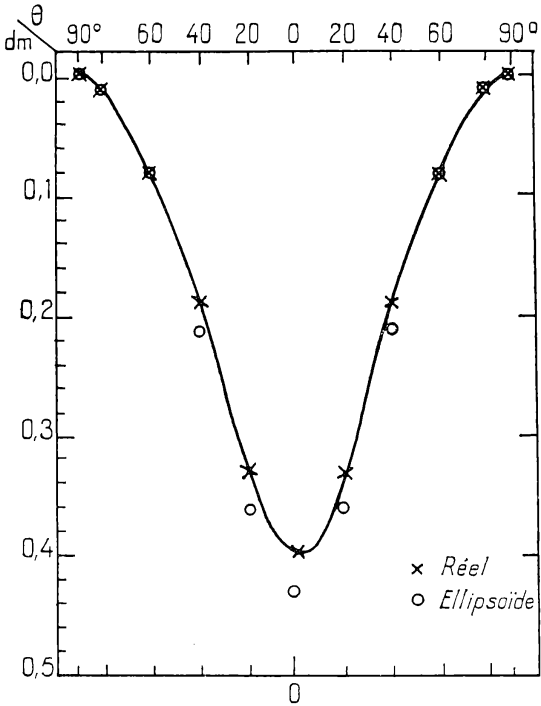


Fig. 9.

Éléments physiques de ⁽¹⁵⁾ Eunomia.

Pôle Nord { $\alpha_0 = 249^{\circ}5,$
 $\delta_0 = + 68^{\circ}4.$

Obliquité de l'équateur : $\omega = 171^{\circ}5.$

Époque planétocentrique du maximum apparent :

$T_{\max} = \text{J. D. } 243.3504,831 + 0^{\text{d}},12672405 \text{ E} - 0^{\text{d}},00070 \text{ A}.$

Période : $P = 0^{\text{d}},25344810.$

$A = 0^{\text{m}},48 - 0^{\text{m}},008 | D |.$

$g = 5^{\text{m}},52 + 0^{\text{m}},037 \varphi.$

d. PLANÈTE (39) LÆTITIA :

Tableau des observations.

L'époque est ici le premier minimum,
en même temps minimum secondaire (m_{II}), planétocentrique.

Date.	Autorité.	Amplitude.	Période.	Époque m_{II} planétocentrique.
1916.....	Harwood [1]	^m 0,0 _g	-	-
1918.....	»	0,4 _p	-	-
1918.....	»	0,6 _g	^j 0,092	-
1920. Janv. 25...	Padova [1] (1)	0,3 _p	-	-
1944. Avril 19...	Cailliatte (inédit)	0,33 _g	-	243.1199,538
1949. Mai 9...	Kuiper [7]	0,55 _e	-	3045,884
1949. Mai 21...	{ <i>Ast. Circ. U. R. S. S.</i> } 1949, p. 87	0,6	0,0972	3058,329
1952. Janv. 29...	Kuiper [7]	0,18 _e	0,2158	4040,695
1953. Avril 4...	»	-	-	4471,728
10...	»	0,22 _e	0,21580	4477,730

Note. — (1) Date aimablement communiquée par M. Masani, (*p*, photométrie; *g*, photographie; *e*, photoélectricité).

Les observations n'étaient pas toutes comparables, car une période comprend deux oscillations d'amplitudes différentes et les époques et amplitudes n'étaient pas toutes rapportées à m_{II} et à l'amplitude principale. Nous avons réduit les observations en prenant les intervalles

	M_I	m_{II}	M_{II}	m_I	M_I
t	0	1 ^h 13 ^m	2 ^h 23 ^m	3 ^h 26 ^m	5 ^h 9 ^m

et une différence entre l'amplitude principale A_I et la secondaire A_{II} d'après les courbes de Kuiper [7], soit

$$A_I \text{ ou } (m_I - M_I) = A_{II} \text{ ou } (m_{II} - M_{II}) + 0^m, 10.$$

1944. On a observé A_{II} et le minimum secondaire. On a ramené à A_I .

1949. Mai 9. — L'amplitude observée correspondait à $(m_{II} - M_I)$, on a ramené à A_I .

1949. Mai 21. — L'amplitude semble être A_I , l'époque était m_I ; on a ramené à m_{II} .

1953. Avril 4. — Kuiper donne seulement $M_{II} = 7^h 0^m$ T. U. $\pm 5^m$. Au vu de sa courbe, nous avons pris

$$m_{II} = 7^h 0^m - 1^h 15^m = 5^h 45^m \text{ T. U.}$$

Nous avons trouvé une période sensiblement différente de celle de

Kuiper, qui, d'abord, la fait reposer sur les deux déterminations de 1953, et ensuite a effectué ses calculs en prenant le M_{II} de 1953, Avril 10, au lieu du m_{II} , ce qui a faussé ses résultats.

Variation d'éclat à courte période de (39) Lætitia. — Miss Harwood n'a malheureusement pas pu compléter pour nous ses observations faites à Harvard, nous le regrettons et la prions d'agréer nos remerciements pour ses recherches.

Après bien des tâtonnements dus à l'imprécision des anciennes observations, nous avons pu, graphiquement, nous faire une idée du plan de l'équateur de la planète, ce qui nous a donné

Date.	$\alpha.$	$\delta.$	A_{obs}^m	D.	A_{calc}^m
1916. Mars 14.....	175,0 ^o	+ 6,5 ^o	0,0	— 10,4 ^o	0,2
1918. Sept. 25.....	15,3	— 4,3	0,4	+ 8,3	0,3
Nov. 4.....	10,5	— 7,2	0,6	+ 11,2	0,2
1920. Janv. 25.....	128,8	+ 10,7	0,3	— 12,9	0,2
1944. Avril 19.....	198,2	+ 3,3	0,33	— 7,2	0,35
1948. Mai 9.....	232,5	— 3,8	0,55	+ 1,1	0,56
21.....	230,8	— 2,9	0,6	+ 0,1	0,60
1952. Janv. 29.....	94,5	+ 11,6	0,18	— 11,5	0,20
1953. Avril 10.....	182,8	+ 6,8	0,22	— 10,8	0,22

(L'amplitude maximum adoptée est $A_0 = 0^m,60$.)

Période de rotation de (39) Lætitia. — Nous adoptons pour le calcul de K_1 la période $P = 0^j,2145$, qui correspond à deux oscillations inégales. La courbe de lumière est du genre sinusoïdal, les maximums n'étant pas plus arrondis que les minimums; toutefois, le minimum secondaire m_{II} est mieux marqué que le principal et n'a pas de « tremblement », aussi Kuiper l'a-t-il adopté pour époque.

L'époque zéro est donc un minimum secondaire.

Après quelques essais, nous avons conclu à une rotation de *sens rétrograde*, et avons obtenu la représentation suivante :

$T_{obs.}^{planét.}$	$\alpha.$	$K_1 \alpha.$	E.	PE.	$T_{calc.}$	O — C.
243.1199,538...	103,2 ^o	— 0,062 ^j	— 15 285	— 3 278,192 ^j	99,531	+ 0,007 ^j
3045,884...	137,7	— 082	— 6 676	— 1 431,810	45,893	— 009
3058,329...	136,0	— 082	— 6 618	— 1 419,370	58,333	— 004
4040,695...	0,3	000	— 2 038	— 437,092	40,693	+ 002
4471,728...	87,8	— 053	— 28	— 6,005	71,727	+ 001
4477,730...	87,8	— 053	0	0	77,732	— 002

Magnitude absolue et coefficient de phase de (39) Lætitia. — Étant donné la variabilité de l'amplitude, nous prenons pour magnitude suivant Kuiper la magnitude au maximum d'éclat de la variation à courte période.

Les observations utilisables sont

Autorité.	φ .	g_0	γ .	C.
Müller [33]	$\left\{ \begin{array}{l} \text{de } 5,1 \\ \text{à } 22,9 \end{array} \right\}$	$6,22^m$	$0,022^m$	-
Kuiper [7] $\left\{ \begin{array}{l} 1932 \dots \\ 1933 \dots \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 11,2 \\ 6,8 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 6,27 \\ 6,30 \end{array} \right\}$	$(0,022)$	$\left\{ \begin{array}{l} +0,89 \\ 0,88 \end{array} \right\} \gamma \text{ adopté}$

En reprenant les données de Kuiper, réduites au maximum d'éclat, on obtient $\gamma = 0^m,020$; d'où, pour les observations de Kuiper :

Nouveau.					
g_0 Kuiper.	m_{obs} maximum.	g_{φ} .	$-\gamma\varphi$.	g_0 .	
1932	$6^m,27$	$10^m,17$	$6^m,52$	$-0^m,22$	$6^m,30$
1933	$6^m,30$	$10^m,53$	$6^m,45$	$-0^m,14$	$6^m,31$

Notre réduction a pour effet de diminuer les écarts dus à la variation de l'amplitude. Müller donne

$m_0 = 9^m,67,$ d'où $g_0 = 6^m,22.$

Avec les trois moyennes qu'on peut tirer de ses observations, on a

$m_0(\varphi)$	Ancien.		Nouveau.		
	$-\gamma\varphi$.	m_0 .	$-\gamma\varphi$.	m_0 .	g_0 .
	^{m}	^{m}	^{m}	^{m}	
9,84	$-0,15$	9,69	$-0,13$	9,71	-
9,98	$-0,30$	9,68	$-0,27$	9,71	$6,26^m$
10,16	$-0,49$	9,67	$-0,44$	9,72	-

Nous adoptons donc la moyenne Müller-Kuiper, soit

$g_0 = 6^m,28, \quad \gamma = 0^m,020.$

Forme de (39) *Lætitia*. — Un ellipsoïde ne pourrait rendre compte du coefficient d'amorissement observé. Comme l'amplitude maximum $A_0 = 0^m,60$ ne repose pas sur des observations certaines, il semble préférable d'adopter, pour la conception du modèle, l'amplitude secondaire ($m_{II} - M_I$) qui nous donne $A_0 = 0^m,44$, d'où $a = 0^m,020$, et serait l'amplitude intrinsèque.

Nous prenons le modèle « chaudière » qui conduit à $D_0 = 48^\circ$, $\log \frac{a}{b} = 0,174$; et

D						
	0°.	10°.	20°.	30°.	40°.	48°.
A { modèle	$0^m,44$	$0^m,26$	$0^m,14$	$0^m,05$	$0^m,01$	$0^m,00$
linéaire	$0^m,44$	$0^m,24$	$0^m,04$	$0^m,00$	0^m	0^m

En 1949, on a $A_{\text{sec}} = 0^m,44$ et en 1953, $A_{\text{sec}} = 0^m,22$. Les autres

observations ne sont pas assez détaillées pour que nous puissions les examiner. Si, avec ce modèle, nous représentons, en 1949, $D = 1^{\circ}$, $\log \frac{a}{b} = 0,167$; en 1953, $D = 11^{\circ}$, $\log \frac{a}{a'} = 0,098$, nous obtenons les représentations

	θ	0° .	20° .	40° .	60° .	80° .	90° .
	t	0^m .	17^m .	34^m .	52^m .	$1^h\ 9^m$.	$1^h\ 17^m$.
(1949) $D = 1^{\circ}$.							
dm	théorique.....	$0^m,42$	$0^m,35$	$0^m,20$	$0^m,08$	$0^m,01$	$0^m,00$
	réel observé.....	$0^m,43$	$0^m,29$	$0^m,16$	$0^m,09$	$0^m,02$	$0^m,00$
(1953) $D = 11^{\circ}$.							
dm	théorique.....	$0^m,25$	$0^m,21$	$0^m,12$	$0^m,05$	$0^m,00$	$0^m,00$
	réel observé.....	$0^m,22$	$0^m,18$	$0^m,13$	$0^m,06$	$0^m,00$	$0^m,00$

La représentation paraît assez satisfaisante, mais il existe une forte incertitude sur la valeur réelle de A_0 et sur la position de l'équateur. La planète pourrait être réobservée utilement.

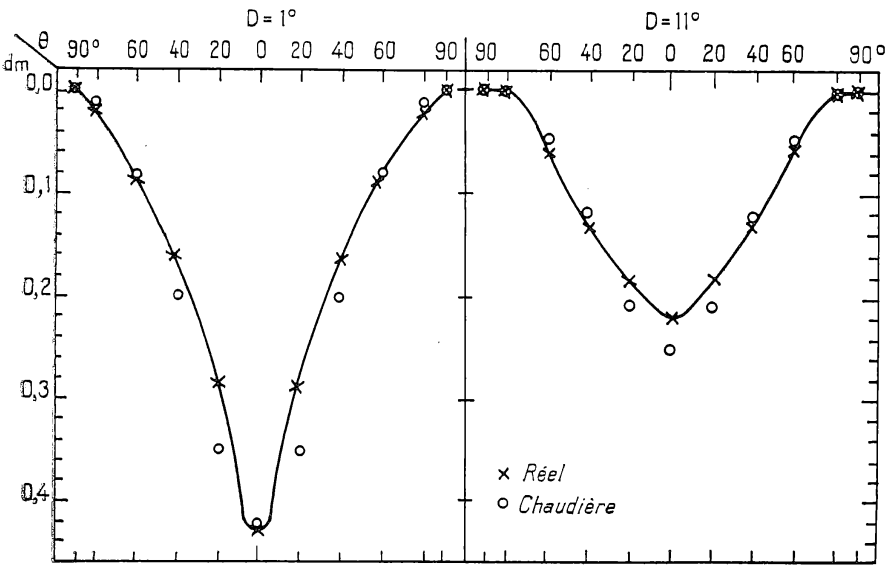


Fig. 10.

Éléments physiques de $\textcircled{39}$ Lætitia.

Pôle Nord (probable) $\left\{ \begin{array}{l} \alpha_0 = 185^{\circ}, \\ \delta_0 = + 86^{\circ}. \end{array} \right.$

Obliquité de l'équateur : $\omega = 159^{\circ}$.

Époque planétocentrique du minimum secondaire apparent :

$T_{m_{II}} = J. D. 243.4477,785 + 0,2144712 E - 0,00060 \mathcal{A}.$

$A = 0^m,60 - 0^m,035 | D | \quad (\text{valeur probable}).$

$g = 6^m,28 + 0^m,020 \varphi.$

e. PLANÈTE (44) NYSA. — Les premières observations photométriques de la planète sont dues à Padova, et, jusqu'en 1921, sont publiées dans les Mémoires de la Société Astronomique Italienne, tomes I et II (*Mem. Soc. Astr. Ital.*).

Nous remercions vivement M. Masani, de l'Observatoire de Milan, de l'amabilité avec laquelle il a fait un microfilm d'une partie des Mémoires qui nous était utile, et dactylographié une autre partie, alors qu'il nous était impossible de nous procurer cette publication.

Tableau des observations.
L'époque est le premier maximum (M_I).

Date.	Autorité.	A _{obs.}	Période.	Époque planétocentrique M _I .
1913.....	{ Padova [1] (<i>Mem. Soc. Astr. Ital.</i> , t. 1)	^m 0,4 _p	-	-
1917.....	Harwood [1]	0,0 _g	-	-
1919.....	»	0,2 _g	-	-
1920. Janv. 24...	{ Padova [1] (<i>Mem. Soc. Astr. Ital.</i> t. 1, p. 56)	0,31 _p	^j 0,133	242.2327,264
»	»	-	-	2328,320
»	»	-	-	2329,253 M _{II}
Fév. 12...	»	0,37 _p	-	2367,336
1921. Juin 8...	{ Padova (<i>Mem. Soc. Astr. Ital.</i> t. 2, p. 90)	0,50 _p	0,1305	2849,324
9...	»	-	-	2850,375
1949. Nov. 6...	Schatzel [7]	0,46 _e	{ 0,267	243.3226,678
7...	»	0,46 _e		3227,749
1954. Janv. 6...	Kuiper [7]	-	-	4748,582
7...	»	0,40 _e	0,267	4749,649
11...	»	-	-	4753,664

(p, photométrie; g, photographie; e, photoélectricité.)

Une période comprend deux oscillations, d'amplitudes un peu différentes, variables avec la déclinaison de la Terre, les maximums ayant à peu près le même éclat. De plus, les deux demi-périodes ont des durées très sensiblement égales. Les minimums montrant des plateaux à certaines déclinaisons, l'époque est le premier maximum (M_I) qui précède le minimum principal (m_I), la succession des phénomènes étant M_I—; —m_I—; —M_{II}—; —m_{II}—.

Variation d'éclat à courte période de (44) Nysa. — On remarque que la variation de l'amplitude n'est pas considérable là où elle a pu être mesurée, ce qui tendrait à placer l'équateur au voisinage de l'orbite.

Considérant qu'aux dates 1921, juin 8 et 1949, nov. 6 correspondent des maximums d'amplitude, nous avons déterminé le plan de l'équa-

teur le plus probable, qui a donné sans tâtonnements les représentations qui suivent, où $A_0 = 0^m,46$, le coefficient d'amortissement étant choisi pour représenter au mieux les observations.

Date.	$\alpha.$	$\delta.$	$A_{\text{obs.}}$	D.	$A_{\text{calc.}}$
	^o	^o	^m	^o	^m
1913 (1).....	152,3	+15,3	0,4	+2,0	0,34
1917 (2).....	193	+ 1	0	+0,3	0,44
1919 (2).....	49,5	+12,0	0,2	+2,1	0,34
1920.....	46,0	+13,2	0,31	+1,5	0,37
1920.....	51,0	+15,3	0,37	—0,5	0,43
1921.....	214,3	— 8,0	0,50	—0,3	0,44
1949.....	19,0	+ 1,6	0,46	+0,1	0,46
1949.....	19,3	+ 1,5	0,46	+0,2	0,46
1954.....	50,5	+13,6	0,40	+1,0	0,40

Notes. — (1) A la date moyenne des *Mem. Soc. Astr. Ital.*, t. 1. — (2) Date de l'opposition.

La forme de la courbe de lumière rappelle un peu celle de (15), mais elle est quelque peu irrégulière et comporte un minimum secondaire qui, tronqué pour $D = 0^{\circ}$ ne paraît plus l'être pour D de l'ordre du degré.

Période de rotation de (44) Nysa. — Nous adoptons pour le calcul de K_1 la valeur de la période $P = 0^j,2674$, qui correspond à deux oscillations. Étant donné l'égalité de durée des deux demi-périodes, nous prenons pour le calcul de l'époque une période photométrique égale à $\frac{1}{2} P$.

L'époque zéro et les époques paires correspondent ainsi à des premiers maximums (M_I), les époques impaires à des M_{II} .

L'examen des époques nous a montré qu'il fallait prendre un sens de *rotation rétrograde*, qui donne la représentation suivante :

$T_{\text{obs}} \text{ planét.}$ (M_I).	$\alpha.$	$K_1 \alpha.$	E.	PE.	$T_{\text{calc.}}$	O — C.
	^o	^j		^j		^j
242.2327,264...	— 4	+0,003	—92 912	—12 421,334	27,251	+0,013
2328,320...	—	—	92 904	420,264	28,321	— 001
2329,253...	—	—	92 897	419,328	29,257	— 004
2367,336...	+ 1	— 001	92 612	381,227	67,354	— 018
2849,324...	+164	— 123	89 006	11 899,144	49,315	+ 009
2850,375...	—	—	88 998	898,074	50,385	— 010
243.3226,678...	— 16	+ 012	11 384	1 521,918	26,676	+ 002
3227,749...	—	—	11 376	520,849	27,745	+ 004
4748,582...	0	0	0	0	Origine	—
4749,649...	—	—	+ 8	+ 1,070	49,652	— 003
4753,664...	—	—	38	5,080	53,662	+ 002

Magnitude absolue et coefficient de phase de (44) Nysa. — Le peu d'écart entre les diverses amplitudes nous conduit à conserver la magnitude

à l'éclat moyen. Les diverses déterminations que nous possédons sont

Autorité.	$g_0(\text{vis})$ m	γ m	$g_0(\text{pg})$ m	C.
Parkhurst [34].....	7,16	0,025	-	-
Padova (<i>Mem. Soc. Astr. Ital.</i> , 2)...	7,14	0,025 (1)	-	-
Recht [37].....	6,93	-	-	+0,77 m
Beljawsky (<i>Poulk. Circ.</i> , 10).....	7,09 (2)	-	7,84	(0,75)(1)
Kuiper [7].....	7,11	0,025 (1)	-	0,70

Notes. — (1) Quantité adoptée. (2) $g_0(\text{vis})$ déduit du $g_0(\text{pg})$ avec C adopté.

Nous adoptons la moyenne de g_0 et le γ de Parkhurst, d'où

$$g_0 = 7^m,09, \quad \gamma = 0^m,025.$$

Forme de (44) *Nysa*. — La déclinaison de la Terre ne dépassant pas 2°, on ne peut guère se faire une opinion sur le coefficient d'amortissement a qui apparaît toutefois très grand par rapport au coefficient de phase; il peut donc être plutôt illusoire.

Prenant une « chaudière » avec $A_0 = 0^m,42$, d'où $D_0 = 47^\circ$, nous avons, entre $D = 0^\circ$ et $D = 47^\circ$, avec $\log \frac{a}{b} = 0,166$.

D.....	0°.	1°.	2°.	10°.	20°.	30°.	40°.	47°.
$dm \left\{ \begin{array}{l} \text{théorique....} \\ \text{réel.....} \end{array} \right.$	$0^m,42$ $0^m,46$	$0^m,40$ $0^m,40$	$0^m,38$ $0^m,34$	$0^m,24$ -	$0^m,13$ -	$0^m,05$ -	$0^m,01$ -	$0^m,00$ -

Nous sommes assez près de la réalité pour faire l'essai $D = 1^\circ$ (1954) qui donne $\log \frac{a}{\alpha} = 0,158$.

θ	0°.	20°.	40°.	60°.	80°.	90.
t	0m.	21m.	42m.	1h 4m.	1h 25m.	1h 36m.
$dm \left\{ \begin{array}{l} \text{théorique.....} \\ \text{réel.....} \end{array} \right.$	$0^m,40$ $0^m,41$	$0^m,33$ $0^m,34$	$0^m,20$ $0^m,21$	$0^m,08$ $0^m,09$	$0^m,01$ $0^m,02$	$0^m,00$ $0^m,00$

La représentation paraît satisfaisante.

Éléments physiques de (44) *Nysa*.

Pôle Nord $\left\{ \begin{array}{l} \alpha_0 = 285^\circ 6, \\ \delta_0 = + 65^\circ 5. \end{array} \right.$

Obliquité de l'équateur : $\omega = 176^\circ$.

Époque planétocentrique du maximum principal apparent (M_1) :

$T_{M_1} = \text{J. D. } 243.4748,582 + 0^d,13368923 \text{ E} - 0^d,00074 \text{ A.}$

Période : $P = 0^d,26737846$.

$A = 0^m,46 - 0^m,060 \mid D \mid$.

$g = 7^m,09 + 0^m,025 \varphi$.

19. Conclusions générales. — Nous ne pouvons conclure cette étude, qui porte malheureusement sur bien peu de planètes, que par de simples constatations :

a. Il ne paraît pas y avoir de sens de rotation privilégié chez les astéroïdes.

b. Les inclinaisons des équateurs sur les orbites (obliquités) semblent quelconques, si l'on prend, comme pour les orbites, l'angle des vecteurs vitesses au nœud ascendant de l'équateur sur l'orbite.

c. Les formes des astéroïdes paraissent pouvoir se ramener à deux : ellipsoïde de révolution allongé ou « cigare », cylindre à bouts arrondis ou « chaudière ». Il semble probable que de nouvelles observations de (4) *Vesta* permettront de placer cet astre dans la catégorie « chaudière ».

La représentation de la variation d'éclat par les formes ci-dessus montre que les planètes réfléchissent assez régulièrement la lumière sur leur surface cylindrique et que les bouts seuls sont irréguliers, présentant comme des torsions ou des arrachements.

Éros ne s'écarte pas de cette règle, mais, sur cet astre, les termes cylindriques de la réflexion sont si importants qu'ils arrivent en général à fausser la partie géométrique pure, la seule que le cigare puisse représenter.

Il est donc parfaitement inutile de faire intervenir des corps de forme plus ou moins irrégulière, ni des polhodies ou des précessions rapides et importantes des axes de rotation qui, nous l'avons montré pour Éros, seraient inobservables.

En définitive, on peut toujours prendre un axe de symétrie et principal d'inertie comme axe de rotation.

La planète (511) *David* semble toutefois présenter un cas où la différence des trois axes de l'ellipsoïde serait mesurable photométriquement, mais elle a été trop peu observée pour permettre des conclusions quantitatives.

On voit enfin que la forme de « bâtonnet » semble être la règle chez les astéroïdes variables, ce qui pourrait avoir une cause cosmogonique assez curieuse.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] HARWOOD, H. C., 269. *Variation in the light of asteroids.*
- [2] CAILLIATTE, *Sur la figure des planètes* (*Bull. Astr.*, t. 13, fasc. 1 et 2, 1949).
- [3] BEYER, A. N., t. 281, 1953, p. 121.
- [4] CAILLIATTE, *C. R. Acad. Sc.*, t. 240, 1955, p. 489.
- [5] HURUHATA, H. C., 442.
- [6] STOBBE, A. N., t. 270, 1940, p. 1.

- [7] KUIPER, GROENEVELD, SCHATZEL et AHMAD, *Ap. J.*, t. 120, 1954, p. 200, 529, 547 et 551.
- [8] ROACH et STODDARD, *Ap. J.*, t. 88, 1938, p. 305.
- [9] WENDELL, *H. A.*, t. 69, p. 214.
- [10] CAMPBELL, *H. B.*, 623.
- [11] HARWOOD, *H. B.*, 881.
- [12] ROACH, *Ap. J.*, t. 95, 1942, p. 310.
- [13] HIMPEL, *A. N.*, t. 274, 1944, p. 135.
- [14] KAHO, *Tokyo Astr. Bull.*, 2^e série, n° 18, 1949.
- [15] BAILEY, *H. A.*, t. 72, p. 165.
- [16] ZESSEWITCH, *A. N.*, t. 246, 1932, p. 441.
- [17] BAADÉ, *A. N.*, t. 240, 1930, p. 380.
- [18] LACCHINI et JACCHIA, *A. N.*, t. 241, 1931, p. 15.
- [19] GRAFF, *A. N.*, t. 241, 1931, p. 67.
- [20] GRAFF, *A. N.*, t. 241, 1931, p. 11.
- [21] ZESSEWITCH et FLORJA, *A. N.*, t. 243, 1931, p. 97.
- [22] BEYER, *A. N.*, t. 254, 1935, p. 166.
- [23] LACCHINI, *A. N.*, t. 241, 1931, p. 223.
- [24] DELPORTE et BOURGEOIS, *A. N.*, t. 241, 1931, p. 411.
- [25] HARTMANN et DARTAYET, *A. N.*, t. 251, 1934, p. 33.
- [26] KANDA, *A. N.*, t. 259, 1936, p. 243.
- [27] STOBBE, *A. N.*, t. 267, 1938, p. 23.
- [28] BEYER, *A. N.*, t. 267, 1938, p. 47.
- [29] HARTWIG, *A. N.*, t. 269, 1939, p. 92.
- [30] LAUSE, *A. N.*, t. 266, 1938, p. 29.
- [31] JASCHEK, *A. N.*, t. 267, 1938, p. 393.
- [32] STEIN et TIBOUR, *A. N.*, t. 265, 1938, p. 371.
- [33] MÜLLER, *Potsdam Public*, t. 8, 1893, p. 197.
- [34] PARKHURST, *A. J.*, t. 9, p. 127.
- [35] PICKERING et WENDELL, *H. A.*, t. 33, p. 1.
- [36] WENDELL, *H. A.*, t. 69, p. 201.
- [37] RECHT, *A. J.*, t. 44, p. 26.
- [38] HAUPT, *Mitt. Univ. Sternwarte Wien*, t. 5, 1951, p. 4.
- [39] DEUTSCH, *Poulkovo Circular*, n° 25.
- [40] FISCHER, *A. N.*, t. 273, 1942, p. 128.
- [41] FISCHER, *A. N.*, t. 272, 1941, p. 227.
- [42] FISCHER, *A. N.*, t. 281, 1954, p. 262.
- [43] AUZINGER, *Mitt. Univ. Sternwarte Wien*, t. 4, 1950, p. 13.

(Manuscrit reçu le 17 février 1956).

