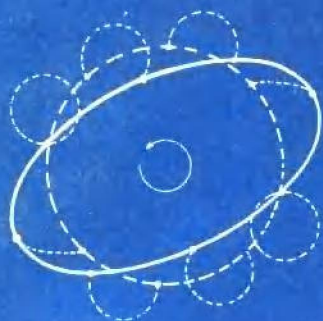


〔日〕栗原宜夫



大气动力学入门

气象出版社

大气动力学入门

栗原宜夫 著

田生春 译

黄荣辉 校

气象出版社

内 容 简 介

本书通俗易懂地阐述了地球大气中各种运动的基本原理及主要热力学与动力学过程，分别讨论了描述大气运动的基本方程组；风场；大气热力学；声波的过滤；气压坐标系；环流与涡度；正压大气；风与气压场的关系；大气中的波动；大气边界层；大气状态的数值模拟。在讨论大气中各种热力学及动力学问题中侧重于形象地说明基本概念及其物理意义，本书的特点是深入浅出，既避免了繁杂的数学推导，又包括了现代最新成就。

本书可作为大学气象系的教学参考书，对于广大气象台站的工作人员及气象科技工作者更是一本很好的参考书。

大气动力学入门

栗原宜夫 著

田生春 译

黄荣辉 校

气象出版社出版

(北京西郊白石桥路46号)

北下关印刷厂印刷 新华书店北京发行所发行

* * *

开本：787×1092 1/32 印张：7 字数：156 千字

1984年5月第一版 1984年5月第一次印刷

印数：1—10,000 统一书号：13194·0163

定价：0.95元

译者的话

本书是美国海洋大气管理局 (NOAA) 地球流体动力学实验室 (GFDL) 的著名气象学家栗原宜夫教授在 1978 年著的一部日文版动力气象学教科书。

本书通俗易懂地阐述了大气热力学及动力学的基本概念及基本原理, 它包括了大气运动的基本方程组; 风场; 大气热力学; 声波的过滤; 气压坐标系; 环流与涡度; 正压大气; 风与气压场的关系; 大气中的波动; 大气边界层; 大气状态的数值模拟。各章内容简明、结构严谨, 既避免了繁琐的数学推导, 又包括了现代最新成就。

本书不同于迄今所著的动力气象学教科书, 它不仅形象易懂地介绍了大气动力学的基本概念和原理, 而且还介绍了大气环流数值模拟中一些基本原则, 这是一般动力气象教科书中所没有的。本书在大气中各种动力不稳定性方面写得比较精彩, 对大尺度天气动力问题, 写得较系统透彻。本书对于我国广大气象台站工作人员及气象科学工作者, 是本极好的参考书, 亦适于大学气象系做教学参考。

本书中一些专用词汇主要根据“日汉气象学词汇”译出。由于译者日语水平有限, 译文中肯定会有许多欠妥之处, 望读者批评指正。

本书译文由黄荣辉同志核校, 陶诗言先生在百忙之中给予指导和最后审阅, 在此表示衷心的感谢。

田 生 春

于 1982 年 2 月

前 言

“大气动力学”这个名词从什么时候开始使用,我虽不知道,但至少大约在二十年以前就已见于印刷文字。本书起名“大气动力学入门”,一则是我喜欢“大气”这个词;其次,本书内容与过去的动力气象教科书有些不同。

作者想借写这本书的机会重新认识大气动力学的基础。但是,大气中存在着各种各样不同性质的现象,包括从极小的湍流到围绕地球的超长波,要对这么多现象的基础都研究,毕竟不是笔者力所能及的。因此,欲使本书内容不分散,就有以什么为本书中心内容的问题。作者决定,本书主要讨论大气中的长波问题。大气中的长波可以从天气图或者从气象卫星照片上看到它的形态。因此,在数值预报和大气环流研究中,它占有重要地位。总之,经过再三考虑,决定在本书对过去教科书中不多见的内容予以充实,对过去教科书中已提到的内容给予新的解释。但本书所选择的内容是否妥当,对每个内容的说明是否正确,是否有错误的理解等等,作者并不完全有把握。对这些请读者不客气地提出意见和批评。此外,因种种限制,还有很多内容本书不能包括,特别是大气辐射和热力学过程等重要问题,本书中没有讲到。希用其他教科书来弥补本书不足之处。

本书的对象是今后想学习关于大气运动问题的读者,为此,书中尽可能系统地阐述了大气动力学的基本概念。此书大部分内容是以作者在普林斯顿大学讲课的讲义为基础而写成的。因此,可以说此书是根据作者观点而写成的大气动力学的纲要。也许许多人对于纲要会感到不足,本想在这个纲要的基础上再

补充些具体内容，但因篇幅限制，未能如愿。因此，希望诸位先生以本书为教材时，在这纲要基础上再举出些大气现象实例，作些加工，以丰富其内容。此外，对于正在大气动力学领域中进行探索研究的读者，本书如能起到知识整理的作用，则引以为幸。

在本书中，逐章往后，说明简略，这是因为作者预期读者在阅读过程中会对动力学的一些看法逐渐习惯起来。此外，在用词上，尽量参照日本气象学会出版的《气象学用语集》的规定。

栗原宜夫

于普林斯顿

1978年9月3日

目 录

译者的话

前言

第一章 大气运动方程式	(1)
1.1 旋转坐标系空气质点的运动	(1)
1.2 球坐标系中的运动方程式	(6)
1.3 拉格朗日方程式	(11)
1.4 作用于空气粒子上的力	(15)
1.5 静止大气	(18)
1.6 运动方程式的简化	(21)
1.7 惯性振动	(25)
第二章 风场	(30)
2.1 风的局地变化	(30)
2.2 气象要素的平流	(33)
2.3 流线和轨迹线	(34)
2.4 风场的分析	(38)
第三章 大气热力学	(43)
3.1 状态方程式	(43)
3.2 连续方程式	(45)
3.3 热力学第一定律	(46)
3.4 干绝热递减率	(50)
3.5 重力振动	(50)
3.6 湿空气的情况	(53)
3.7 大气热机	(56)
第四章 声波的过滤	(59)

4.1	小扰动法	(59)
4.2	声波	(64)
4.3	静力平衡近似	(68)
4.4	非弹性近似	(76)
第五章	气压坐标系	(80)
5.1	准拉格朗日坐标系	(80)
5.2	气压坐标系	(86)
第六章	环流和涡度	(91)
6.1	绝对环流	(91)
6.2	斜压矢量	(95)
6.3	绝对涡度的变化	(96)
6.4	位涡度	(100)
6.5	相对环流	(104)
6.6	相对涡度的变化	(107)
第七章	正压大气	(112)
7.1	自动正压过程	(112)
7.2	静力平衡下的正压大气	(113)
7.3	罗斯贝波	(114)
7.4	有辐散的情况	(119)
第八章	风和气压场的关系	(123)
8.1	尺度分析	(123)
8.2	地转风	(130)
8.3	热成风与斜压矢量	(131)
8.4	正压无辐散模式	(134)
8.5	准地转模式	(138)
8.6	有效位能	(142)
8.7	平衡方程式	(146)
8.8	能量守恒条件	(149)
8.9	地转风调整	(155)

第九章 大气中的波动	(160)
9.1 中纬度的波动	(160)
9.2 热带波动	(163)
9.3 能量转换	(166)
9.4 斜压不稳定	(169)
9.5 正压不稳定	(175)
9.6 惯性不稳定	(179)
9.7 开尔文-赫姆霍兹不稳定	(180)
9.8 第二种条件不稳定	(183)
第十章 大气边界层	(185)
10.1 边界层的结构和变化	(185)
10.2 埃克曼螺线	(188)
10.3 相似理论	(190)
第十一章 大气状态的模拟	(194)
11.1 大气中的现象	(194)
11.2 数值模式	(196)
11.3 数值预报	(199)
11.4 预报的界限	(202)
11.5 气候的模拟	(203)
附录 A 小扰动方程式的解	(207)
附录 B σ 坐标系	(210)
附录 C 位温坐标系	(212)
附录 D 关于位势涡度的爱尔太路(Ertel)公式	(213)

第一章 大气运动方程式

本章推导出讨论地球上大气运动时所适用的运动方程。如果从惯性系统来观察大气的绝对运动,则空气质点的加速度与作用于它的外力应该成正比。但当我们在地球上描写大气运动时,用球坐标系来表示相对于旋转地球的大气运动就更为方便。这种相对运动的加速度,除决定于在惯性坐标系中的作用力外,还决定于外观力。外观力包括同地球旋转有关的科里奥利力和离心力,以及在引入球坐标时所出现的曲率项力。将离心力和地球引力合成一个力,并假定地球是球形,运动方程式的形式就变得简单了。

大气运动的一个基本成分是惯性振动。这种运动可看作是由运动方程式中的科里奥利力产生的。在第 1.7 节中,我们将用对应于惯性系中所见到的振动,来说明这种运动。

1.1 旋转坐标系空气质点的运动

首先,考虑站在相对于惯性坐标系作旋转运动的坐标系中观察物体是怎样运动的。

这里所说的惯性系,是指原点位于地球中心,坐标轴的方向相对于恒星位置是固定的坐标系。如果将惯性坐标系的原点放在太阳上,那么,上述坐标系就会围绕太阳作公转,所以用上述这个坐标系研究质点移动时,就必须考虑由公转引起的离心力。可是这种离心力同太阳对质点的引力大体互相平衡,因此,可以不考虑这两种力的作用,而使用原点在地球中心的惯性系。如果上述两种力并不互相平衡,可将这两种力的差作为引潮力来处理。由于以上原因,在大气运动方程式中,一般不考虑太阳对

空气质点的引力和地球公转影响，这并不是说地球公转对大气现象不重要。关于这一点在考虑大气状态的季节变化或气候变迁时，就明白了(用热力学方程并根据到达地球上太阳辐射的分布，可以考虑地球公转的影响)。其次，所谓旋转坐标系，这是指原点置于地球中心而坐标轴固定在地球上的坐标系。严格说来，地球的旋转轴有岁差运动和章动，以及由于摇晃而引起的方向变化，同时，旋转速度也有极微小变化。但是，除特殊问题外，不妨将旋转轴的方向和旋转角速度都看作是一定的。设 Ω 为表示地球旋转的矢量， Ω 表示旋转角速度的大小，其值等于 2π 弧度除以一个恒星日 (86164 秒) 的秒数：

$$\Omega = |\Omega| = \frac{2\pi}{86164} \text{秒}^{-1} = 7.2921 \times 10^{-5} \text{秒}^{-1} \quad (1.1)$$

设在 $t=0$ 时有一个矢量 A ，用起点 a_1 向着终点 a_2 引线段来表示这个矢量。对于 a_1 和 a_2 两点的位置，在惯性系中的人用惯性坐标系来确定，在旋转系中的人用旋转坐标系来确定。由于我们用这两点来定义 $t=0$ 时刻的矢量，所以对于各个坐标系中的人来说，它们位置始终不变。这样，在坐标系里固定的点，对于该坐标系的人来说是个静止点，而且这个固定点是研究 A 的时间变化的基准点。当然，所谓静止是在坐标系确定基础上而言，在旋转坐标系里的静止点，从惯性坐标系来看是旋转着的点。图 1.1 表示这种情况。在图中，从地球中心开始的矢量 r_1, r_2 ，分别表示矢量 A 的起点 a_1 和终点 a_2 。 a_1, a_2 是固定在旋转坐标系里的，在 Δt 时间后，从惯性系看 a_1 和 a_2 这两点已移到 a'_1 和 a'_2 处。表示 a'_1, a'_2 位置的矢量是：

$$\begin{aligned} r'_1 &= r_1 + \Omega \times r_1 \Delta t \\ r'_2 &= r_2 + \Omega \times r_2 \Delta t \end{aligned}$$

因此，在旋转系里见到的初始矢量 A ，从惯性系来看就是：

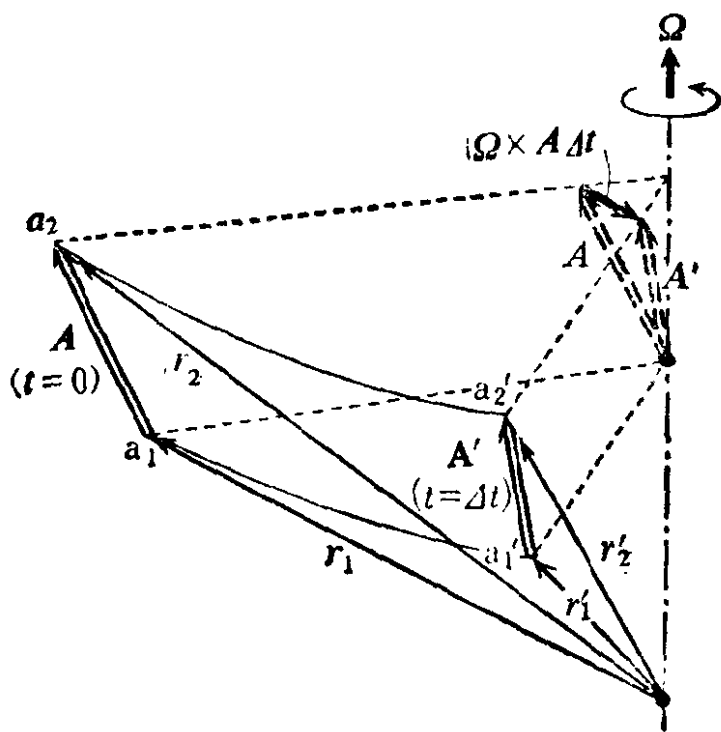


图 1.1

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A}' &= \mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1 \\
 &= (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) + \boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \Delta t \\
 &= \mathbf{A} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{A} \Delta t
 \end{aligned} \tag{1.2}$$

在图 1.1 的例子中, $\mathbf{A}$ 是表示给定起点 a_1 和终点 a_2 的矢量, 若将 $\mathbf{A}$ 平移, 新矢量自然与原 $\mathbf{A}$ 同值。现将 $\mathbf{A}$ 的起点平移到旋转轴上并将 $\mathbf{A}$ 固定在旋转系里, 于是它的终点就会以角速度 $\boldsymbol{\Omega}$ 旋转。所以在 Δt 时间间隔内 $\mathbf{A}$ 的变化等于 $\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{A} \Delta t$, 并直接可以得出(1.2)式。但我们所考虑的具体矢量的起点大多数并不在旋转轴上, 式(1.2)表示的是一般情况。

现在考虑矢量 $\mathbf{A}$ 的时间变化。若 $\mathbf{A}$ 在 Δt 时间后变成 $\mathbf{B}$, 从惯性坐标系看, 其变化等于 $\mathbf{B} - \mathbf{A}$, 而从旋转坐标系看, 其变化等于矢量 $\mathbf{B}$ 与初始矢量(固定在旋转坐标系中的)的差, 即等于 $\mathbf{B} - (\mathbf{A} + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{A} \Delta t)$ 。即使矢量本身没变化($\mathbf{B} = \mathbf{A}$), 在旋转坐

标系中也会觉得有 $-\Omega \times A \Delta t$ 的变化。它相当于对旋转系作反方向旋转。用 $(dA/dt)_a$ 、 $(dA/dt)_r$ 分别表示惯性坐标系和旋转坐标系中 A 的变化率,则:

$$\left(\frac{dA}{dt}\right)_a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{B-A}{\Delta t} \quad (1.3)$$

$$\left(\frac{dA}{dt}\right)_r = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{B-(A+\Omega \times A \Delta t)}{\Delta t} \quad (1.4)$$

$$\text{由此可得} \left(\frac{dA}{dt}\right)_a = \left(\frac{dA}{dt}\right)_r + \Omega \times A \quad (1.5)$$

如考虑(1.5)式中矢量 A 是质点的位置矢量($A=r$),则

$$v_a = v_r + \Omega \times r \quad (1.6)$$

v_a 是惯性系中的绝对速度, v_r 是旋转系中所测到的相对速度 $\Omega \times r$ 是质点跟随旋转坐标系一起旋转的旋转速度,把它与 v 相加,就等于 v_a 。

下面,比较一下在惯性系中和旋转系中测得的质点加速度。图 1.2 是 $t=0$ 和 $t=\Delta t$ 时惯性系中所测的质点位置和移动。用 r 、 r' 表示质点的位置矢量,用粗矢量(v_a 、 v'_a)表示绝对速度。从惯性系看质点的速度变化(加速度)等于:

$$v'_a - v_a$$

它相当于图中的矢量 1(图中 $O'P'Q'R'$ 是平行移动 $OPQR$ 得到的四边形,所以矢量 $O'Q'$ 等于 OQ (即 v_a))。由(1.6)式 v_a (OQ)可分成 v_r (OP)和 $\Omega \times r$ (OR), v'_a ($O'T$)可分成 v'_r ($O'S$)和 $\Omega \times r'$ ($O'U$);

$$v_a = v_r + \Omega \times r \quad (1.7)$$

$$v'_a = v'_r + \Omega \times r' \quad (1.8)$$

所以,矢量 1 等于矢量 2($v'_r - v_r$) 和矢量 3 ($\Omega \times r' - \Omega \times r$) 之

$$\mathbf{YU} = \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \Delta t$$

以上关系式两边被 Δt 除, 并取 $\Delta t \rightarrow 0$ 的极限。将 $(\mathbf{v}'_a - \mathbf{v}_a)/\Delta t$ 的极限写成 $d\mathbf{v}_a/dt$, $(\mathbf{WS})/\Delta t$ 的极限写成 $(d\mathbf{v}_r/dt)_r$, 结果可得

$$\frac{d\mathbf{v}_a}{dt} = \left(\frac{d\mathbf{v}_r}{dt} \right)_r + 2 \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_r + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \quad (1.9)$$

也就是如用右边第 2 项和第 3 项对旋转系相对加速度加上修正, 就可得到惯性系的绝对加速度。右边第 2 项叫科里奥利加速度, 第 3 项经常称为向着旋转轴方向的向心加速度。再将 (1.9) 式改写一下, 就得旋转系的方程式了:

$$\left(\frac{d\mathbf{v}_r}{dt} \right)_r = \frac{d\mathbf{v}_a}{dt} - 2 \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_r - \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \quad (1.10)$$

这表明相对加速度可以用实际力 (等于 $d\mathbf{v}_a/dt$) 加上两个外观力来表示。外观力中 $-2 \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_r$ 叫科里奥利力, 另一个力 $-\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r})$ 是地球自转的离心力。

科里奥利力的作用方向总是与 $\mathbf{v}_r$ 成直角, 所以也叫转向力, 它不做功。在沿着球面的情形下, 由于科里奥利力沿球面分量的作用, 使得 $\mathbf{v}_r$ 在北半球向右转, 在南半球向左转。这是由于 $\boldsymbol{\Omega}$ 垂直于球面的分量在北半球是从球面向外的, 而在南半球是从外向着球心的。设质点的矢量 $\mathbf{R}$ 起点在旋转轴上并与轴垂直向外, 则离心力也可写成

$$-\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) = \Omega^2 \mathbf{R} \quad (1.11)$$

这表明离心力要使质点更加远离旋转轴。

上述 (1.9) 式是用图 1.2 推导出来的。将 (1.5) 式 $\mathbf{A}$ 换成 $\mathbf{v}_a$, 再把右边 $\mathbf{v}_a$ 用 (1.6) 式代入, 用这个方法也能求出 (1.9) 式。

1.2 球坐标系中的运动方程式

作为在前节所提到的旋转坐标系的具体例子, 我们取图 1.3 所示直角坐标系。设此坐标系 x, y 轴固定在赤道面上, z 轴和

地球旋转轴一致。以 i', j', k' 表示各轴方向的单位矢量。现在,使质点相对于地球沿赤道向东移动。当质点在图 A 点时,速度 v_r 只有 y 分量,此质点一移到 B 点, v_r 的 y 分量就变成 0 了,而只有 x 分量了。这种情形在任何纬度都存在,当质点沿纬圈作等速移动时,其速度的分量随质点位置而变化。另外,质点在 A 时的 Z 分量表示质点向南北方向移动,而质点在极点的 Z 分量则意味着垂直方向的移动。因为实际大气运动是沿球面运动占优势,并且是沿纬圈的大尺度气流运动,所以用图 1.3 这种坐标系表示 v_r 的分量并不很合适。

用球坐标表示大气运动很方便。设质点位于图 1.4 的 A 点,其位置用球坐标经度 λ , 纬度 φ 及与球心距离 r 表示。另外,质点的相对速度 v_r 可分成向着 λ 的增加方向(单位矢量为 i)、 φ 的增加方向(j)及 r 的增加方向(k)等三个分量 u, v, w , 即

$$v_r = ui + vj + wk \quad (1.12)$$

$$\left. \begin{aligned} u &= r \cos \varphi \frac{d\lambda}{dt} \\ v &= r \frac{d\varphi}{dt} \\ w &= \frac{dr}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (1.13)$$

这里必须注意, i, j, k 是随着质点的移动而改变的。例如, 如两点的经度不一样, 则两点的 i 不是同一向量。因此, v_r 的相对加速度是

$$\begin{aligned} \left(\frac{dv_r}{dt} \right)_r &= \frac{du}{dt} i + \frac{dv}{dt} j + \frac{dw}{dt} k + u \frac{di}{dt} + v \frac{dj}{dt} + \\ &\quad + w \frac{dk}{dt} \end{aligned} \quad (1.14)$$

上式右侧前三项相当于通常意义的加速度。后三项叫曲率加速

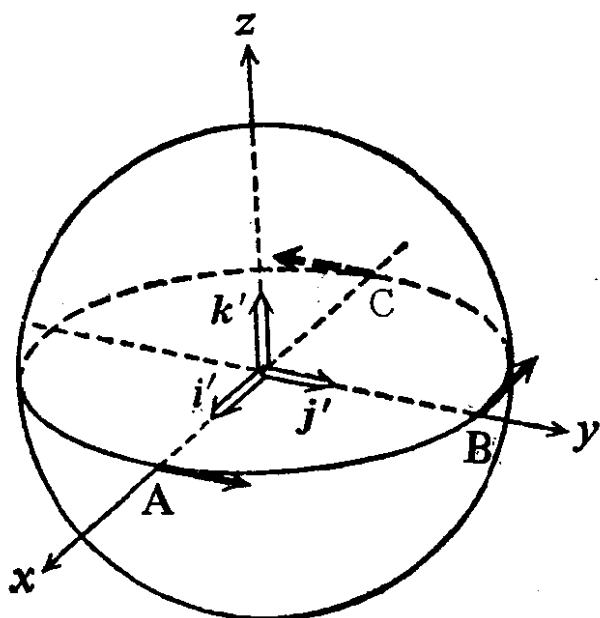


图 1.3

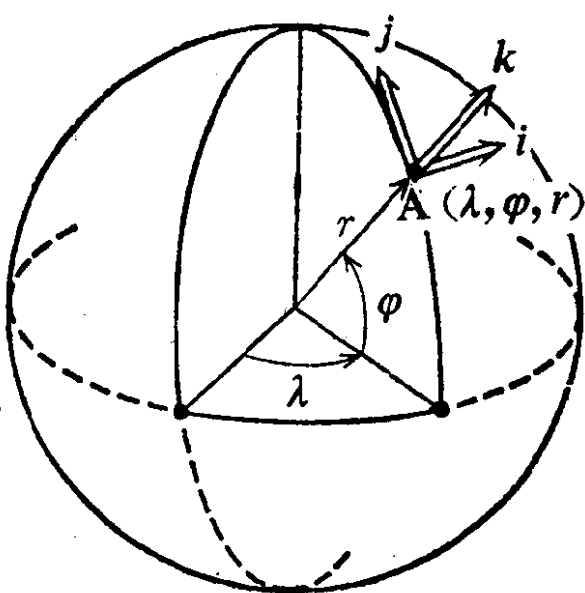


图 1.4

度，这是因使用了曲线坐标系而产生的加速度项。

这里研究一下 di/dt 、 dj/dt 和 dk/dt 等项。设在极短的时间间隔 Δt 内质点由 A 点 (λ, φ, r) 移到 B 点 $(\lambda + \Delta\lambda, \varphi + \Delta\varphi, r + \Delta r)$ 。由于 i 只依赖于 λ ，上述两点处的 i 的差只由 $\Delta\lambda$ 决定。如用下标 A, B 区别在这两点处的矢量，则如图 1.5 左图所示：

$$i_B = i_A + \Delta\lambda l \quad (1.15)$$

式中 l 是 A 点指向旋转轴的单位矢量。如图 1.5 右图所示。

$$l = \sin\varphi j - \cos\varphi k$$

(1.15)式变成

$$i_B = i_A + \Delta\lambda(\sin\varphi j - \cos\varphi k) \quad (1.16)$$

在另一方面， j 和 k 的方向同 λ 和 φ 有关系。因此，如图 1.6 和图 1.7 所示，根据矢量起点稍稍挪动 $\Delta\lambda$ 或 $\Delta\varphi$ 时所带来矢量差的估计，我们可得到：

$$j_B = j_A - \Delta\lambda \sin\varphi i - \Delta\varphi k \quad (1.17)$$