第 44 卷 第 4 期 天 文 学 报 Vol.44 No.4
2003 年 11 月 ACTA ASTRONOMICA SINICA Nov., 2003

彗木相撞中的波动*

陈道汉 包 纲

(中国科学院紫金山天文台 南京 210008)
(中国科学院国家天文台 北京 100012)

摘要 1994 年 7 月 18 日至 24 日期间, 彗星苏梅克 - 列维 9 (SL-9) 的超过 20 块碎片与木星发生了相撞. 哈勃空间望远镜 (HST) 拍摄到的图像揭示了木星大气对撞击的动力学响应. 具有重要意义的是观测到 5 个撞击点周围的圆环, 它们以 450 米 / 秒的常速度向外运动. 环的圆形性表明它们是波. 因为对于不同大小的撞击, 波速是常量, 可以推断出传播速度与爆炸能量无关. 这意味着这些波动是线性波.

评述现行理论所使用的 3 类候选波, 亦即惯性引力波、声波和地震波, 介绍的重点是前面两种.

关键词 波动, 行星: 木星, 彗星: SL-9
中图分类号: P 134

1 引言

1994 年 7 月, 彗星苏梅克 - 列维 9 和木星相撞事件为研究人员提供了研究木星深层大气以及厚的行星大气对于其间能量的急速储存与爆发的反应的契机. 彗木相撞在木星浓厚的气体中产生了巨大的波动现象.

在 SL-9 的碎片和木星碰撞初始时刻, 由于碰撞能量的急速爆发, 碰撞点附近将会产生激波. 而后因为粘性、辐射等耗散和负二次方扩展, 不久激波就会变成线性波或准线性波. 在彗木相撞中, 产生的大气波动 (不考虑激波) 主要分 3 类: 地震波、惯性引力波和声波. 由于在碰撞发生后的观测资料中很难得出地震波的信息, 所以下面将主要对惯性引力波和声波进行讨论.

早在 1993 年 8 月 23 至 24 日, 在 Tucson 举办的 “Comet Pre-Crash Bash” 会上 Dowling 就指出了从彗木相撞的惯性引力波中可以得到比 Voyager 等探测器所探测到的更深的木星大气的垂直结构 [1]. 后来从哈勃空间望远镜 (HST) 所拍摄到的图片中的不断扩展的环状结构也证实碰撞后的确产生了波动.

在 HST 图片中, 以碰撞点 E 、 G 为中心的轴对称环状结构均以相同的常速度向外传播, 其中外环扩展速度约为 450 m/s, 内环速度为 180—350 m/s[2]. 尽管 E 、 G 点碰撞能量不同, 但二者的速度相同, 说明这种波应是线性波. 其扰动类型可能是惯性引力波和

2001-03-08 收到原稿, 2001-05-14 收到修改稿
* 国家自然科学基金 (10273024) 资助项目

声波 [1−7]. 迄今为止，人们主要是根据理论模型计算出的波速与观测所得到的数据相符与否来判断其所建模型的正确性. 这种模型主要涉及木星的大气结构、碰撞时能量的储存与爆发方式等等. 当然要想彻底了解彗木相撞是很困难的，其中包括了复杂的热学、流体动力学、化学和非线性过程. 本文将仅对彗木相撞中的波动现象进行讨论.

2 惯性引力波

(1) 1994 年, 在彗木相撞之前, Harrington 等 [6] 应用 EPIC(Explicit Planetary Isentropic-Coordinate) 木星大气模型，模拟计算了彗木相撞所产生的惯性引力波. 由于 EPIC 模型考虑的是大尺度气象问题, 所以它实际上包括了流体静力近似. 在不考虑波的反射时, 他们做了两种情况下的计算： 1) 撞击的大部分能量聚集在同温层 (16—69 mbar) 中； 2) 撞击的大部分能量聚集在对流层 (287—1197 mbar) 中. 撞击能量的范围取在 10^{27}—10^{30} ergs.

计算结果表明惯性引力波将会使木星大气温度出现 0.004—1.2 K 范围内的扰动，并且同温层中的扰动幅度大于对流层中的幅度. 同时结果还表明撞击后在木星大气中将会有涡流形成，但是木星大气中带状风的剪切作用，使它们在形成后几个星期内破裂.

(2) 从 HST 所拍摄到的彗木相撞照片中看，在 5 个碰撞位置周围都发现了圆环. 在彗木碰撞后，对圆环观测了最长达 2.5 小时之久，其中 E 、 G 两个碰撞点还存在内环结构. 所有点的外圆环都以 450±20 m/s 的常速向外扩张. 所有圆环都以常速度运动意味着它们是正在向外传播的线性波 (因为非线性过程传播速度与扰动幅度有关，即与扰动能量有关，而在发现的 5 个碰撞能量不同的碰撞点的 “圆环半径 - 时间” 的曲线上，它们都落在同一条直线上，从而排除了非线性波). Ingersoll 等 [3] 认为环物质看来应该是撞击碎片，它们约位于 1 mbar—300 mbar 间的同温层某处，并提出有 3 种可能的波动来解释这一线性波的现象： 1) 温度为 110 K 处的对流层顶的声波； 2) 同温层中的惯性引力波； 3) 对流层水云中的惯性引力波.

在他们的木星大气模型中将木星大气从上至下分为两层：第一同温层或平流层 ($p \leq 0.2$ bar); 第二对流层 (0.2 bar$\leq p \leq$20 bar). 在模型的顶端是以温度 T_∞=185 K 延伸至无穷远的等温大气. 他们应用了流体静力近似, 并且忽略带状风的影响和假定 Coriolis 参数 f 为常数.

Ingersoll 等人发现对于撞击能量为 10^{27} ergs 时，即使在温度最低的对流层顶其声波速度也有 770 m/s, 这对于 450 m/s 的观测值实在是太快了，显然不符. 对于同温层中的惯性引力波，其传播速度仅与 T_∞(同温层延伸到无穷远处的温度) 有关，大小为 930 m/s, 与 450 m/s 不符. 对于对流层的惯性引力波来说，其速度与 $e_{\rm H2O}^{1/2}$ ($e_{\rm H2O}$ 是木星大气相对于太阳的氧氢比率： O/H) 成比率. $e_{\rm H2O}=1$, 波速为 130 m/s, 所以当 $e_{\rm H2O}=10$ 时，波速度为 450 m/s. 于是 Ingersoll 等人认为所观测到的波应该是木星大气中位于对流层的惯性引力波. 但是在 Ingersoll 等人的模型中计算出来的第一模式 (对应于外环) 和第二模式 (对应于内环) 的波的波速比为 1:3, 而在观测资料中比率约为 1:2, 这表明模型计算与观测不符. 更为重要的是在后来 Galileo 探测器刺入木星大气中所发回的观测资料并没有出现大多数研究人员所预期的三层云 (氨云层、氢硫化铵云层、水云层) 结构，而且木星大气

极为干燥，几乎没有任何表明含水云层存在的迹象.

(3) 陈道汉等 [4] 考虑了一种简单的木星大气模型：大气深度均匀，密度为常数，非粘性流体. 并且忽略相关的热效应. 所以 SL-9 与木星大气碰撞的初始条件简化为初始时刻在木星大气表面施加一个形式为 "$I(r) = I_0\exp[-(r/R)^2]$ " 的冲压，彗星的动能全部转化为木星大气波动的能量. 最后得到一个描述木星大气中波动和彗星碎片参数 (半径、密度、速度) 之间关系的解析公式.

当然在文 [4] 的基础上还可进一步考虑风速随高度变化 (即剪切) 和密度随高度变化 (即分层) 的或者在可压缩情况下的木星大气中的波动以及非线性情况下激波的形成等等.

(4) Walterscheid 等 [8] 考虑了非流体静力的、可压缩的、并且非线性情况下木星大气中的波动，并设 SL-9 碎片的能量在一个半径为 250—1000 km 的圆柱形区域内段之间释放出来后，产生一个速度和相对幅度都与观测相符的引力波，并在同温层中传播. 在他们的理论中，并不需要木星大气存在一个稳定的、含水丰富的波导层，他们认为木星大气上层存在一海绵层从而不会产生波的反射.

West 等人认为在彗木相撞中所观测到的圆环大约在 10∼0.3 mbar, 之所以能看到波，是由于波动引起了冷却从而使物质凝聚. 而 Walterscheid 等人则认为能观测到波动是因为有微粒物质流入到向外运动的环所致 (这种流入是由向外运动的波动区域水平会聚引起).

3 声波

Collins 等 [5] 讨论了 SL- 9 与木星大气碰撞后所产生的声波传播. 他们考虑在绝热情况下的小马赫数 (木星大气风速远小于其声速) 的抛物线型方程，忽略 Coriolis 效应，并假设彗星碎片在木星的声道中爆炸. 他们发现从撞击地辐射出的能量在垂直方向上集中于声道中，而在水平方向则由于木星大气中带状风的剪切作用，使得声波发生折射而集中在焦散面上. 由于声波的水平群速度大约为 900 m/s, 在拍摄的照片中它藏匿在火球的遗迹中，所以要想从 Hubble 照片中证认出声波是很困难的. Collins 等人假设爆炸恰好发生于氢硫化铵云层之上，并且声波在声道中传播，利用 Voyager 数据经过计算得出的声波波前的位置和厚度与照片中大的环状特征基本一致，而且在后来的 Hubble 照片中还发现这个大环在向外运动，这些都说明它对应的是声波.

他们后来又讨论了碰撞点 G 周围的圆环结构，认为在 G 点附近出现的圆环半径与声波模型是相符的 [9]. 由于环状结构的扩展速率比该环半径所对应的速度慢，所以把它解释为单纯的平面波显然是不行的. 他们认为是声道中的波的多重路径传播所致. 根据这种假设，不同群速度的声波沿着不同的路径传播. 而且，他们在应用相似场处理后得出：如果大的圆环是声波的话，那么碰撞点 G 必然位于含水云层深处. (但是从刺入木星大气的 Galileo 探测器所发回的照片中，并没有任何表明含水云层存在)

Marley[10] 则讨论了声波的截止频率. 通过木星内部折射后，一个向上传播的压力波会在对流层顶被反射后向下传播 (如果该波周期等于该处的声波截止周期). 在木星的对

流层中，声波的截止周期随着高度的增加而减少，直到对流层顶时截止周期达到最小值 ~4 min. 返回的压力波周期若大于 4 min, 则会由于内部的折射和对流层顶的反射而被俘获在木星内部. 这种俘获波之间的干涉将会导致木星的 p-mode 振动.

然而 Zahnle 和 Mac Low 计算指出声波周期应短于 140 s, 所以不可能出现 p-mode 振动. 这样向上传播的压力波将会通过对流层顶而进入到同温层中，从而在同温层中产生周期性的温度扰动.

1996 年 Watada 和 Takata 提出在 HST 的 methane 波段中所观测到的两个以 450 m/s 和 210 m/s 速度水平传播的环应该是声波 (此前因为 Ingersoll 等人的木星大气模型与 “伽利略” 号探测器的观测资料不符，前文中也已提到). 经过计算得出，在他们的模型中，这些次声波的水平相速度比该处局域声速快，但它们的水平群速度却可以与声速的一个分量一样慢. 在次声波模式的 “水平群速度 - 水平波数” 图中可以看到，群速度的最小值大约为 200 m/s 和 400 m/s. 这与观测到的两个传播速度 450 m/s 和 210 m/s 基本相符.

4 地震波

波导管 (类似于上面提到的声道) 中声波的传播区域在对流层顶附近，在那里温度大约为 120 K, 速度大约为 900 m/s. 惯性引力波的传播区域在对流层和同温层，它的速度大约为 450 m/s. 如果说声波和惯性引力波为我们提供了 1 至 5 bar 区域内的木星大气构成的信息 [6], 那么地震波则为我们提供了更深层大气的情况. Marley[10] 计算后认为，由于波前的迹线是在作加速运动的，它的传播区域有可能直至 “金属氢的边界处 (13000 km). 在高度为 0.02 bar 处，爆炸能量超过 10^{28} ergs 所产生的波在距离碰撞中心约 $\leq$16000 km 的范围内会产生幅度超过 1 K 的温度扰动，波的到达地点和时间可以提供木星内部声速的变化情况以及氢从分子态到金属态的相变位置.

Takata 等应用 Orton 的木星大气模型计算了碰撞中所产生的地震波，他们发现水平传播的长周期的地震波被俘获在同温层中的低速度 (450 m/s) 通道中.

Zahnle 等的计算指出，SL-9 的每一块碎片进入木星大气后，减速直至大约半个标高处，然后以近乎爆炸的方式释放动能. 这种爆炸会产生很多现象，其中就包括向下传播的地震波.

Longnonne 等 [11] 计算了 SL-9 释放的能量在 10^{27}—10^{30} ergs 时的情况. 这些释放出的能量将会激发地震波. 能量大于 2.8×10^{28} ergs 时, 将会产生温度扰动幅度大于 0.01 K 、频率为 10 mHz 的压力波.

经过详细计算指出，向下传播的压力波携带着 ~15% 的初始碰撞能量 (不确定因子为 2). 地震波的传播速度是三者 (惯性引力波、声波、地震波) 中最快的 (在 2100 km 深处约为 1.8 km/s). 地震波开始时向下传播，由于随着深度增加当地声速亦增加，波也逐步被折射，传播一段距离后又反射直到大气的可观测部分，这些波的到达地点和返回时间可以为我们提供更深层大气的结构. 但是如果波源位置比波导管的下边界还深，那么声波能由管下进入管内的几率可能很小，所以我们很难观测到有关地震波的信息.

参 考 文 献

1 Ingersoll A P, Kanamori H. Geophysical Research Letters, 1994, 21: 1083-1086
2 Zhang K, Jones C, Chen D. "An Incompressible Stratified Fluid Model of the Comet's Collision with Jupiter"(to be published)
3 Ingersoll A P, Kanamori H. Nature, 1995, 374: 706-708
4 Chen D, Zhang K, Earth, Moon and Planets, 1996, 73: 23-32
5 Collins Michael D, McDonald B Edward , Kuperman W.A et al, J Acoust Soc Am, 1995, 97(4): 2147-2158
6 Harrington Joseph, LeBeau Jr Raymond P, Backes Karl A, et al, Nature, 1994, 368: 525-527
7 Gill A E, Atmosphere-Ocean Dynamics, San Diego: Academic Press, 1982
8 Walterscheid R L, Brinkman D G, Schubert G. ICARUS, 2000, 145: 140-146
9 Collins Michael D, McDonald B Edward, Kuperman W A, et al, J Acoust Soc Am, 1997, 102(5): 2487-2493
10 Marley Mark S., The Astrophysical Journal, 1994, 427: L63-L66
11 Lognonne P, Mosser B, Dahlen F A, ICARUS, 1994, 110: 180-195

The Waves Caused by the Impact of Shoemaker-Levy 9 with Jupiter

CHEN Dao-Han BAO Gang

(*Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing* 210008)

(*National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100012)

Abstract During the period 18-24 July 1994,over 20 fragments of comet Shoemaker-Levy 9 collided with Jupiter.Images taken by the Hubble Space Telescope bring to light the dynamic responses of Jupiter's atmosphere to the impact of comet Shoemaker-Levy 9. The importances are the observed circular rings surrounding five of the impact sites and spreading outward at a constant velocity of 450 m/s.The circularity of the rings suggested that they are waves.Beacause the wave speed appears to be constant for impacts of varying sizes,it is inferred that the propagation velocity is independent of explosion energy which implies a linear wave.

We provide a review on three candidate wave types of the impact-induced waves used by current theories, i.e. inertia-gravity waves,acoustic waves and seismic waves,with emphasis on the former two types.

Key words wave, planets: comet: SL-9