

第 30 届国际地质大会论文集



第 26 卷

比较行星学 地质教育 地质学史

项礼文 盛怀斌 主编



地质出版社

第 30 届国际地质大会论文集

第 26 卷

比较行星学 地质教育
地质学史

项礼文 盛怀斌 主编

地质出版社

· 北 京 ·

内 容 简 介

本卷文集包括第30届国际地质大会期间“比较行星学、地质教育和地质学史”三个学科讨论会中挑选出来的具有代表性的26篇论文(其中有3篇摘要)。比较行星学部分包括地外物质研究、冲击变质及冲击坑研究、行星及比较行星学研究、天体运动对地球的影响和作用研究、地外物质撞击地球诱发气候、环境灾变和生物灭绝事件研究等反映80年代以来地球科学关注的热点问题的最新研究成果;地质教育部分涉及对它的认识及重要性的阐述;地质学史部分既包括个人的和机构的地质史,也包括学科方面的地质史,尤其是对我国地质事业和地质教育作出巨大贡献的葛利普教授有详细的介绍和评述。

本书可供地质、地理及天文等专业及相关部门的工作人员参考,也可供有关院校的师生参考。

图书在版编目(CIP)数据

比较行星学 地质教育 地质学史/项礼文,盛怀斌主编. -北京:地质出版社,1999. 10
(第30届国际地质大会论文集;第26卷)
ISBN 7-116-02900-1

I. 比… II. ①项… ②盛… III. ①行星-研究-国际学术会议-文集②地质-教育-国际学术会议-文集③地质学-历史-国际学术会议-文集 IV. P-53

中国版本图书馆CIP数据核字(1999)第44390号

地质出版社出版发行

(100083 北京海淀区学院路29号)

责任编辑:郝梓国 周继荣

责任校对:田建茹

*

北京印刷学院实习工厂印刷 新华书店总店科技发行所经销

开本:787×1092 1/16 印张:15.375 字数:362000

1999年10月北京第一版·1999年10月北京第一次印刷

印数:1--500册 定价:36.00元

ISBN 7-116-02900-1

P·2054

(凡购买地质出版社的图书,如有缺页、倒页、脱页者,本社发行处负责调换)

前 言

第 30 届国际地质大会秘书局和荷兰 VSP 国际科学出版社同意出版第 30 届国际地质大会论文集,并决定将第 20 组——比较行星学、第 21 组——地质教育(由地学教育和培训委员会 COGEOED 联合组织)和第 22 组——地质学史(由国际地质学史委员会 INHIGEO、国际地质科学联合会 IUGS 和国际地质调查局联合会 ICOGS 联合组织)学科讨论会论文合并成第 26 卷出版。所以该卷很自然地包括三个学科讨论会的内容(共 26 篇论文)。前两个学科讨论会的论文按作者姓名的英文字母顺序排列。“地质学史”学科讨论会的论文分为两部分:(a)个人和研究机构的,(b)地学学科的,这两部分论文也按作者姓名英文字母顺序排列。遗憾的是,在地质教育方面只有 3 篇论文,这是与人们已越来越认识到地质教育的重要性的客观现状不相称的。

特别应提到的是,在大会期间,我们与 22-2 组联合举行了 A. W. 葛利普教授逝世 50 周年简短纪念会。我们将纪念会上与葛利普有关的论文也收录在本卷内。

我们愿借此机会向为本卷文集出版作出努力和贡献的人们表示深切的感谢。我们也感激 VSP 出版社的合作和第 30 届地质大会秘书局在各方面给予的帮助。

英文版主编

1997 年 3 月 5 日

目 录

前 言

第一篇 比较行星学

- 大陆漂移对地-月系统潮汐演化的影响 Masanao Abe, Hitoshi Mizutani, Masatsugu Ooe(1)
- KT 界线上的多次撞击和恐龙绝灭 S. Chatterjee(25)
- 吉林普通球粒陨石和南丹铁陨石的冲击压缩数据(摘要) 戴诚达, 王道德, 傅世勤, 施尚春, 金孝刚(48)
- 1908 年通古斯大爆炸——铈和其他元素异常的发现 侯泉林, 马配学(49)
- 华北地台中寒武世鲕滩碳酸盐岩高频旋回层序动力学——米兰柯维奇事件控制的证据和意义 孟祥化, 葛铭, 柳永清, 邓成龙(57)
- 论地外陨石撞击与板块构造动力学——一种可能的假说 万天丰, 尹延鸿, 张长厚(69)
- 一种独特产状的地外微球粒 王尔康, 万玉秋, 胡中为, Bi Dong(77)
- Yamato-793605——一块来自南极洲的火星陨石 Keizo Yanai(88)

第二篇 地质教育

- 激励社会大众去认识地球科学知识 A. Akhtar(94)
- 地质教学对地质科学概念的影响 A. Bezzl(101)
- 从实际经验的观点看地球科学教育与工程教育 Takeshi Tanaka(115)

第三篇 地质学史

- 葛利普(Adams William Grabau)教授(1870~1946)——中国地质学家尊敬的老师和真诚的朋友(摘要) 王鸿祯(121)
- 纪念葛利普教授逝世 50 周年 G. M. Friedman(122)
- 对葛利普(1870~1946)地球理论的回顾 U. B. Marvin(129)
- 在中国的地质学家贾克(Robert Logan Jack) D. F. Branagan(139)
- 日本地质调查所在多变的世界中的任务变化 Hirokazu Hase, Kisaburo Kodama(148)
- Adam Sedgwick 和英国湖区地质(1822~1824) D. Oldroyd(156)
- S. S. Buckman(1860~1929)对全球侏罗纪生物年代学及对中国菊石类的研究(1926) H. S. Torrens(163)
- 纪念米士(Peter Misch)教授 J. A. Vance, 李文达(172)
- 地质科学研究的方法学——以岩石学为例(摘要) 董中保(179)
- 地质学在现代综合环境研究和决策支持中的作用与前景 G. Jordán, A. Szűcs(180)
- 科学与文化的交叉——中国古脊推动物学的实例 P. Komarower(192)
- 古生物学新概念与地球上早期生命的演化 王鸿祯, 王训练(200)

中国变质地质学进展·····	游振东(211)
现代地球化学的理论体系与方法论·····	於崇文(217)
中国水文地质学发展史·····	张宗祜(232)

第一篇 比较行星学

大陆漂移对地-月系统潮汐演化的影响

Masanao Abe Hitoshi Mizutani

(Institute of Space and Astronautical Science, Yoshinodai 3-1-1,
Sagamihara, Kanagawa 229, Japan)

Masatsugu Ooe

(National Astronomical Observatory, Division of Earth Rotation, Hoshigaoka,
2-21, Mizusawa, Iwate 023, Japan)

摘 要 本文对不同洋陆相对位置的海洋潮汐进行了计算。发现当大陆沿赤道分布时,半日潮的潮汐力矩响应大于沿子午线分布时的潮汐力矩。由于大陆相对位置对潮汐力矩具有重要影响,因此以前的地球自转速率变化就应当与大陆漂移有关。有人根据古生物研究推测出了距今 600Ma 以来的每日长度长、短周期变化;而目前的计算结果表明,这一变化也可以用洋陆相对位置来解释。另外,根据我们的研究结果推断,很有可能寒武纪以前的大陆多少是沿着子午线排列的,或者处于其他潮汐力矩小于寒武纪相对位置的相对位置上。

关键词 地-月系统 潮汐演化 大陆漂移

1 引言

许多星体科学家对“地-月系统如何随时间发生动力学演化”很感兴趣,因为这个古老的问题可能是解决地-月早期历程中月球成因及地球表层环境的关键所在。从天体力学的观点出发,Kaula^[1]与 Mac Donald^[2]对地球-卫星系统的动力学演化进行了研究,并得到相应的方程式。Goldreich^[3]与 Gerstemkon^[4]利用这些方程对地-月系统的动力学演化过程进行了估算。然而由于缺少有关潮汐耗散的知识,因此他们未能对这一演化过程的时间尺度进行探讨。

另一方面,根据大地观测及古天文学资料,地球自转及月球沿着轨道公转的速度正在随时间而减慢^[5]。假定在整个演化历程中,地球潮汐相对于月球的相位滞后为常数,那么可以得知距今约 1500Ma 前地-月距离只在几倍地球半径以内^[6]。由于没有得到短地-月距离时(距今大约 1500Ma)发生大量潮汐运动及潮汐耗散的地质证据,因此过去的相位滞后应该远小于当前的值。

潮汐是由地球与月球或太阳之间的潮汐力矩造成的。月球是地球潮汐的主要动力来源,太阳次之。另外,地球的潮汐力矩来源可分为两部分。一部分位于大洋,另一部分位于固体地球。目前,由大洋潮汐引起的潮汐力矩大约是固体地球引起的潮汐力矩的 10 倍^[7]。海洋潮汐力矩对潮汐力的频率变化反映敏感。Webb^[6]对潮汐耗散的频率依从关系进行了研究,利用这种频率依从关系可以计算出半球海洋潮汐。他的研究表明,地-月距离在距今 3900~5300Ma 之间最短。Ooe 等人^[8]也强调了潮汐耗散频率依从关系的重要性,并对实际洋陆相对位置模式下的海洋潮汐进行了计算。Ooe 等人对两种洋陆相对位置进行了模拟,一种是目前的相对位置,另一种是二叠纪时的相对位置。他们的研究表明,两种洋陆相对位置模式下的潮汐响应截然不同。Krohn 与 Surndermann^[9]尽管没有对频率依从关系进行研究,但他们对对应于 5 种不同年代(现在,0.2Ma,70Ma,240Ma,450Ma)的 5 种不同洋陆相对位置下的海洋潮汐进行了计算。他们认为,如果假定地-月距离是随时间而发生变化的,那么二叠纪时的潮汐耗散率小于 450Ma 前的一半,所以目前的研究结果说明潮汐耗散在古今是不同的。但造成这种情况的原因究竟是由于它们具有不同的形状,还是由于过去不同的洋陆相对位置具有不同的频率-依存潮汐响应?对此还不甚明了。由于潮汐耗散取决于潮汐作用力的频率(周期),而后者又取决于地-月距离,因此把潮汐计算与地-月系统的动力学结合起来考虑对我们更好了解潮汐演化是必要的。在本文中,我们计算了分别对应于 3 个实际洋陆相对位置及 4 个简单洋陆相对位置的频率依从潮汐(力矩)响应;将实际模式与简单模式的结果进行了比较,使我们加深了对“洋陆相对位置如何影响潮汐响应”的了解;然后又把潮汐响应的结果应用于地-月系统的长期扰动方程中;这些综合结果将使我们了解到,在过去的岁月里地-月系统是如何随时间而发生动力学演化的。

2 动力学演化

2.1 计算动力学演化的方法

在本次研究中把潮汐演化的计算步骤分为两部分。第一是计算地-月系统的动力学演化。其次是计算地球的相位滞后。本节先介绍第一部分。

我们参考 Goldreich^[3]的研究对动力学演化进行计算。其中使用了下面一组地-月系统特征扰动方程。

按月球运转而测定的半主轴 $a_{\otimes\oplus}$ 的时间变化表示为:($\otimes$ 和 $\oplus$ 分别表示月球和地球)

$$\frac{da_{\otimes\oplus}}{dt} = \frac{2a_{\otimes\oplus}}{h} T_{3(\otimes \rightarrow \oplus \rightarrow \oplus)} \quad (1)$$

按月球平均移动 $n_{\otimes\oplus}$ 的时间变化表示为

$$\frac{dn_{\otimes\oplus}}{dt} = -\frac{3}{2} \frac{n_{\otimes\oplus}}{a_{\otimes\oplus}} \frac{da_{\otimes\oplus}}{dt} \quad (2)$$

地球自转角速度 $\theta_{\oplus}$ 的时间变化表示为:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_{\oplus}}{dt} = \frac{1}{I_{\oplus} + 3C_{1\oplus}\theta_{\oplus}^2} [& \sin i_{\otimes\oplus} (-T_{2(\otimes \rightarrow \oplus \rightarrow \otimes)} - T_{2(\oplus \rightarrow \oplus \rightarrow \otimes)}) \\ & + \cos i_{\otimes\oplus} (-T_{3(\otimes \rightarrow \oplus \rightarrow \otimes)}) \\ & + \sin i_{\oplus\otimes} (-T_{2(\otimes \rightarrow \oplus \rightarrow \oplus)} - T_{2(\oplus \rightarrow \oplus \rightarrow \oplus)}) \end{aligned}$$

$$+ \cos i_{\oplus \ominus} (-T_{3(\ominus \rightarrow \oplus \rightarrow \ominus)})] \quad (3)$$

其中: $i_{\oplus \ominus}$ 是地球赤道与黄道的交角; $i_{\oplus \otimes}$ 是绕月轨道与地球赤道的交角; $I_{\oplus}$ 表示没有旋转变形时地球的惯性; $C_{1\oplus}$ 是由于旋转速率变化而导致的惯性变化系数, Munk 和 Mac Donald^[2] 将其表示为:

$$C_{1\oplus} = \frac{2k_{s\oplus} R_{\oplus}^5}{9G} \quad (4)$$

其中: $k_{s\oplus}$ 表示地球的特征乐甫数(我们取 $k_{s\oplus} = 0.96$); $R_{\oplus}$ 为地球半径; G 为重力常数; $T_{2(\dots)}$, $T_{3(\dots)}$ 是潮汐力矩的分量。在下标括号的一组标记($\oplus$), ($\otimes$)及($\ominus$)分别表示地球、月球及太阳)中, 第一组标记表示正在引起潮汐的星体, 第二组代表了已经造成的星体(也代表了正在扰动的星体), 第三组代表了被潮汐力矩扰动的星体。

角动量在第二个与第三个星体之间发生转换。力矩的每一个分量分解为如图 1 所示。当潮汐力由月球造成时, 力矩为 $T_{1(\otimes \rightarrow \dots)}$, 其基面为绕月轨道面。当潮汐力是由太阳引起时, 力矩为 $T_{1(\ominus \rightarrow \dots)}$, 其基面为黄道面。对 T_1 分量在长时间跨度内的计算值大于岁差期中的值, 因此, 我们忽略了 T_1 。

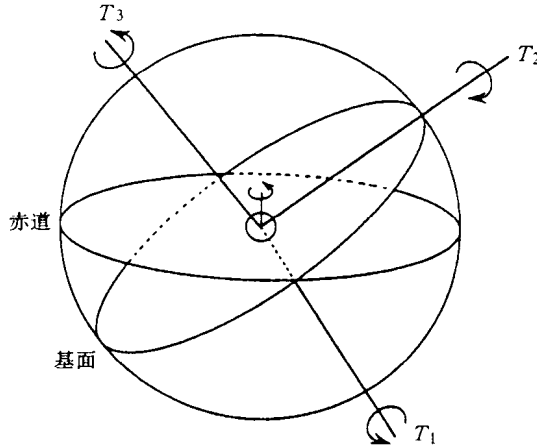


图 1 潮汐力矩组成中三个单位矢量

T_1 —沿基面与赤道升交点方向的分量; T_2 —位于基面上并垂直于 T_1 的分量; T_3 —垂直于基面

$T_{2(\dots)}$ 和 $T_{3(\dots)}$ 可表示如下:

$$\begin{aligned} T_{2(\otimes \rightarrow \oplus \rightarrow \otimes)} &= \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \sum_{p=0}^l \sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{Gm_{\otimes}^2 k_{l\oplus}}{a_{\oplus \otimes}} \\ &\quad \left(\frac{R_{\oplus}}{a_{\oplus \otimes}} \right)^{2l+1} (2 - \delta_{0m}) \frac{(l-m)!}{(l+m)!} [F_{lm p}(i_{\otimes \oplus}) G_{lp q}(e_{\otimes \oplus})]^2 \\ &\quad \times \frac{m - (l-2p) \cos i_{\otimes \oplus}}{\sin i_{\otimes \oplus}} \sin \bar{E}_{lm p q(\oplus \rightarrow \otimes)}, \end{aligned} \quad (5)$$

把(5)中的 $\otimes$ 用 $\ominus$ 替换, 则得到 $T_{2(\ominus \rightarrow \oplus \rightarrow \ominus)}$ 。

$$T_{2(\ominus \rightarrow \oplus \rightarrow \ominus)} = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \frac{Gm_{\ominus} m_{\otimes} k_{l\oplus}}{a_{\oplus \ominus}}$$

$$\left(\frac{R_{\oplus}}{a_{\oplus\ominus}}\right)^l \left(\frac{R_{\oplus}}{a_{\oplus\oplus}}\right)^{l+1} (2 - \delta_{0m}) \frac{(l-m)!}{(l+m)!} F_{lm\frac{1}{2}}(i_{\oplus\ominus}) F_{lm\frac{1}{2}}(i_{\oplus\oplus}) \\ \times G_{l\frac{1}{2}0}(e_{\oplus\ominus}) G_{l\frac{1}{2}0}(e_{\oplus\oplus}) \frac{m}{\sin i_{\oplus\oplus}} \sin[m(\Omega_{\oplus\ominus} - \Omega_{\oplus\oplus}) + \bar{E}_{lm\frac{1}{2}0}(\oplus \rightarrow \ominus)], \quad (6)$$

把(6)中的 $\otimes$ 用 $\ominus$ 替换,则得到 $T_{2(\otimes \rightarrow \oplus \rightarrow \ominus)}$ 。

$$T_{3(\otimes \rightarrow \oplus \rightarrow \otimes)} = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \sum_{p=0}^l \sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{Gm_{\otimes}^2 k_{l\oplus}}{a_{\otimes\oplus}} \\ \left(\frac{R_{\oplus}}{a_{\otimes\oplus}}\right)^{2l+1} (2 - \delta_{0m}) \frac{(l-m)!}{(l+m)!} [F_{lm p}(i_{\otimes\oplus}) G_{lpq}(e_{\otimes\oplus})]^2 \\ \times (1 - 2p + q) \sin \bar{E}_{lm pq}(\oplus \rightarrow \otimes), \quad (7)$$

把(7)中的 $\otimes$ 用 $\ominus$ 替换,则得到 $T_{3(\ominus \rightarrow \oplus \rightarrow \ominus)}$ 。

其中: $m_{\otimes}$ 与 $m_{\oplus}$ 分别表示月球与太阳的质量; $k_{l\oplus}$ 是 l 级的地球乐甫数, $a_{\oplus\ominus}$ 为地-月距离, $e_{\otimes\oplus}$ 与 $e_{\oplus\oplus}$ 分别表示绕月轨道与地球轨道的偏心率, $\Omega_{\otimes\oplus}$ 与 $\Omega_{\oplus\oplus}$ 分别表示月球与太阳轨道的升交点(相对于地球赤道)。 $F_{lm p}(i)$ 与 $G_{lpq}(e)$ 是Kaula^[10]的三角多项式。 $\bar{E}_{lm pq}(\dots)$ 是在下节要讨论的地球相位滞后。相位滞后下标括号内的一组标记定义如下:第一个标记表示在第二个标记表示的星体上产生潮能的星体。应当注意,这里的相位滞后记号与Goldreich^[3]定义的相反。在方程(5)~(7)中,力矩的表达式中含有参数 l, m, p, q 。 $R_{\oplus}/a_{\otimes\oplus}$ 或 $R_{\oplus}/a_{\oplus\oplus}$, $l \geq 3$ 时的力矩远小于 $l = 2$ 时的力矩。如果交角及偏心率小,那么对于大的 p, q 来说,其 $F_{lm p}(i)$ 与 $G_{lpq}(e)$ 则随之变小。因此我们对月球潮汐采用了8组 l, m, p, q 数据,而对太阳潮汐则采用了5组,如表1所示。当引起潮汐的星体与扰动星体不同时,则仅能得到 K_1 (主要为日赤纬潮)与 K_2 (半日赤纬潮)的力矩。

表1 计算潮汐时所采用的一组 l, m, p, q 值及 $r_{lm pq}$ 值

达尔文命名法	l	m	p	q	引起潮汐的星体	$r_{lm pq}$
M_2	2	2	0	0	月亮	0
N_2	2	2	0	1	月亮	0
K_2	2	2	1	0	月亮	0
L_2	2	2	0	-1	月亮	2
$2N_2$	2	2	0	2	月亮	0
K_1	2	1	1	0	月亮	1
O_1	2	1	0	0	月亮	-1
Q_1	2	1	0	1	月亮	-1
S_2	2	2	0	0	太阳	0
K_2	2	2	1	0	太阳	0
T_2	2	2	0	1	太阳	0
K_1	2	1	1	0	太阳	1
P_1	2	1	0	0	太阳	-1

在岁差期,交角与升交点发生周期性的变化。参考Goldreich^[3],我们把交角 $i_{\oplus\ominus}, i_{\otimes\oplus}$ 以及升交点 $\Omega_{\otimes\oplus}, \Omega_{\oplus\oplus}$ 的变化也考虑在内。在岁差的计算过程中,我们假定其他变量是常数。

由于交角及升交点在岁差期是变化的,因此潮汐力矩的大小也随之发生周期性变化。我们计算了岁差期潮汐力矩的平均值,并把这些值带入长期扰动方程中。

Goldreich 在他的文章中假设绕月轨道是圆形的,但我们认为具有一定的偏心率。然而,由于偏心率非常小,因此我们在计算岁差时用了与 Goldreich 同样的方程。由于绕月轨道偏心率 $e_{\oplus\ominus}$ 随时间发生变化的时间尺度比岁差期还要长,因此可将这一变化表示为:

$$\begin{aligned} \frac{de_{\oplus\oplus}}{dt} = & \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \sum_{p=0}^l \sum_{q=-\infty}^{\infty} \\ & \frac{Gm_{\oplus}}{\sqrt{G(m_{\oplus} + m_{\oplus})a_{\oplus\oplus}}} \left(\frac{R_{\oplus}}{a_{\oplus\oplus}} \right)^{2l+1} (2 - \delta_{0m}) \frac{(l-m)!}{(1+m)!} \\ & \times \frac{\sqrt{1-e_{\oplus\oplus}^2}}{a_{\oplus\oplus}e_{\oplus\oplus}} \left[\sqrt{1-e_{\oplus\oplus}^2}(l-2p+q) - (1-2p) \right] [G_{lpq}(e_{\oplus\oplus})]^2 \\ & \times ([F_{lmp}(i_{\oplus\oplus})]^2 k_{l\oplus} \sin \bar{E}_{lm pq(\oplus \leftrightarrow \oplus)} + N_l [F_{lmp}(0)]^2 k_{l\oplus} \sin \bar{E}_{lm pq(\oplus \rightarrow \oplus)}) \quad (8) \end{aligned}$$

其中: $N_l = (m_{\oplus}/m_{\oplus})^2 (R_{\oplus}/R_{\oplus})^{2l+1}$, $m_{\oplus}$ 为地球的质量, $k_{l\oplus}$ 为 l 级的月球乐甫数, $\bar{E}_{lm pq(\oplus \rightarrow \oplus)}$ 是月球潮汐相对地球的相位滞后。在这个方程中我们也使用了岁差期 $F_{lmp}(i_{\oplus\oplus})$ 的平均值。为了简单,我们假设地球轨道的偏心率 $e_{\oplus\oplus}$ 恒为常数,并且月球自转轴垂直于月球轨道面。我们取 $k_{2\oplus} = 0.3044$, $k_{2\oplus} = 0.027$ 。

2.2 地球的相位滞后

正如上节所提到的那样, $\bar{E}_{lm pq(\oplus \rightarrow \oplus)}$ 表示地球或月球的相位滞后。它是能量耗散及角动量转换率的指数。这个值随时间而改变。如果假定 $\bar{E}_{lm pq(\oplus \rightarrow \oplus)}$ 为常数,则会使潮汐形成的讨论变得容易起来。但这种情况下的演化速度太快,以至于地-月距离在 1500Ma 前即以达到数倍于地球半径。在地球表面上没有发现能够表明那个时期具有这种“由于地-月之间的短距离而造成的效应”的证据。因此,假设 $\bar{E}_{lm pq(\oplus \rightarrow \oplus)}$ 为常数肯定不合理。我们需要对 $\bar{E}_{lm pq(\oplus \rightarrow \oplus)}$ 随时间发生改变的情况加以考虑。

$\bar{E}_{lm pq(\oplus \rightarrow \oplus)}$ 可分为两个分量,分别为固体地球的相位滞后 $\bar{E}_{solid, lm pq(\oplus \rightarrow \oplus)}$ 以及海洋的等量相位滞后 $\bar{E}_{ocean, lm pq(\oplus \rightarrow \oplus)}$ 。

我们假定固体地球的相位滞后是由质量因子 $Q_{\oplus}$ 来确定的,关系式为:

$$\sin \bar{E}_{solid, lm pq(\oplus \rightarrow \oplus)} = \frac{1}{Q_{\oplus}} \quad (9)$$

其中质量因子 $Q_{\oplus}$ 是针对全球而言的,并且随潮汐力的频率而发生变化。参考 Ooe^[11] 的研究结果, $Q_{\oplus}$ 可通过下式求得:

$$Q_{\oplus}^{-1} = 8.92 \times 10^{-4} \sigma^{-0.189} \quad (10)$$

其中 σ 为角速度,其单位为 rad/s。这个方程与现在的半日潮值,即 $Q_{\oplus}$ 为 210 的值相对应。

与此相似,月球的相位滞后可表示为:

$$\sin \bar{E}_{lm pq(\oplus \rightarrow \oplus)} = \frac{1}{Q_{\oplus}} \quad (11)$$

在这种情况下,我们假定 $Q_{\oplus}$ 为常数 100^[12]。

另一方面,海洋的等量相位滞后可由海洋潮汐计算获得。

根据全球海洋潮汐模式,我们首先获得了振幅 $D_{lm pq}$ 及相位滞后 $\epsilon_{lm pq}$ 。如何获取这些值

将在下节讨论。海洋等量相位滞后 $\bar{E}_{\text{ocean},lm pq(\oplus \rightarrow *)}$ 与从海洋潮汐模式中得到的相位滞后之间的关系是 Lambeck^[7] 通过下式得到的：

$$\begin{aligned} \sin \bar{E}_{\text{ocean},lm pq(\oplus \rightarrow *)} = & \frac{3m_{\oplus}}{m_{\otimes}} \frac{\rho_w}{\bar{\rho}} \frac{1+k_{l\oplus}'}{k_{l\oplus}} \frac{1}{2l+1} \left(\frac{a_{\otimes\oplus}}{R_{\oplus}} \right)^{l+1} \frac{1}{R_{\oplus}} \\ & \times \frac{(l+m)!}{(l-m)!(2-\delta_{0m})} \frac{1}{F_{lm p}(i_{\otimes\oplus}) G_{lm q}(e_{\otimes\oplus})} \\ & \times D_{lm pq} \left[\begin{array}{c} \cos \\ \sin \end{array} \right]_{l-m=\text{even}}^{l-m=\text{odd}} \left\{ \pi \left(\frac{1}{2} r_{lm pq} + m \right) - \epsilon_{lm pq} \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

其中 ρ_w 和 $\bar{\rho}$ 分别为海水与固体地球的平均密度, $k_{l\oplus}'$ 为地球的第 l 级荷载乐甫数, $r_{lm pq}$ 是一个整数, 它与用于涨潮时轨道要素展开式中的自变量有关, 如表 1。方程(12) 适用于产生潮汐的星体为月球时。如果要适用于太阳, 那我们就必须针对太阳做相应改变。

利用上述方程我们可以把海洋潮汐计算结果转化为可用于潮汐力矩方程[方程(5) ~ (7)] 中的形式。

地球的相位滞后是固体地球相位滞后与海洋等量相位滞后之和, 可表示如下：

$$\sin \bar{E}_{lm pq(\oplus \rightarrow *)} = \sin \bar{E}_{\text{solid},lm pq(\oplus \rightarrow *)} + \sin \bar{E}_{\text{ocean},lm pq(\oplus \rightarrow *)} \quad (13)$$

地球相位滞后与海洋相位滞后都非常小, 因此上面这个方程也可以写为：

$$\bar{E}_{lm pq(\oplus \rightarrow *)} = \bar{E}_{\text{solid},lm pq(\oplus \rightarrow *)} + \bar{E}_{\text{ocean},lm pq(\oplus \rightarrow *)} \quad (14)$$

在方程(12) 中, 如果把表 1 中的值代入 $r_{lm pq}$ 中, 那么就会发现这个三角函数总是一个正弦函数。在等量相位滞后方程中, 仅有 $D_{lm pq} \sin \epsilon_{lm pq}$ 是有效的。因此在后面我们把它称为“潮汐力矩响应”。

3 海洋潮汐

3.1 计算海洋潮汐的方法

为了计算动力学演化, 我们必须对潮能角速度变化引起的潮汐力矩响应变化进行模拟。由于在动力学演化估算之前不能得到潮汐角速度, 因此首先得到一个相当宽的频率区的“潮汐响应”频率依从关系是有用的。“潮汐响应”可以通过对海洋潮汐进行数字计算获得。

海洋潮汐是利用以下不同的运动及连续方程来进行计算的：

$$\frac{\partial V_0}{\partial t} = \frac{gH}{R_{\oplus}} \frac{\partial}{\partial \theta} (\alpha \eta - \beta \zeta) - B_0 - E_0 + 2\Omega V_{\star} \cos \theta, \quad (15)$$

$$\frac{\partial V_{\star}}{\partial t} = \frac{gH}{R_{\oplus} \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (\alpha \eta - \beta \zeta) - B_{\star} - E_{\star} - 2\Omega V_0 \cos \theta \quad (16)$$

和

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{R_{\oplus} \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (V_0 \sin \theta) + \frac{\partial V_{\star}}{\partial \phi} \right\} \quad (17)$$

这些方程与旋转球极坐标系 (r, θ, ϕ) 对应; r 为极半径, θ 为余纬, ϕ 为东经。注意: 海洋学家通常使用另一个球极坐标 (λ, ϕ, r) , λ 为东经, $\phi (= 1/2 - \theta)$ 为北纬, r 为极半径。

另外, t 为时间, g 为重力加速度, H 为海洋深度, $R_{\oplus}$ 为地球半径, η 为“初始”天文势能 U 的大小(可以被 g 除尽); 我们把 η 称为“均衡潮汐高度”, ζ 为观测到的潮汐高度。为简单起见, 在下文我们把 U 称作“潮能”。 Ω 为地球自转的角速度。

V_θ 与 V_ϕ 表示当前速度,是通过对深度求积分而得到的,如下式:

$$V_\theta = \int_{z^b}^{z'} v_\theta dz, \quad (18)$$

$$V_\phi = \int_{z^b}^{z'} v_\phi dz, \quad (19)$$

其中 v_θ 与 v_ϕ 分别为向南及向东的流速, z 为最新的深度变化,其值取决于下式: $z = r - R_\oplus$, z' 及 z^b 分别为海洋表层及洋底的位置。

B_θ 与 B_ϕ 表示海底摩擦,其大小取决于速度及其平方,如下式:

$$B_\theta = \frac{B_1}{H} V_\theta + \frac{B_2}{H^2} V_\theta \sqrt{V_\theta^2 + V_\phi^2} \quad (20)$$

在这个式中用 ϕ 取代 θ ,用 θ 取代 ϕ ,便可得到 B_ϕ 。Schwiderski^[13] 取 $B_1 = b_1 \sin \theta$ 来计算海底摩擦的纬度依存关系。在本次研究中,由于 $B_2 \neq 0$,因此我们假定 $B_1 = b_1, B_2 = b_2$ 。

E_θ 与 E_ϕ 表示由海洋涡流粘度产生的应力。 E_θ 与 E_ϕ 的完整表达式见 Schwiderski^[13] 的文章。涡流粘度取决于流体的平均侧向横剖面面积。因此可表示为

$$\nu = \frac{a}{2} LH(1 + \sin \theta) \quad (21)$$

其中, L 为沿着赤道的网格大小; θ 为余纬; H 为海洋深度。

系数 b_1 、 b_2 以及 a 的值可以从目前的海洋潮汐模拟研究中进行确定。采用的值列于表 2。与利用类型 1 相比较,利用类型 2 得出的结果与目前海洋潮汐的现状更吻合。

表 2 a 、 b_1 、 b_2 采用值

	a/s^{-1}	$b_1/(m \cdot s^{-1})$	b_2
1 型	0.0010	0.06941	0
2 型	0.0003	0.01628	0.0015

α 是通过下式得出的: $\alpha = 1 + k_{l\oplus}$, 其中 $k_{l\oplus}$ 是上一部分第二节曾提到过的 l 级地球荷载乐甫数。 β 是洋底弯曲系数。在本次研究中,我们取 $\alpha = 0.69$ 和 $\beta = 0.90$ 。

正如上述的方程一样,速度是通过对整个海洋深度进行积分而求出的。因此在我们的研究中,海洋潮汐模型是一个两维体系。

在这里,如果我们假设 B_θ 、 B_ϕ 以及 E_θ 、 E_ϕ 均为 0,并且 α 和 β 视为 1 的量,那么从这些方程可以得出著名的经典“拉普拉斯潮汐方程”。

Schwiderski^[13] 在他的文章中更加详细地介绍了这些方程式的导出过程,但是他假设海底摩擦呈线性。Schwiderski 采用了在海岸及背岸的一些地方观测到的潮汐常数作为边界条件。但我们在计算过程中简单地假设没有洋流经过海岸和沿滨线没有自然滑动,因为我们把古潮汐中观测到的数据忽略掉了。

顺便说一下,均衡潮汐高度 η 可通过下式求得:

$$\eta = \frac{U}{g} = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \sum_{p=0}^l \sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{U_{lm pq}}{g} \quad (22)$$

如果引起潮汐的星体是月球,那么

$$U = \frac{Gm_\oplus}{a_{\oplus\oplus}} \left(\frac{r}{a_{\oplus\oplus}} \right)^l (2 - \delta_{0m}) \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_{lm}(\cos \theta) F_{lm p}(i_{\oplus\oplus}) G_{lp q}(e_{\oplus\oplus})$$

$$\times \begin{cases} \cos & l-m=\text{even} \\ \sin & l-m=\text{odd} \end{cases} \{ (l-2p_0)\omega_{\odot\oplus} + (l-2p+q)M_{\odot\oplus} + m(\Omega_{\odot\oplus} - \theta_{\Psi}) - m\phi \} \quad (23)$$

其中 $P_{lm}(\cos\theta)$ 为勒让德多项式, $M_{\odot\oplus}$ 为月球的平均异常, θ_{Ψ} 为地球的恒星角度。

如上所述,潮能是具有不同频率的各存在物的总和,因此均衡潮汐高度也是具有不同频率的各存在物的总和,它可通过下式求得:

$$\eta = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \sum_{p=0}^l \sum_{q=-\infty}^{\infty} \eta_{lm pq} \quad (24)$$

当 $l=2, m=2$ 时,半日潮为:

$$\eta_{22 pq} = K_{22 pq} \sin^2 \theta \cos(\sigma_{22 pq} t + X_{22 pq} + 2\phi) \quad (25)$$

当 $l=2, m=1$ 时,全日潮为:

$$\eta_{21 pq} = K_{21 pq} \sin 2\theta \cos(\sigma_{21 pq} t + X_{21 pq} + \phi) \quad (26)$$

当 $l=2, m=0$ 时,长周期潮为:

$$\eta_{20 pq} = K_{20 pq} (3\sin^2 \theta - 2) \cos(\sigma_{20 pq} t + X_{20 pq}) \quad (27)$$

在本次研究中,我们对全日潮和半日潮进行了考察。我们把 $K_{lm pq}$ 和 $X_{lm pq}$ 分别称为“均衡海洋潮汐的振幅”和“部分均衡潮汐的天文幅度”。 $K_{lm pq}, X_{lm pq}$ 现在的值分别用 $\bar{K}_{lm pq}$ 和 $X_{lm pq}$ 来表示,见表 3。

表 3 主要分潮的常数(部分潮)

潮汐	l	m	p	q	成因	$\bar{K}_{lm pq}/m$	$\bar{X}_{lm pq}/(^{\circ})$
M_2	2	2	0	0	月亮	0.242334	$2h_0 - 2s_0$
N_2	2	2	0	1	月亮	0.046398	$2h_0 - 3s_0 + p_0$
K_2	2	2	1	0	月亮	0.020969	$2h_0$
L_2	2	2	0	-1	月亮	0.006850	$2h_0 - s_0 - p_0 + 180$
$2N_2$	2	2	0	2	月亮	0.00614	
K_1	2	1	1	0	月亮	0.096631	$h_0 + 90$
O_1	2	1	0	0	月亮	0.100514	$h_0 - 2s_0 - 90$
Q_1	2	1	0	1	月亮	0.019256	$h_0 - 3s_0 + p_0 - 90$
S_2	2	2	0	0	太阳	0.112841	0
K_2	2	2	1	0	太阳	0.009735	$2h_0$
T_2	2	2	0	1	太阳	0.00676	
K_1	2	1	1	0	太阳	0.044850	$h_0 + 90$
P_1	2	1	0	0	太阳	0.046843	$h_0 - 90$

在这里, h_0, s_0 以及 p_0 为格林威治子夜时太阳和月球以及月球近地点的平均经度。

当 $l \geq 3$ 时, $K_{lm pq}$ 非常小,可以忽略不计。

$\sigma_{lm pq}$ 为潮能的频率,当产生潮汐的星体为月球时,可以通过下式求得:

$$\sigma_{lm pq} = m \left\{ \theta_{\oplus} - \frac{\alpha \Omega_{\odot\oplus}}{\alpha} \right\} - (l-2p) \frac{\partial \omega_{\odot\oplus}}{\partial \alpha} - (l-2p+q) n_{\odot\oplus} \quad (28)$$

其中 $\theta_{\oplus}$ 为地球旋转的速度,在本章中它等于 Ω , $\omega_{\odot\oplus}$ 为绕月轨道近地点的幅度。

当产生潮汐的星体为太阳时,

$$\sigma_{lm pq} = m\theta_{\oplus} - (l - 2p + q)n_{\oplus\oplus} \quad (29)$$

其中 $n_{\oplus\oplus}$ 为地球的平均移动。在这种情况下,我们忽略了近日点幅度 $\omega_{\oplus\oplus}$ 及升交点 $\Omega_{\oplus\oplus}$ 随时间所发生的变化。

$\alpha\Omega_{\oplus\oplus}/\alpha$ 和 $\alpha\omega_{\oplus\oplus}/\alpha$ 是通过 3 种效应进行计算而得出的,即太阳引力、地球的扁率以及潮汐响应(见[14]和[10])。如果 $\alpha\omega_{\oplus\oplus}/\alpha$ 和 $\alpha\Omega_{\oplus\oplus}/\alpha$ 现在的值远小于 $n_{\oplus\oplus}$ 或 $\theta_{\oplus}$,那么 $\omega_{\oplus\oplus}$ 和 $\Omega_{\oplus\oplus}$ 随时间发生的变化就不会对数百万年内的动力学演化估算造成太大影响。

3.2 洋-陆相对位置模型

要计算海洋潮汐,就需要建立洋-陆相对位置模型。这些模型是通过每一个网点对海洋测深获得的。在大陆中,深度均为 0。在本次研究中,网格的大小为 $4^\circ \times 4^\circ$ 。如果我们采用更精确的网格,便可以得到海洋潮汐更详细的情况。但是这一网格大小对讨论潮汐演化来说精度已经足够了,因为我们想知道的是全球模型,通过这种全球模型可以对“潮汐扭力响应”的二级球谐函数进行估计。

如后文所述,在本次研究中我们采用了古海洋-古大陆相对位置。对于古海洋-古大陆相对位置来说,我们不可能得到其精确的模型。我们也发现 $4^\circ \times 4^\circ$ 这样的网格精度是最合适的。我们没有得到许多有关古海洋水深测量方面的信息。因此我们把大洋分为两部分,一部分为大陆架,另一部分为深海,并且我们假设在目前的海洋中它们占地表的百分比是相等的。在本次研究中,我们共建立了 3 个实际的相对位置模型和 4 个简单的相对位置模型,如图 2~8。在简单相对位置模型中,我们均使大陆架围绕在大陆的周围。在标准情况下(图 2~7),我们假设大陆架的水深为 200m,深海为 4200m,陆地为 0m。在每一个标准模型中水的体积均为常数。



图 2 相应于现在洋陆相对位置的“现在模型”

其中 • 为大陆; + 为大陆架 (200m 深); * 为深海 (4200m 深)



图 3 相应于二叠纪（距今250Ma）时洋陆相对位置的二叠纪模型
其中 o 为大陆；+ 为大陆架（200m 深）；· 为深海（4200m 深）

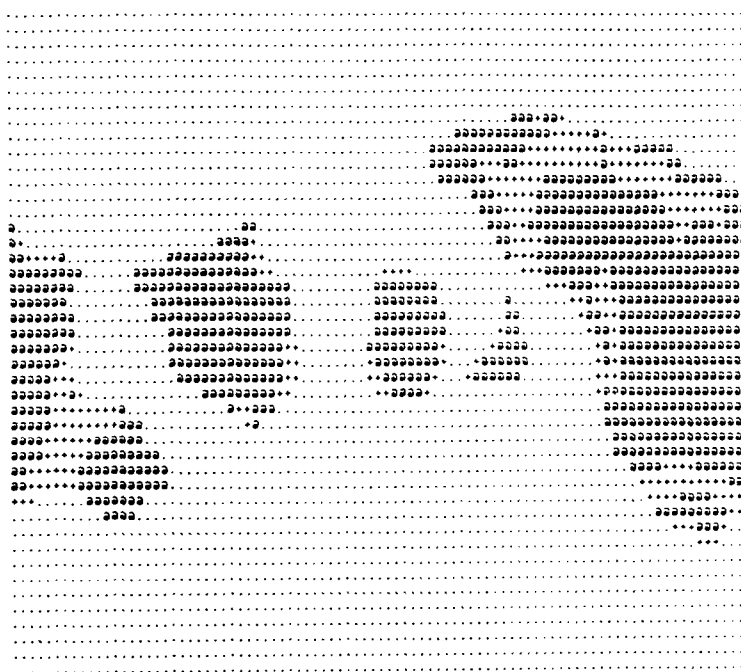


图 4 相应于寒武纪（距今500Ma）时洋陆相对位置的寒武纪模型
其中 o 为大陆；+ 为大陆架（200m 深）；· 为深海（4200m 深）

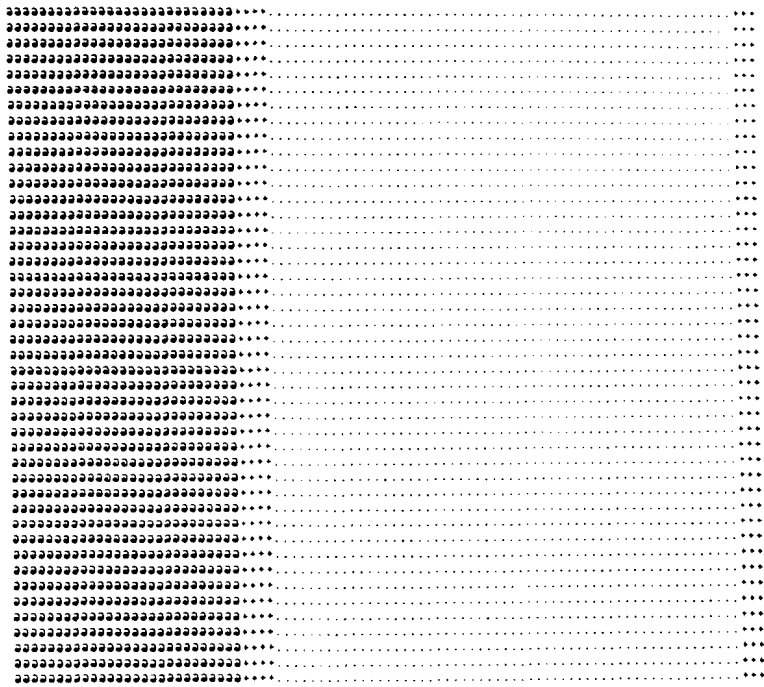


图 5 子午线模型

其中 • 为大陆; + 为大陆架 (200m 深); · 为深海 (4200m 深)

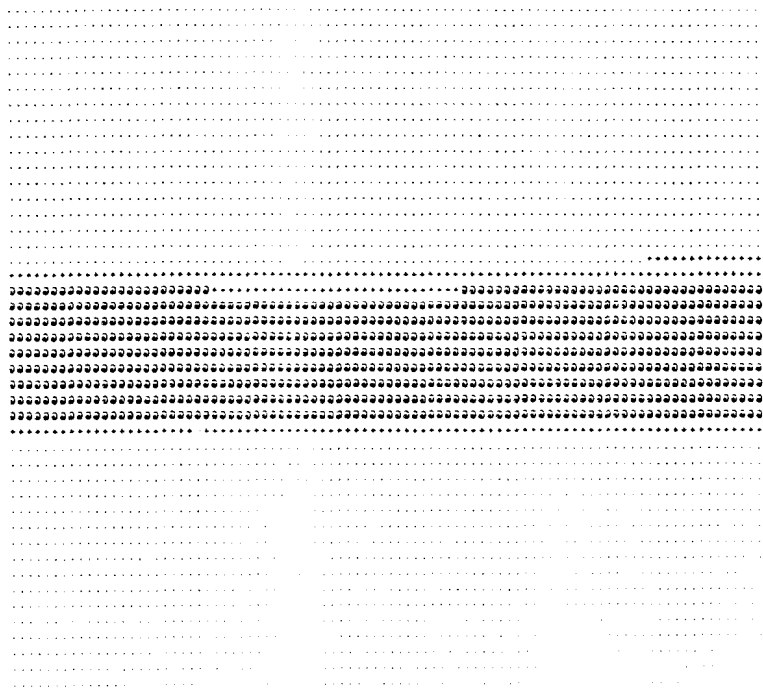


图 6 赤道模型

其中 • 为大陆; + 为大陆架 (200m 深); · 为深海 (4200m 深)