

Zeitschrift: Orion : Zeitschrift der Schweizerischen Astronomischen Gesellschaft
Herausgeber: Schweizerische Astronomische Gesellschaft
Band: 35 (1977)
Heft: 161

Artikel: Le problème cosmologique et ses hypothèses V
Autor: Dubois, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-899412>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 30.01.2026

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

Zur Bestimmung von T und a:

Zu einem bestimmten Zeitpunkt muss möglichst genau die relative Lage der Monde bezüglich Jupiter festgestellt werden. Bei visuellen Beobachtungen verwendet man mit Vorteil vorbereitete Zeichnungen. Auf diesen Zeichnungen ist Jupiter im Zentrum als Kreis bereits eingezeichnet, ebenso die Jupiter-Äquatorebene versehen mit Marken in Abständen von einem Jupiterdurchmesser. Bei der Vorbereitung dieser Zeichnung ist zu beachten, dass sich der vierte Galilei-Mond im Maximum bis zu 13 Jupiterdurchmessern vom Zentrum des Planeten entfernt kann. Am Fernrohr werden die Abstände der Monde in Jupiterdurchmessern abgeschätzt und in eine vorbereitete Zeichnung eingetragen. Das Abschätzen kann umgangen werden, wenn die Lagebestimmung der Monde auf fotografischem Wege erfolgt. Für Instrumente mit Brennweiten von einem Meter oder mehr eignet sich dieses Verfahren sehr gut. Es ist dann aber sehr genau darauf zu achten, dass die Brennweite der Aufnahmeoptik und die Skala einer nachträglichen Vergrößerung des Negativs für alle Aufnahmen gleich beibehalten wird.

Solche Positionsbestimmungen sind in Intervallen von einigen Stunden über mehrere Nächte zu wiederholen. Diese werden dann untereinander so angeordnet, dass ihr Abstand gerade dem Zeitunterschied der Positionsbestimmung entspricht. Es lassen sich dann unschwer die in Fig. 7 wiedergegebenen bekannten Jupitermond-Schlaufen einzeichnen. Aus diesen Schlaufen lassen sich sehr leicht die Umlaufzeiten (in Stunden oder Tagen) und die Bahnradien (in Millimetern oder in Jupiterdurchmessern) herauslesen. Die Genauigkeit kann durch Mittelwertbildung der Messwerte aus mehreren Schlaufen erhöht werden. Mit den so gemessenen Daten für T und a kann schliesslich kontrolliert werden, ob die rechte Seite im dritten KEPLERgesetz wirklich für alle Monde denselben konstanten Wert annimmt.

Anmerkung: Es würde die ORION-Redaktion ausserordentlich freuen, wenn sie in einer der nächsten Ausgaben eine «Kontrolle des dritten KEPLER'schen Gesetzes mit Hilfe der Galilei-Monde» veröffentlichen könnte. Jede Einsendung wird mit einer Astro-Aufnahme honoriert.

P. GERBER

Le problème cosmologique et ses hypothèses V

J. DUBOIS

Confrontation avec l'observation (première partie)

Introduction

Il existe actuellement un fait d'observation qui peut s'expliquer assez bien par la variation de la «constante» G de la gravitation universelle au cours du temps. Par ailleurs une telle variation a des implications importantes en astrophysique, géophysique et certaines d'entre elles peuvent être comparées avec l'observation.

G étant constant dans la théorie d'EINSTEIN, sa variation éventuelle et quelques-unes de ses conséquences seront examinées dans le cadre des théories de HOYLE et NARLIKAR et de DIRAC.

Etant donné que la théorie de DIRAC introduit aussi l'idée de la variation de la masse d'une étoile (indépendamment de son évolution) ou plus généralement de tout corps macroscopique, je présenterai simultanément les conséquences de ces deux catégories de variation.

Mais avant d'aborder la première observation, il y a lieu de rappeler quelques résultats théoriques utiles pour la suite.

Dans tout ce qui suit, le temps utilisé est le temps atomique, c'est-à-dire celui mesuré par une horloge atomique.

a) Théorie de HOYLE et NARLIKAR (voir ORION No. 157 et 158).

Dans cette théorie on a la possibilité de choisir l'espace-temps le mieux adapté aux phénomènes que

l'on veut examiner, ces espaces-temps étant liés entre eux par une transformation conforme. On peut aussi dire que dans chacun d'eux on a une image différente, mais physiquement équivalente de l'univers.

Dans l'un d'eux, la «constante» G décroît comme $1/t$, tandis que la masse des particules demeure constante. L'intervalle ds de cet espace-temps est:

$$ds^2 = dt^2 - 2t(dx^2 + dy^2 + dz^2) \quad (85)$$

et la fonction paramètre d'échelle R(t) correspondante est:

$$R(t) = \sqrt{2t} \quad (86)$$

Nous savons qu'en mécanique classique, le moment cinétique d'un corps soumis à un mouvement central (par exemple celui de la terre autour du soleil à la condition de négliger les autres influences) est conservé ou si l'on préfère ne varie pas au cours du temps. Ce fait est aussi connu sous le nom de 2^e loi de KEPLER ou loi des aires. Dans la théorie de HOYLE et NARLIKAR, le moment cinétique est de dimension L^0 . Or toute grandeur de dimension L^0 n'est pas modifiée par une transformation conforme. Il en résulte que le moment cinétique est aussi conservé dans la théorie de HOYLE et NARLIKAR, et que la distance r terre-soleil varie proportionnellement à t, ou si l'on préfère, que le demi-grand axe a de l'orbite elliptique terrestre augmente comme t. (voir appendice no. 1).

En résumé nous avons:

$$G \sim t^{-1} \quad M = \text{constante} \quad r \sim t \quad (87)$$

Les variations d'autres grandeurs sont indiquées dans le tableau no. 1.

b) Théorie de DIRAC avec l'hypothèse de la création multiplicative. (voir ORION no. 160 et aussi le récent et remarquable article de CANUTO et LODENQUAI¹⁾).

Dans les deux modèles de DIRAC, le nombre de particules contenues dans la partie observable de l'univers augmente proportionnellement à t^2 . C'est une conséquence de l'hypothèse dite des grands nombres. Puis G décroît comme $1/t$ et c'est aussi une conséquence de la même hypothèse à la condition toutefois d'effectuer les mesures en utilisant le temps atomique. La création multiplicative signifie que les nouvelles particules sont créées là où il y a déjà de la matière et en nombre proportionnel à celle-ci. Il en résulte que la masse d'une étoile ou d'une planète augmente proportionnellement à t^2 . Alors la relation (66) $vr^2 = GM$ (voir ORION no. 160) entraîne que la distance r entre un corps attractif et son satellite augmente proportionnellement à t car la vitesse du satellite demeure constante comme grandeur sans dimension et exprimable en une fraction de la vitesse de la lumière. Cela implique d'ailleurs que le moment cinétique d'un corps animé d'un mouvement central n'est pas conservé dans ce modèle.

En résumé, nous avons:

$$G \sim t^{-1} \quad M \sim t^2 \quad r \sim t \quad (88)$$

Les variations d'autres grandeurs sont présentées dans le tableau no. 1. Le modèle d'univers dans ce cas est à expansion linéaire dans le temps³⁾.

Donc:

$$R \sim t \quad (89)$$

c) Théorie de DIRAC avec l'hypothèse de la création additive.

Comme dans le modèle précédent. G varie comme $1/t$, mais la création dite additive de nouvelles particules, c'est-à-dire leur création uniforme dans tout l'espace, donc essentiellement dans l'espace intergalactique, entraîne que la masse d'une étoile demeure

pratiquement constante. Alors toujours par la relation (66) la distance r varie aussi comme $1/t$.

En résumé, nous avons:

$$G \sim t^{-1} \quad M = \text{constante} \quad r \sim t^{-1} \quad (90)$$

Les variations d'autres grandeurs sont présentées dans le tableau no. 1.

Il est intéressant de remarquer que des mesures précises de la distance terre-lune effectuées au radar ou au laser pendant une certaine période pourraient, si l'hypothèse des grands nombres est correcte, distinguer entre $r \sim t^{-1}$ (la lune se rapproche de la terre) et $r \sim t$ (la lune s'éloigne de la terre), donc entre la création additive et la création multiplicative.

Pour terminer cette introduction, signalons que la variation éventuelle au cours du temps atomique de constantes considérées comme fondamentales à savoir la vitesse de la lumière c , la constante de PLANCK h , la charge e et la masse m_e de l'électron a été examinée²⁾. Il en résulte que leur constance est bien fondée. C'est important, car ainsi la variation éventuelle de G ne peut être attribuée à une variation des étalons de mesure. En effet, ces étalons reposent sur les dimensions de l'atome et la fréquence des radiations qu'il émet, et dans le calcul de ces grandeurs, les constantes citées interviennent.

Observation de la variation de G

VAN FLANDERN³⁾ a examiné toute une série d'occultations d'étoiles par la lune depuis 1955 pour déterminer l'accélération ω' de la longitude moyenne de la lune (voir appendice no. 2) accélération mesurée, et c'est très important, avec une horloge atomique. Le résultat diffère de celui obtenu en évaluant cette accélération dans le temps des éphémérides et qui est dû à l'action et la réaction des marées sur le mouvement de la terre et de la lune.

Il y a lieu de remarquer qu'une variation de G ne peut pas être mise en évidence par des mesures effectuées dans le temps des éphémérides, laquelle est définie à l'aide du mouvement apparent du soleil autour de la terre ou, si l'on préfère, du mouvement

Tableau no. 1: Variation de diverses grandeurs selon le modèle considéré en fonction du temps «atomique».

	Théorie de HOYLE et NARLIKAR	Théorie de DIRAC, création multiplicative	Théorie de DIRAC, création additive
«Constante» de la gravitation G	t^{-1}	t^{-1}	t^{-1}
Masse d'une étoile ou d'une planète M	constante	t^2	constante
demi grand axe d'une orbite a	t	t	t^{-1}
vitesse angulaire d'une planète ω	t^{-2}	t^{-1}	t
période du mouvement orbital P	t^2	t	t^{-1}
vitesse v	t^{-1}	constante	constante
moment cinétique orbital	constant	t^3	t^{-1}
masse du proton m_p	constante	constante	constante
paramètre d'échelle R	$\sqrt{2t}$	t	—

réel de la terre autour du soleil. En effet nous avons mentionné plus haut que le moment cinétique de la terre dans son mouvement autour du soleil est conservé. Alors une diminution de G provoque une augmentation du rayon de l'orbite et de la durée d'une révolution selon les deuxième et troisième lois de KEPLER (voir appendices nos. 1 et 3) c'est-à-dire modifie l'étalon de mesure du temps des éphémérides.

La différence observée par VAN FLANDERN est:

$$\frac{\omega'}{\omega} = (-1,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-10}/\text{année} \quad (91)$$

ω : vitesse angulaire de la lune

ω' : accélération angulaire.

VAN FLANDERN pense que cela peut s'expliquer a priori de plusieurs façons différentes, mais après avoir procédé à un examen attentif des diverses possibilités, il estime que la variation de G constitue la meilleure explication sans exclure définitivement les autres. La variation de G est alors de:

$$\frac{G'}{G} = (-8 \pm 5) \cdot 10^{-11}/\text{année} \quad (92)$$

G' : dérivée de G par rapport au temps.

Selon FAULKNER⁴⁾ il existe entre les grandeurs figurant au tableau no. 1 et leur dérivée première par rapport au temps la relation suivante qui se déduit de la 3e loi de KEPLER (voir appendice),

$$2 \frac{\omega'}{\omega} + 3 \frac{a'}{a} = \frac{G'}{G} + \frac{M'}{M} \quad (93)$$

M : masse du corps attractif.

a : demi grand axe de l'orbite.

a) Théorie de HOYLE et NARLIKAR

Si l'on introduit dans la relation (93) la valeur déduite de l'observation pour ω'/ω avec $M' = 0$ puisque la masse d'un corps est constante dans ce modèle et $G'/G = -1/t$, on peut calculer le rapport a'/a , c'est-à-dire $1/t$ (voir tableaux nos. 1 et 2) et selon la relation (86) t donne la durée, notée t_0 , qui nous sépare de l'instant où R était nul.

On trouve:

$$t_0 = 12,5 \cdot 10^9 \text{ années,}$$

ce qui est tout à fait raisonnable compte tenu de ce que nous savons de l'univers par l'observation. On

peut en déduire la valeur actuelle de la «constante» de HUBBLE (voir ORION no. 156 et tableau no. 2) et on obtient:

$$H_0 = 39 \text{ km/s/Mpc.}$$

Mpc: mégaparsec. ($3 \cdot 10^{19}$ km).

Etant donné l'ordre de grandeur des erreurs, ce résultat s'accorde avec les déterminations de H par SANDAGE et TAMMANN⁵⁾ ou KIRSHNER et KWAN⁶⁾ qui donnent $H_0 = 55$ à 60 km/s/Mpc. Remarquons qu'une détermination récente⁷⁾ tend à attribuer à H_0 une valeur un peu plus élevée de l'ordre de 80 à 90 km/s/Mpc.

Enfin en calculant G'/G on obtient:

$$G'/G = -8 \cdot 10^{-11}/\text{année.}$$

b) Théorie de DIRAC (création multiplicative)

Comme dans le cas précédent on introduit les valeurs observées de ω'/ω et G'/G dans la formule (93). Mais cette fois le terme M'/M n'est pas nul et vaut $2/t$ (voir tableaux nos. 1 et 2). Alors on trouve:

$$t_0 = 6,25 \cdot 10^9 \text{ années,}$$

ce qui est un peu court, et pour la «constante» de HUBBLE:

$$H_0 = 155 \text{ km/s/Mpc.}$$

avec une marge d'erreur assez considérable.

Et pour G'/G le calcul donne:

$$G'/G = -16 \cdot 10^{-11}/\text{année.}$$

L'accord avec l'observation est donc moins bon que dans le cas de la théorie de HOYLE et NARLIKAR.

c) Théorie de DIRAC (création additive)

Si l'on se réfère au tableau no. 1, nous constatons que dans ce cas le rapport ω'/ω est égal à $1/t$, donc est positif. Or le résultat des mesures est négatif. Alors il semble bien que cela élimine, provisoirement tout au moins, ce modèle.

Evolution solaire et température de la terre

La théorie de la structure des étoiles montre que leur évolution est entièrement déterminée par la connaissance à un instant donné de la masse et de la composition chimique de l'étoile. Dans cette théorie, la constante G intervient, mais elle est naturellement considérée comme une vraie constante. Entre autres choses, la théorie nous donne une relation masse-lu-

Tableau no. 2: dérivée par rapport au temps de quelques grandeurs du tableau no. 1.

	Théorie de HOYLE et NARLIKAR	Théorie de DIRAC, création multiplicative	Théorie de DIRAC, création additive
G'	$-t^{-2}$	$-t^{-2}$	$-t^{-2}$
M'	0	$2t$	0
a'	1	1	$-t^{-2}$
ω'	$-2t^{-3}$	$-t^{-2}$	1
R'	$(2t)^{-1/2}$	1	—
constante de HUBBLE $H = R'/R$	$(2t)^{-1}$	t^{-1}	—

minimité contenant G et qui s'accorde avec l'observation.

Pour les étoiles de la série principale à peu près semblables au soleil, cette relation est:

$$L \sim G^7 M^5 \quad (94)$$

L : luminosité absolue de l'étoile ou énergie lumineuse rayonnée par unité de temps.

M : masse de l'étoile.

Si G varie seul, M demeurant constant, on constate que la durée de vie d'une étoile le long de la série principale, avant de se transformer en géante rouge, est beaucoup plus courte que dans le cas de la théorie classique (G constante). Cela signifie que le soleil est beaucoup plus jeune qu'on ne le pense habituellement, en fait beaucoup trop jeune par rapport à l'âge du système solaire¹⁾.

Si G varie comme t^{-1} et M varie comme t^2 , l'évolution des étoiles de la catégorie du soleil n'est que peu modifiée par rapport à celle qui est donnée par la théorie classique⁸⁾.

On peut aussi évaluer la variation de la température ϑ à la surface de la terre, en négligeant l'atmosphère. Sachant que:

$$L \sim T^4 \quad (95)$$

T : température absolue du soleil.

Nous avons alors (voir appendice no. 4)

$$\vartheta \sim \left(\frac{L}{r^2}\right)^{1/4} \quad (96)$$

r : rayon de l'orbite terrestre.

Si l'on tient compte de l'atmosphère, ϑ représentera la température à une certaine altitude.

a) Théorie de HOYLE et NARLIKAR

On considère toujours le modèle où:

$$G \sim t^{-1} \quad M = \text{constante} \quad r \sim t$$

Alors l'évolution du soleil et l'âge du système solaire ne sont pas favorables à ce modèle. Quant à la variation de la température elle se calcule à l'aide de (94) et (96). D'où:

$$L \sim t^{-7} \quad (97)$$

$$\text{et} \quad \vartheta \sim t^{-9/4} \quad (98)$$

$$\text{ou encore:} \quad \vartheta = \vartheta_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-9/4} \quad (99)$$

ϑ_0 : température actuelle (290 °K)

t_0 : instant actuel, 12.10^9 années dans ce modèle.

Si nous calculons la température ϑ il y a un milliard d'années on trouve environ 350 °K ou 70 °C. Ce n'est pas excessif mais peut-être un peu trop élevé pour permettre, sinon l'apparition, du moins le développement de la vie et des espèces végétales et animales. Il y a lieu toutefois de mentionner la faculté qu'ont les bactéries de subsister à des températures élevées voisines de 80 à 90 °C. D'ailleurs il faudrait tenir

compte de l'effet de l'atmosphère telle qu'elle était à cette époque, laquelle peut avoir modéré les variations de températures à la surface de la terre et aussi de la nature solide ou liquide de cette surface. Finalement, nous l'avons vu plus haut, l'erreur sur t_0 est assez grande. Donc on ne peut rien conclure de façon définitive.

b) Théorie de DIRAC (création multiplicative)

$$G \sim t^{-1} \quad M \sim t^2 \quad r \sim t$$

Dans ce cas nous l'avons dit, l'évolution du soleil est à peu de chose près semblable à celle décrite par la théorie classique, ce qui fait que ce modèle est très satisfaisant, à ce sujet tout au moins.

Examinons maintenant la température. Nous avons:

$$L \sim t^3 \quad (100)$$

$$\text{donc:} \quad \vartheta \sim t^{1/4} \quad (101)$$

$$\text{ou:} \quad \vartheta = \vartheta_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^{1/4} \quad (102)$$

Un calcul analogue au précédent donne $\vartheta = 280$ °K, ce qui est assez raisonnable.

c) Théorie de DIRAC (création additive)

$$G \sim t^{-1} \quad M = \text{constante} \quad r \sim t^{-1}$$

En ce qui concerne l'évolution du soleil, la situation est semblable à celle décrite pour la théorie de HOYLE et NARLIKAR. Par contre, pour la température, le résultat est différent. Nous avons en effet:

$$L \sim t^{-7} \quad (103)$$

$$\text{donc:} \quad \vartheta \sim t^{-5/4} \quad (104)$$

$$\text{ou:} \quad \vartheta = \vartheta_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-5/4} \quad (105)$$

Et le même calcul donne $\vartheta = 320$ °K ce qui est encore acceptable.

Appendices

1) Conservation du moment cinétique dans la théorie de HOYLE et NARLIKAR

Lors d'une transformation conforme caractérisée par une fonction $\Omega(x^i)$ d'un espace-temps dans un autre, toute grandeur physique A ayant, dans ce système particulier d'unité, la dimension d'une longueur à la puissance n , soit L^n , devient $A^* = \Omega^n(x^i)A$ dans le nouvel espace-temps. (Voir ORION no. 157, p. 147).

Si $n = 0$, alors $A^* = A$. Et si A est conservé dans le premier espace-temps, il l'est aussi dans l'autre.

Or la dimension du moment cinétique est: longueur \times masse \times vitesse, donc dans ce système particulier L^0 .

Pour montrer que r ou a varie proportionnellement à t , on utilise la conservation du moment cinétique, c'est-à-dire:

$$r^2 \omega = \text{constante} \quad (106)$$

et la troisième loi de KEPLER (voir plus loin)

$$a^3 \omega^2 = GM \quad (107)$$

En éliminant ω entre (106) et (107) on obtient:

$$\frac{r^4}{a^3} GM = \text{constante} \quad (108)$$

Le rapport r^4/a^3 a la dimension d'une longueur que l'on peut désigner par d . Etant donné que l'espace-temps considéré impose à G de varier comme t^{-1} , la relation (108) montre que d varie comme t et alors a et r varient aussi proportionnellement à t , car dans l'approximation de l'orbite circulaire $d = r = a$.

En utilisant (106) on voit que ω varie proportionnellement à t^{-2} . Or $\omega = 2\pi/P$ où P est la période ou durée d'une révolution. Donc P augmente comme t^2 .

2) Accélération de la longitude de la lune

Considérons le système terre-lune. Dans le plan de l'orbite lunaire on peut repérer la position de la lune à un instant donné en mesurant l'angle α formé par la droite terre-lune et une droite joignant la terre à une étoile supposée fixe sur la sphère céleste (Fig. 1). Cet angle est par définition la longitude de la lune. Naturellement il varie au cours du temps.

La grandeur ω introduite dans la relation (89) est la vitesse angulaire de la lune, donc $\omega = \alpha'$, et $\omega' = \alpha''$ est l'accélération angulaire.

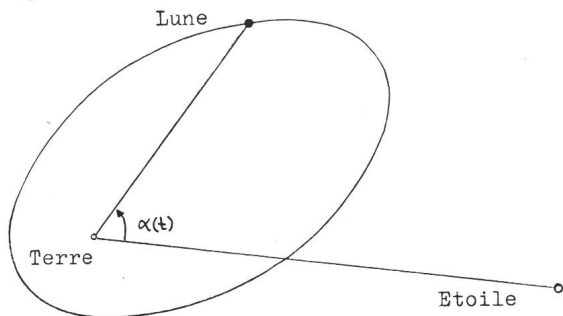


Fig. 1: Longitude de la lune.

3) Troisième loi de KEPLER

Le mouvement de la terre autour du soleil est décrit par la relation:

$$ma = F_g \quad (109)$$

ou dans l'approximation de l'orbite circulaire par:

$$mr \omega^2 = G \frac{mM}{r^2} \quad (110)$$

F_g : intensité de la force de gravitation.

M : masse du soleil.

m : masse de la terre.

ω : vitesse angulaire de la terre.

a : accélération de la terre.

(110) se simplifie et donne:

$$r^3 \omega^2 = GM \quad (111)$$

Cette relation est aussi correcte si la trajectoire est elliptique à

la condition de remplacer r par le demi grand axe a de l'orbite. C'est la troisième loi de KEPLER, soit:

$$a^3 \omega^2 = GM \quad (112)$$

En prenant les logarithmes naturels des deux membres de (112), nous obtenons:

$$3 \log a + 2 \log \omega = \log G + \log M \quad (113)$$

et en dérivant (113) par rapport au temps:

$$3 \frac{a'}{a} + 2 \frac{\omega'}{\omega} = \frac{G'}{G} + \frac{M'}{M} \quad (114)$$

C'est la relation (93).

En introduisant $\omega = 2\pi/P$ dans (112) on obtient:

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{GM}{4\pi^2} = \text{constante} \quad (115)$$

qui est la forme habituelle de la troisième loi de KEPLER.

4) Luminosité du soleil et température de la terre

L'intensité de l'énergie lumineuse reçue en un point varie en raison inverse du carré de la distance de la source au récepteur, à la condition toutefois que le milieu ne soit pas absorbant. En désignant par W l'énergie reçue à la surface de la terre, nous avons:

$$W \sim \frac{L}{r^2} \quad (116)$$

D'autre part, selon les lois du rayonnement noir, la température ϑ du rayonnement est proportionnel à la racine quatrième de l'énergie rayonnée. Donc:

$$\vartheta \sim \left(\frac{L}{r^2} \right)^{1/4} \quad (117)$$

C'est la relation (96).

Références:

- 1) CANUTO V. et LODENQUAI J., Ap. J. (1977), vol. 211, p. 342.
- 2) BAUM W. A. et FLORENTIN-NIELSEN R., Ap. J. (1976), vol. 209, p. 319.
- 3) VAN FLANDERN T. C., M.N.R.A.S. (1975), vol. 170, p. 333.
- 4) FAULKNER D. J., M.N.R.A.S. (1976), vol. 176, p. 621.
- 5) SANDAGE A. et TAMMANN G. A., Ap. J. (1975), vol. 197, p. 265.
- 6) KIRSHNER R. P. et KWAN J., Ap. J. (1974), vol. 193, p. 27.
- 7) DE VAUCOULEURS G., Nature (1977), vol. 266, p. 126.
- 8) CHIN C et STOTHERS R., Nature (1975), vol. 254, p. 206.

Adresse de l'auteur:

JEAN DUBOIS, Professeur à l'Ecole technique supérieure de l'Etat de Vaud (Yverdon), Pierrefleur 42, 1018 Lausanne.

Die Japetus-Verfinsterung vom 20. Oktober 1977

Von den 5 helleren Saturnmonden tritt Japetus weit- aus am seltensten in den Schatten des Planeten, näm- lich etwa fünfmal in 30 Jahren. So ist es dem Bes-itzer eines grösseren Teleskops zu empfehlen, in der nautischen Morgendämmerung des 20. Oktober nach dem Ende einer solchen Finsternis Ausschau zu hal-ten, welche am Vorabend, für Europa unsichtbar, begonnen haben wird. Eine weitere solche Gelegen-heit, die einzige für die nachfolgenden 14 Jahre, wird sich im kommenden Januar ergeben und im *Sternenhimmel 1978* erwähnt sein.

Nach neuesten Rechnungen ⁽¹⁾ endet die Finster- nis um 6 Uhr 07 MEZ, wobei aber der Zeitpunkt mangels genauer Kenntnisse der Bahnelemente um etwa eine Viertelstunde unsicher ist. Die Abbildung enthält alle nötigen Angaben zur Identifizierung des Japetus, dessen Helligkeit knapp schwächer als jene der benachbarten Dione zu erwarten ist.

Da die 4 übrigen hellen Saturnmonde ihre Bahnen nahe der Ringebene ziehen, ereignen sich ihre Fin- sternisse um die Zeit, da die Sonnenstrahlen in dieser Ebene verlaufen, also 1980 und 1996 ⁽²⁾. Die Jape-