

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2014.02.06

彗状致密 H II 区的动力学模拟研究进展

朱逢尧, 朱青峰

(中国科学技术大学 天文学系, 合肥 230026)

摘要: 研究表明, 在新形成大质量恒星辐射的影响下, 分子云中会形成高密度的 H II 区。近年来观测到一些非球对称彗星状致密 H II 区, 学者们为了解释这类目标的产生, 先后建立了一系列 H II 区动力学模型。这些工作有利于进一步认识致密 H II 区的形成和演化及大质量恒星的形成。这里介绍了彗星状致密 H II 区的模型模拟和计算方法方面的研究进展, 阐述了香槟流和弓形激波两种解释模型的异同, 以及该领域未来的发展方向。

关键词: 流体力学; H II 区; 恒星风; 星际介质

中图分类号: P155.1 **文献标识码:** A

1 引 言

大量观测研究表明, 在星际空间中存在着一些分子云, 其物质密度相对普通星际空间介质密度较大。一般大质量恒星形成于分子云物质密度较高处, 在大质量恒星形成后, 其向外发出的电离光子辐射以及恒星风将显著影响周围环境物质的物理状态。特别地, 紫外光子将电离周边气体, 形成一个包裹恒星的电离气体区域, 称为氢二区 (或 H II 区)。假设恒星周围的气体具有相同的初始条件 (温度、密度和成分组成等), 形成的 H II 区将呈现球对称的形态, 又被称为斯特龙根球 (Strömgren sphere)^[1]。在宇宙中由于这种对于恒星形成区域物理化学条件的理想假设很难实现, 事实上这样球对称的斯特龙根球很少能够被观测到。根据分子云物质坍缩的恒星形成理论, 年轻恒星周围的物质并非均匀各向同性的, 而是存在密度梯度 dn/dr ^[2]。密度梯度的存在使得新生成的 H II 区内产生压强梯度 dP/dr , 进而导致该区域的气体在压强梯度的影响下从压强较高处流向压强较低处, 从而展现出如 Keto 等人^[3] 在 1995 年的工作中所提到的一种不同于简单斯特龙根球的动力学形状 (如图 1 所示)。观测证据方面, 1994 年 Kurtz 与合作者在对分子云内部的 H II 区的射电波段的调查中发现, 约有

收稿日期: 2013-09-28; 修回日期: 2013-11-27

资助项目: 国家自然科学基金主任基金 (10843008); 973 项目 (2012CB821805); 教育部博士点基金 (201113402120018); 安徽省自然科学基金 (1408085MA13)

通讯作者: 朱青峰, zhuqf@ustc.edu.cn

16% 的观测对象具有彗星状的形态^[4], 这与 Wood 和 Churchwell 1989 年的结果一致^[5]; 随后在 Walsh 等人 1998 年的调查里^[6], 伴有脉泽现象的分子云所含的 H II 区中, 约有 30% 的观测对象具有彗星状的形态; 而在光学波段可辨别的 H II 区中, 约有 14% 在射电波段也展现出了彗星状的形态^[7]。当恒星附近形成 H II 区时, H II 区边界上会形成一层高密度气体组成的壳层, 这些高密度的环境有利于新恒星的形成, 这已被许多观测结果所证实^[8]。彗星状 H II 区的形成也是如此, 例如在彗星状 (或者其他类似形状如瑞利泰勒指状结构) H II 区的头部区域内, 在 H II 区的扩展过程中头部气体在电离气体的挤压下密度提高, 形成有利于恒星形成的环境^[9]。在彗星状 H II 区的内部和尾部, 气体的密度梯度逐渐降低, 从而降低了该区域内的恒星形成率。2009 年 Reach 和其合作者对 IC1396 进行观测, 在识别出的年轻恒星中, 有 3 个出现在指状结构 H II 区头部区域电离波前的外侧, 有 1 个出现在内侧; 这为彗星状 H II 区对恒星形成产生影响的理论设想提供了观测依据^[10]。

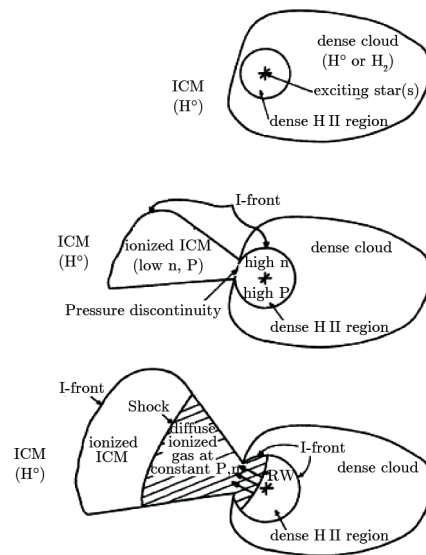


图 1 香槟流模型下彗星状 H II 区的形成过程^[11]

起初 H II 区在分子云内形成并逐渐扩张, 当 H II 区的边界突破分子云之后, 电离波前以极快的速度在星际介质中扩展。H II 区内的气体则在压强的作用下以较慢的速度在激波的引导下进入分子云外新形成的电离区域, 同时分子云内 H II 区的气体密度降低。

为了解释和模拟验证这些假设并与观测作对比, 许多学者与研究小组先后建立了 H II 区动力学模型, 开展数值模拟和计算验证的工作。由于观测到的年轻的 H II 区常常展现出与球对称模型不同的形态, 特别是具有彗星状喷流形态的致密 H II 区常被称为气泡爆裂 H II 区 (blister H II regions), 或香槟流 (champagne flow) H II 区; 因为其形态与气泡爆破后气体喷射而出的状态或者香槟酒瓶盖打开后液体向外喷射而出的状态类似, 故该类模型也被称为香槟流模型 (champagne flow models), 猎户座星云即属此类 H II 区。

分子云中的氢元素主要以氢分子 H_2 的形态存在。在宇宙射线的影响下, 分子云表层区域内的氢元素可能以中性原子的形态存在; 同时这些分子云常常呈现出从中心向外围密度从

高到低的现象。而香槟流模型所涉及的内容就是在这样一种密度梯度存在的条件下,新形成的大质量恒星发射光子电离周围气体并推动周围气体运动演化的过程^[2]。在近十几年的研究中,研究者们也逐渐在这个模型的基础上加入了诸如恒星风、电磁相互作用、特殊的密度梯度变化、恒星本身相对分子云存在运动速度以及不同的元素丰度对于当地加热制冷的影响等内容^[12-14];这些新加入的内容有助于我们更加深入了解致密 H II 区和大质量恒星的形成。

本文将重点介绍有关香槟流或者类似用于解释 blister 类型致密 H II 区的模型构建的理论基础和研究进展。在第 2 章,我们将阐述构建香槟流或者类香槟流模型的理论基础。在第 3 章,描述该类模型在实际应用中进一步的发展:通过实际的计算模拟对比香槟流模型和弓形激波模型的异同,并介绍了三维磁流体力学计算方法在香槟流模型中的应用。第 4 章,我们将阐述不稳定性 and 计算方法对模拟结果的影响。

2 模型构建的理论基础

星际介质粒子之间的间距与分子云分布的尺度相比很小,因此可以将这些介质粒子整体看作一团连续的气体,而不是离散的多个质点。这样我们能够对这些气体应用流体力学的相关理论。

2.1 理想状态下流体力学方程

一般在香槟流模型的力学演化计算中采用的是显性二维轴对称的流体力学计算方法,也就是应用二维轴对称的欧拉公式进行数值计算:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad , \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla P = 0 \quad , \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E+P)\mathbf{v}] = 0 \quad . \quad (3)$$

以上方程中 ρ 代表局域的气体密度, \mathbf{v} 代表速度矢量, P 代表局域压强 $P = \rho RT(1 + x_{\text{H}^+})$, E 代表局域的能量密度 ($E = \frac{3}{2}P$), R 是里德堡常数, x_{H^+} 代表局域气体的电离程度(被电离的氢离子占总氢元素的比例)。当然,在二维轴对称的坐标系统中,所有矢量方程都可分解为沿径向 r 方向和轴向 z 方向的两个分量方程,即式 (2) 也可以分成径向和轴向的两个动量分量方程,同时矢量 \mathbf{v} 也可以分成径向速度 v_r 和轴向速度 v_z 。

在实际数值模拟工作中,由于计算机处理的对象必须是一系列离散的格点上的数值,所以数值计算过程中必然涉及到对各种实际连续的物理量通过离散格式方法采样,并用离散方法处理流体力学的问题。而不同的数值计算的处理方法,也会对计算的稳定性、计算时间的长短、计算数据的多少等等因素有重大的影响。随着计算流体力学和计算机技术的发展,研究者所应用的方法也在不停地变化^[12, 15, 16]。

2.2 辐射转移与能量变化的处理

如引言中所提及的, 恒星的光子辐射是新形成恒星对周边环境气体产生影响的主要途径。通过辐射转移相关理论我们知道, 恒星发射的光子, 会在向外传播的过程中逐渐被当地的气体物质吸收或者散射。如果只考虑周围气体与电离辐射光子产生的光电效应和光子传播导致的稀释作用, 我们就可以得出如下公式:

$$\frac{\partial F_\nu}{\partial r} = -k_\nu F_\nu \frac{\rho}{m_h} (1-x) - \frac{2F_\nu}{r} \quad . \quad (4)$$

其中 F_ν 是频率为 ν 的电离辐射强度, r 代表格点与恒星的距离, k_ν 代表对频率为 ν 的光子的吸收系数, m_h 代表氢原子的质量。一般模型里, 物质组成只考虑氢元素, 其他元素对吸收系数产生的一些不可忽略的影响, 将包含在具体的能量计算方程中。

如果假设局部区域达到电离复合平衡, 也就是局部区域的电离气体与电子复合成中性气体的速率与中性气体被电离的速率相同, 在这种情况下有:

$$\begin{cases} k_\nu F_\nu \frac{\rho}{m_h} (1-x) - \alpha \left(\frac{\rho}{m_h} x \right)^2 = 0 \quad , \\ \frac{\partial F_\nu}{\partial r} = -\alpha \left(\frac{\rho}{m_h} x \right)^2 - \frac{2F_\nu}{r} \quad . \end{cases} \quad (5)$$

其中 α 代表复合系数。

根据光致电离理论, 当一个粒子与光子碰撞, 如果光子能量超过粒子电离能, 电子将有可能脱离原子核库仑力的束缚, 与粒子分离, 成为自由电子; 同时原来的粒子将失去电子而成为电离度高一阶的离子。在这个过程中, 电离光子高于粒子电离能的那部分能量就会转化成为电子的动能从而加热当地气体, 这个过程是 H II 区电离气体加热的主要机制; 因为气体的温度是用电子温度或速度来衡量的, 密度足够高, 电子之间能够达到热平衡。

在电离复合平衡的情况下, 被电离的粒子数与同电子复合的离子数相等。在这个过程中电子失去动能与离子复合并发射光子, 相当于冷却气体。计算整个电离复合过程的效果得到^[17]:

$$\Gamma = n_e n_i \sum_j (\langle w \sigma_{cj} \rangle \overline{E_p} - \langle w \sigma_{cj} E_e \rangle) \quad . \quad (6)$$

上式中, Γ 代表单位时间单位体积内由于电离复合过程而产生的热量, n_e 代表电子数密度, n_i 代表离子数密度, j 代表离子复合成为能级为 j 的中性原子, w 代表速度, σ_{cj} 代表复合成为能级 j 的原子的截面积, $\overline{E_p}$ 代表平均的光子减去电离能后的剩余能量, 而 E_e 代表被俘获的电子动能。从式 (6) 中我们可以得知, 由于被俘获的电子动能 E_e 大小是由该局域内的温度高低决定的, 当温度高时 Γ 为负, 当温度低时 Γ 为正, 所以这个机制起到平衡 H II 区温度的作用。一般地, H II 区的平衡温度在 10^4 K 左右。

除了离子复合与中性原子的电离造成的温度变化, 在正常的金属丰度情况下 (与太阳金属丰度相似), H II 区另一个重要的制冷机制是各种离子与电子的非弹性碰撞^[12, 17]。通过非弹性碰撞, 电子失去其原有的部分动能, 使得离子或者原子由低能级跃迁至高能级并产生自

发辐射,从而冷却气体;反之,离子也可能由高能级跃迁至低能级将能量转移成为电子的动能,从而加热气体。这两种过程是 H II 区重要的冷却方式。近年来由于计算机技术的进步,计算速度大大提高,因此凡涉及到宇宙气体加热或者制冷方面内容的计算模型中,总是尽可能考虑更多的元素在其中所产生的作用。而在研究电子与离子碰撞所产生的冷却效应的具体数值方面,Dalgarno 与他的同伴在一系列研究中提供了可靠的数值依据和计算方法^[18, 19]。

2.3 简单 H II 区扩展理论和模拟结果

2.3.1 简单 H II 区扩展理论

假设我们对于恒星周边环境做最简单的设定,即在初始状态下,不同位置处的密度、温度、速度等物理量都是完全相同的,那么当某处形成新的恒星之后,在恒星周围会形成一个由氢离子和电子所组成的球形区域(H II 区)。在 H II 区外恒星的电离光子因为被遮挡而无法影响当地的气体。能量低于氢原子电离能的光子会透过 H II 区,解离 H II 区以外的氢气分子,形成一个由中性氢原子气体组成的更大半径的球形区域,称作 H I 区或光致解离区(photodissociation region, PDR)^[19];更外部则是由氢气分子 H₂ 组成的分子云及更外部的云间稀薄星际介质。此处只考虑氢元素的成分,氦元素和其他金属元素的贡献未包含在内。

H II 区和 PDR 区由电离波前(ionization front, IF)分隔。一般地,在电离面处,H II 区和 PDR 区两边的密度和温度可以看成是间断非连续的,同时会伴随有超声速激波(shock)的产生。理论上电离面向外的扩展速度会遵循如下公式^[17]:

$$R_i = R_s \left(1 + \frac{7 C_{\text{II}} t}{4 R_s}\right)^{4/7}, \quad (7)$$

$$R_s = \left(\frac{3 L_{\text{uv}}}{4 \pi n_0^2 \alpha}\right)^{1/3}, \quad (8)$$

其中 R_i 代表 H II 区的半径, R_s 代表初始时的斯特龙根球半径, C_{II} 代表电离气体的声速, t 代表时间, L_{uv} 代表单位时间恒星所发出的电离光子数, n_0 代表初始中性氢原子密度。

在 H II 区的演化中,由于 H II 区内的气体被电离与加热,从而使得 H II 区内气体的温度和压强(一般温度在 10^4 K 的量级上)都远远高于电离面以外的中性氢原子气体($10 \sim 100$ K);因此,会在 H II 区和 H I 区的交界处形成激波, H I 区内的气体会在巨大的压强作用下被向外推动,而 H II 区内的气体密度则会逐渐减少。在这种情况下持续的过程中,被电离气体推动的气体会在电离面外侧形成一个厚度相对 H II 区半径来说比较薄的高密度壳层,电离光子的吸收和消耗主要发生在该壳层内。

2.3.2 简单理论下的模拟结果

最早提出香槟流模型概念的是 Tenorio-Tagle, 1979 年前后他与 Bodenheimer、Yorke 一起共同做了许多这方面的工作,获得了最早的模拟结果^[2, 11, 20]。

他们将初始情况下的物质分隔成外围高温低密度的中性氢 (5000 K, 1 cm^{-3}) 和内部低温高密度的分子云 (10 K, 10^3 cm^{-3}), 同时将新形成的恒星放置在分子云中靠近两种形态氢元素气体交界面的位置,以求 H II 区能够很快地扩散到中性氢原子的区域。由于受当时计算条件的限制,计算的格点数相对较少;同时在流体力学方程的处理上较简化,没有加入能量方程计算能量的动态变化,而是人为地设定被电离的氢离子温度等于平衡温度 (8100 K), 并

且只计算了恒星电离辐射的影响而没有考虑恒星风的作用。

虽然有这些限制, 但 Tenorio-Tagle 及其合作者通过研究解释了当时的一些观测结果, 同时给出了彗星状 H II 区形成的完整过程 (见图 2), 演化过程中电离气体能达到的最高速度的量级 (10 km/s), 以及恒星辐射对周围气体动能变化的影响方式等; 也最先给出了电离气体从高密度的分子云中扩展超出分子云范围之后, 怎样如喷泉般涌出的形态。

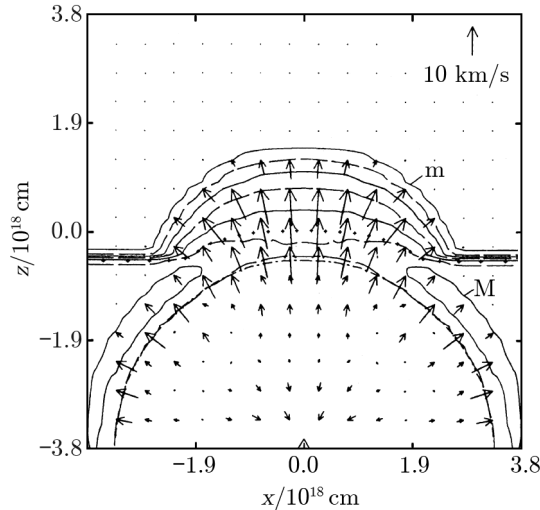


图 2 香槟流模型计算的结果示意图^[2]

图中箭头代表速度, 连线代表密度等高线, 三角代表恒星所在位置。下方是分子云, 上方是星际介质所在区域。当 H II 区边界扩展至分子云边界以外的時候, 气体在 H II 区内外压强差的推动下, 以 10 km/s 量级的速度向外运动。同时, 分子云内由于物质密度远高于分子云外, 所以 H II 区的膨胀速度远远低于分子云外。

2.4 恒星风的影响和相应的模型

随着对气泡爆裂 H II 区研究的不断开展, 研究者们逐渐意识到恒星风对于 H II 区形态演化的重要性, 因此开始在计算的时候将恒星风的因素加入其中。

2.4.1 恒星风的影响

恒星风对于周边环境所造成的结构性影响, 天文学家们已建立较成熟的理论模型^[21, 22]。图 3^[23] 为我们展示了在恒星风和电离辐射的作用下, 恒星周边环境的整体结构。

如图 3 所示, 中心恒星发出的恒星风, 首先在中心白色区域内以一种完全不受阻碍同时绝热的方式进行超声速的流动, 一般认为此区域的气体温度应与恒星表面的温度相近; 接着, 当超声速流动的气体经过反向激波 (reverse shock) 后, 由于降低速度, 动能转化成为了热能, 于是被加热到 $10^6 \sim 10^8$ K 高温; 由于高温而产生较高的压强, 使得高温的恒星风物质如 2.3 节所描述的电离气体推动中性气体一样推动辐射加热的电离气体。同样地, 在恒星风物质区域 (淡灰色区域) 和光致电离加热的电离气体 (灰色区域) 所充满的区域之间, 也会形成一个高密度的壳层和激波 (深灰色薄壳层)。在这个高密度的壳层以外依次则是之前被提到过的, 受恒星光子影响而形成的 H II 区与 H I 区的结构。

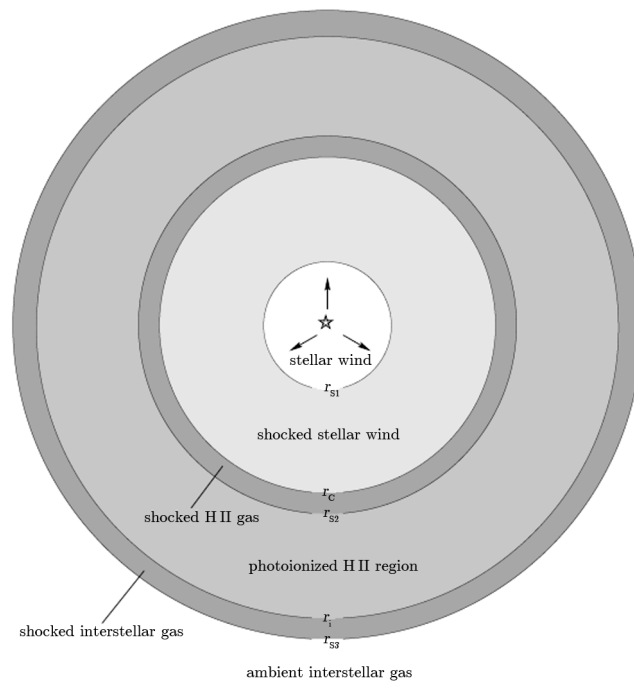


图 3 恒星风作用下 H II 区气体结构示意图^[23]

由内到外分别为恒星风自由流动区域，减速后被加热的高温恒星风物质，被恒星风推动形成高密度壳层的电离气体，单纯被恒星辐射电离的 H II 区，H II 区边界上的高密度壳层和未受影响的中性气体。

值得一提的是，被高速恒星风物质加热的区域与外层被电离辐射单独加热的 H II 区气体之间的高密度壳层，会因为其密度的增加而增大氢离子与电子复合的几率，从而减少逃逸出该区域的电离光子。在此作用下，外围 H II 区的范围反而会在早期的演化中逐渐变小，甚至达到电离面与内部壳层重合的结果。但是从长期来看（几十万年到百万年），恒星风的加入会加速电离气体向外膨胀。

2.4.2 考虑恒星风的模型

1997 年，Comerón^[12]在模型中尝试加入了恒星风的因素。根据常见的恒星风物理量设定恒星风的终极速度，恒星因为恒星风向外流失质量的速率，恒星表面的有效温度以及产生电离光子的速率（例如，O4 型恒星，辐射电离光子数的速度为 $8.5 \times 10^{49} \text{ s}^{-1}$ ，恒星的有效温度是 50 000 K，通过恒星风向外流失质量的速率是 $7.0 \times 10^{-6} M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$ ，恒星风最大速度为 $3250 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ）。由于恒星风的加入，大大加快了电离气体膨胀的速度（如图 4）。

Comerón 除了考虑恒星风对 H II 区形态演化的作用之外，还增加了流体力学的能量守恒方程，加入了对气体的一些加热制冷过程，从而使计算的结果更加可靠与精确。

虽然从整体上看，恒星风并没有从性质上改变香槟流电离气体从高密度的分子云气体内如喷泉涌出的扩张形式（如图 5），然而，由于恒星风的作用使得 H II 区的膨胀速度加快，整个演化过程能够卷入更多的周边物质。同时，由于恒星风的加入，在向外流动的过程中恒星

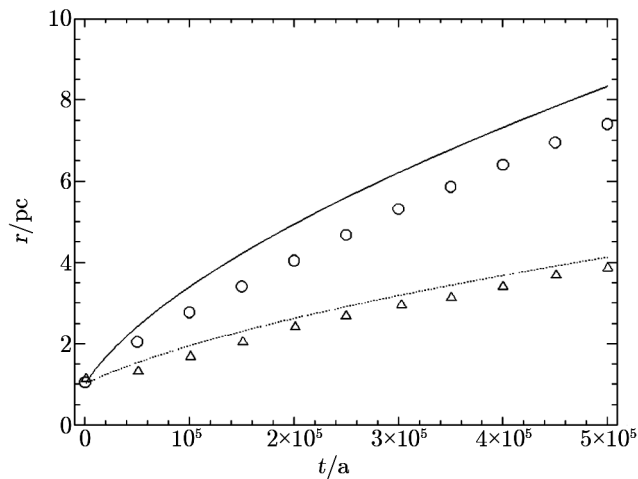


图 4 有无恒星风情况下电离面的演化比较^[12]

连线与空心圆代表的是有恒星风情况下电离面理论半径和计算结果, 断线与三角代表的是无恒星风情况下电离面半径的理论值和计算结果。

风物质所携带的动能受外围低速气体阻碍而降低并转化为热能, 该热能使得气体的最高温度能够达到 10^8 K 的量级, 最快速度达到了 10^3 km/s 的量级。

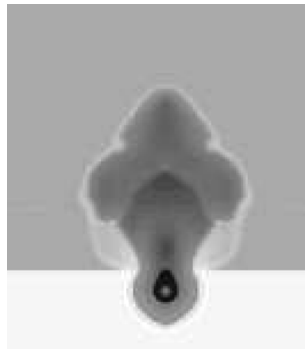


图 5 恒星风和恒星电离辐射共同影响下 H II 区的演化^[12]

颜色由浅到深代表密度由高到低。中心深色区域为恒星所在由恒星风主导的区域, 该区域以外是 H II 区的电离气体。

2.5 弓形激波模型 (bow shock model)

弓形激波模型也同样是用于研究彗星状 H II 区的一种模型。香槟流模型认为, 这种现象主要是气体密度的不同导致彗星状 H II 区电离区向高密度区域方向的膨胀受到抑制, 电离气体由高密度区向低密度区的流动造成的; 弓形激波模型的观点是, 这种现象是由一个相对分子云气体超声速运动的恒星通过恒星风影响周围气体造成的。

2.5.1 早期弓形激波模型

早期的弓形激波模型主要使用拉格朗日方法进行计算^[24]。1991 年 Mac Low 等人假设恒

星风的动量与周围分子云的冲击压达到平衡,并以平衡位置来确定电离壳层的位置。他们认为,在恒星风气体主导与辐射电离气体主导区域之间的冷却区域 (cooling region) 内,物质的冷却时间远远小于动力学时标;因此,内部恒星风物质携带的热量在通过冷却区域的过程中会立刻损失,以致弓形激波对于外围气体只有动能上的影响而没有热能的传递。

模型将电离壳层分割成多个部分,然后通过对这些部分的质量、动量和位置的计算得到壳层各个部分的厚度 (见图 6)。

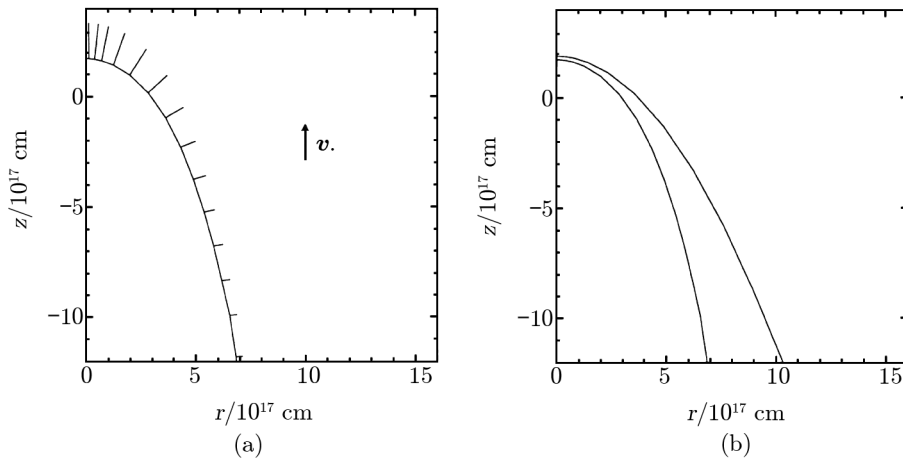


图 6 通过数值计算得到的弓形激波所在的位置和速度 ((a) 图) 以及电离层的厚度 ((b) 图)^[24]
(a) 图中的曲线连线为电离壳层所在位置; (b) 图的内外两条曲线代表壳层的内外边界。

2.5.2 改进的弓形激波模型

Mac Low 等人^[24-26] 虽然通过 2.5.1 节提到的方法成功地模拟出了弓形激波的形状,电离层的厚度,在此基础上得到辐射光谱,并与实际观测到的光谱相比较。可是其方法过于简单,不能给出每个局部区域内各个物理量详细的描述,特别是弓形激波处的冷却效率并不一定足够有效,因此 Comerón 等人在 1998 年用欧拉方法对弓形激波模型进行了模拟^[27]。

Comerón 这次采用的流体力学计算方法与其在 1997 年计算香槟流模型时^[12]几乎相同。主要的不同在于使用弓形激波模型恒星超声速移动的假设替代香槟流模型密度梯度的假设。他们采用香槟流模型中有关加热和冷却机制的计算方法,并与 Mac Low 等人在立即冷却 (instantaneous cooling) 假设下得到的计算结果作了有意义的比较。

在恒星风的动量与周围气体冲击压强的平衡假设下可以得到:

$$R_0 = \sqrt{\frac{\dot{M}_w v_w}{4\pi\rho_a v_\infty^2}} \quad (9)$$

其中 ρ_a 代表周围气体的密度, R_0 代表恒星风与周围气体压强平衡处与恒星的距离。在立即冷却理论中,半径 R_0 处应该存在密度很高、温度较低的薄层,而且 R_0 也将直接定义弓形激波拱点 (在恒星移动方向上与周围气体的冲击压强达到平衡的点) 的位置。但是当冷却效率没有达到一定程度时,出现的可能是一层密度较小而温度较高较厚的气体。

除了对冷却效率不同造成的不同结果进行对比, Comerón 与他的合作者在此工作中也比较了在不同恒星风强度、恒星运动速度以及周围气体密度的条件下, 弓形激波模拟结果的不同。

通过对比不同条件下的模拟结果, 发现: 较慢的恒星移动速度和较强的恒星风有利于形成弓形激波; 反之, 较快的恒星移动速度与较弱的恒星风则可能不能产生弓形激波。同时研究也发现, 太高的恒星风强度会引起弓形激波的不稳定。图 7 给出了弓形激波的演化过程。

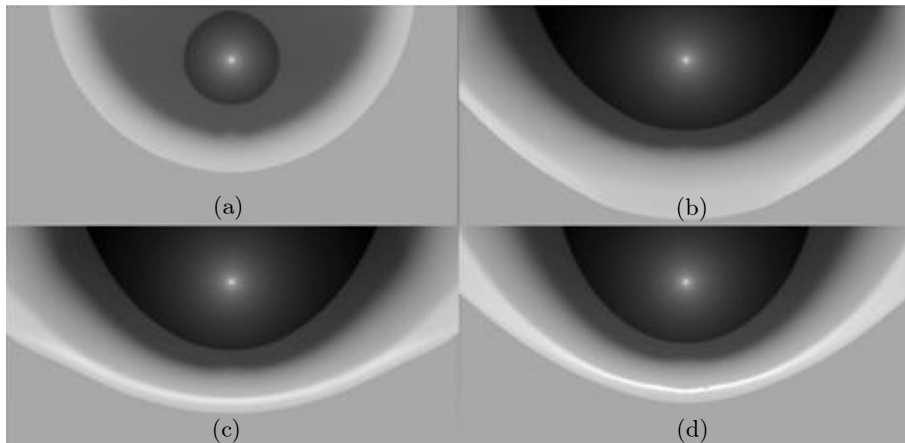


图 7 弓形激波的演化过程^[27]

浅色代表密度较大, 4 幅图分别为 (a) 刚开始, (b) 3×10^4 年, (c) 5×10^4 年, (d) 3.2×10^5 年时的结果。中心的亮点为恒星所在位置, 外侧白色薄层代表 H II 区边界处高密度的壳层。

3 动力学演化模型的进一步发展

3.1 香槟流模型和弓形激波模型比较

在早期的数值模拟工作中, 密度和温度在均匀一致高密度低温分子云气体和均匀一致低密度高温星际介质之间的交界面处是不连续的。研究人员逐渐认识到, 这样的假设相对简单和理想化, 实际情况中, 物理量的变化应该是连续渐变的。

Arthur 在 2006 年的工作加入了这一思想。她将香槟流模型的计算, 应用到一个高密度梯度而又连续变化的分子云区域中, 同时比较在不同密度梯度、不同恒星风的大小及有无恒星风的情况下, 对模拟结果造成的差别。另外, 她还将香槟流模型的结果与弓形激波模型的结果相比较, 得出了一系列有趣的结果^[16]。

在 Arthur 的研究中, 通过比较不同假设下的计算结果, 得出了一些重要的结论: (1) 包含恒星风的香槟流模型中, 由于恒星风推动外侧气体高速运动 (图 8(b)), 在气泡爆裂 H II 区的头部两侧形成一层密度较高的薄层, 导致边缘增亮的结构 (limb-brightened morphologies), 而这个结构在没有恒星风存在的模型中是不会出现的 (图 8(a))。 (2) 在密度梯度较高的情况

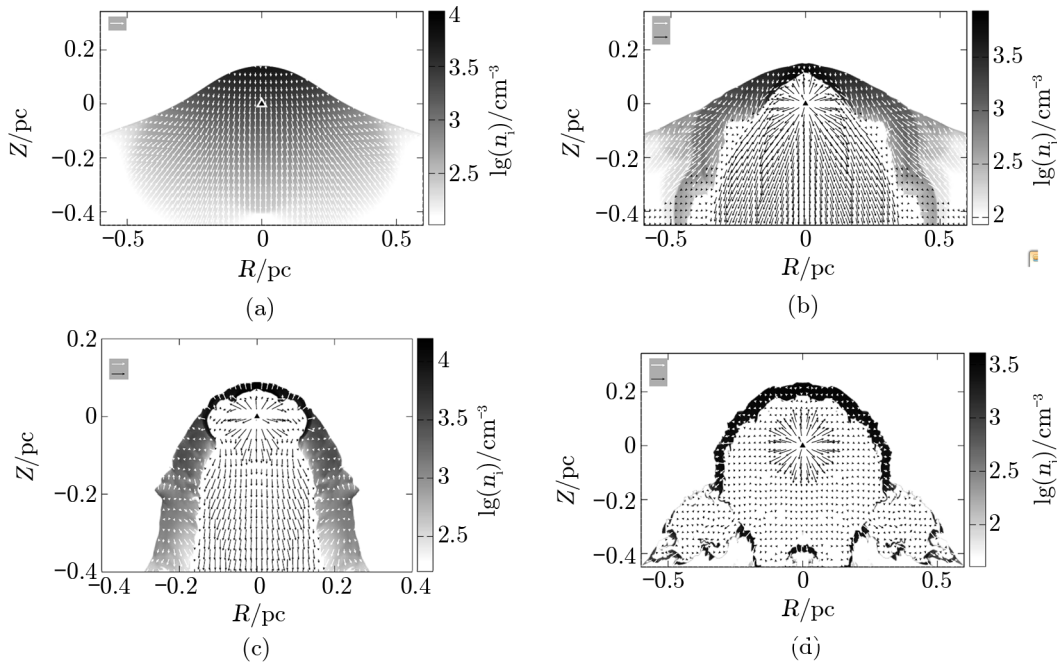


图 8 香槟流与弓形激波的模拟结果^[16]

颜色由深至浅代表密度由高到低。(a) 为无恒星风香槟流模型；(b) 为有恒星风高密度梯度环境下香槟流模型；(c) 为弓形激波模型；(d) 为有恒星风低密度梯度下香槟流模型。白色的箭头表示小于 30 km/s 的速度，黑色的箭头代表大小为 30 ~ 2000 km/s 的速度。

下，相对高密度的区域都集中在 H II 区的头部，因此更容易导致边缘增亮的结构；而在密度梯度较低的情况下，恒星风与电离高温气体的膨胀对 H II 区外侧气体密度大小的影响大于密度梯度的影响，所以 H II 区的头部与侧面的密度相差不大，因此不会出现边缘亮的结构（对比图 8(b) 和 (d)）。(3) 在香槟流和弓形激波两种模型的结果中，都可以发现 H II 区头部的激波越过电离面在中性气体中传播，中性气体受激波影响被加速到大约几千米每秒的速度，这种效应可能在一些谱线的观测中被发现。(4) 当观测者以平行于球坐标对称轴的方向，从 H II 区的尾部向头部观测时，在香槟流模型的假设下 H II 区的头部区域（该区域内密度梯度造成的压强差对速度的影响大于恒星风的影响，从而使得当地的气体会向着恒星的方向移动）应该能够观测到蓝移现象，同时在靠近恒星的区域（该区域内恒星风对速度的影响大于密度梯度的影响）能够观测到红移现象。相对地，在弓形激波模型的假设下，在头部区域只能观测到红移现象（对比图 8(b) 和 (c)）。(5) 谱线观测中，在香槟流模型的假设下，最大的线宽应该出现在 H II 区的尾部；在弓形激波模型假设下，最大的线宽应出现在恒星附近的头部^[16]（对比图 8(b) 和 (c)）。

3.2 三维磁流体力学方法下香槟流模型的应用

随着对气泡爆裂 H II 区研究的深入以及近年来计算技术的发展，研究者们逐步开始三维非对称条件下的模拟。

Gendelev 和 Krumholz^[28] 在 2012 年的工作中, 将磁流体力学方程应用到香槟流模型中, 用以研究新恒星对分子云的作用。模型中没有考虑恒星风的作用, 在没有磁场与有磁场存在的情况下比较两种计算结果; 同时也对无密度梯度与有密度梯度 (在模拟中, 他们将模拟区域分为密度不同的两块, 左边为统一的高密度区域 63 个氢原子/cm³, 右边为统一的低密度区域 0.055 个氢原子/cm³) 的情况作了对比。

他们发现磁场的存在大大限制了磁感应线垂直方向上物质的运动, 而对磁感应线平行方向上的物质运动则没有这种限制。

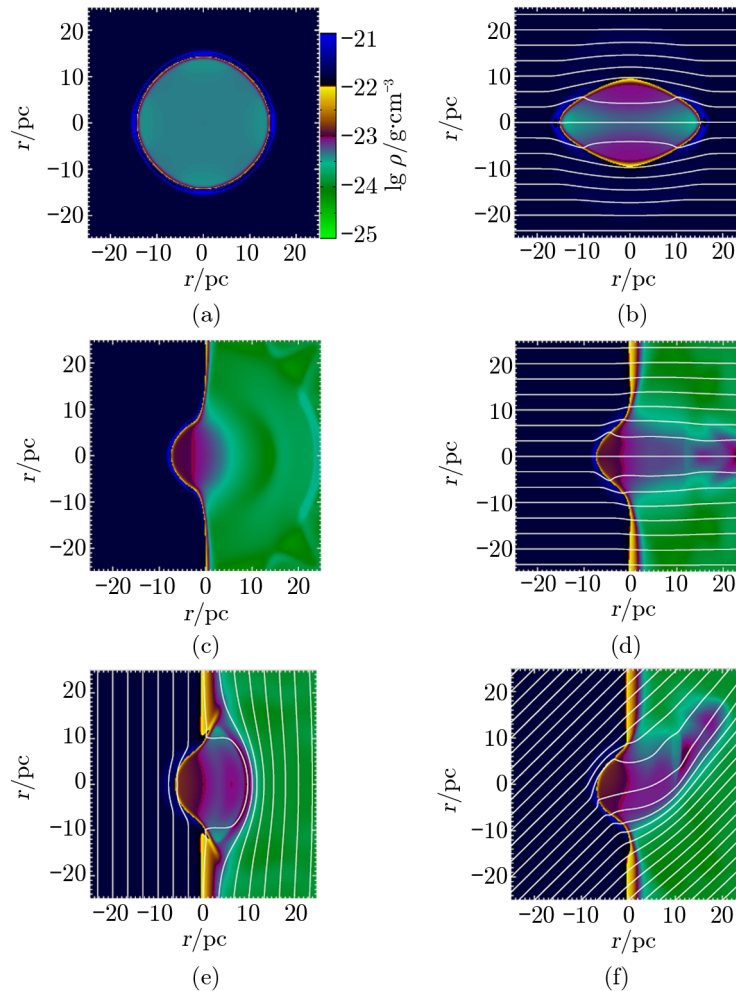


图 9 有无磁场影响下模型演化的对比^[28]

(a) 图为无磁场无密度梯度情况; (b) 为有磁场无密度梯度情况; (c) 为无磁场有密度梯度; (d)、(e)、(f) 分别为磁场与密度梯度方向平行、垂直与成 45° 方向的情况。图中的结果展示了磁场对于垂直磁感线方向上运动的约束效果。

除此之外, 他们在对动能、磁能与 H II 区的范围做进一步对比后, 得到以下结果: (1) 在无磁场的条件下, 有密度梯度时 H II 区扩展会快于无密度梯度时的结果, 但是慢于理论计算

的结果。扩展速度慢于理论预期是由于理论计算中假设 H II 区中的气体处于等温和等压强状态,然而实际计算中不是如此。(2) 在演化过程中被 H II 区的高压推动而进入 H II 区外侧壳层内的物质质量,有磁场时要多于无磁场时。无密度梯度的条件下模拟的结果要多于有密度梯度的情况,不过前者不到后者的两倍;考虑到前者整个包裹在高密度区域内,而后者只有半个球面在高密度区域内,这说明有密度梯度的情况下, H II 区的快速膨胀使得壳层质量的增加更加有效率。(3) 虽然结果表明无磁场条件下壳层物质的总动能高于有磁场的情况,然而有磁场的情况下磁能的增加远高于动能的损失,所以后者所具有的总能量远高于前者,即在有磁场的情况下,恒星的形成对于分子云能量的影响更大。

这次模拟的结果表明,在新恒星对分子云作用的研究中磁场的影响与 H II 区气体运动的影响有着同样的重要性。不过值得注意的是,研究者们对 H II 区所在环境中磁场的大小仍存在争议,若真实的磁场强度远小于 Gendelev 等人工作中假设的强度,那么他们这一结论的可靠性就值得怀疑。

4 不稳定性 and 计算方法

4.1 不稳定性

在流体力学方法的实际计算过程中,因为舍入误差或者其他计算方法中产生的一些数值上的误差影响,不可避免地会导致不稳定性。这些物理问题中的不稳定性也是研究者们感兴趣的方向之一。

H II 区的动力学演化中,瑞利泰勒不稳定性 (Rayleigh-Taylor instability) 是最常见的一种不稳定性。这种不稳定性出现在低密度流体加速高密度流体时^[17], H II 区内低密度电离气体推动 PDR 区高密度中性气体就属于这种情况。理想情况下电离气体与中性气体平衡时,电离面是平滑的。但是实际情况中由于存在扰动,使得在 H II 区膨胀的过程中一部分高密度的中性气体会陷入内部,而低密度的电离气体则绕过这部分气体继续向外膨胀。当这种不稳定性进一步发展时,电离面会更加凹凸不平,最终产生瑞利泰勒指状结构 (如图 10)。Capriotti 在 1973 年演示了一个范例:一个加速膨胀的 H II 区外部——由中性氢原子组成的壳层,在瑞利泰勒不稳定性的作用下,由一个整体分裂成多个不相连的部分^[29]。

在冷却效率相对高效的情况下, H II 区演化中形成的壳层会呈现出高密度、低厚度的形态,在这样的形态下就必须考虑薄壳层不稳定性 (thin shell instabilities) 的影响。Vishniac 在 1983 年研究了一个由内部高温气体压强与外部高速物质的冲击压强平衡的薄壳层的事例。在这个例子中,内部的气体压强是各向同性的,而外部冲击压力的方向却平行于外部高速物质的运动方向。如果壳层表面是一个理想的平面,则壳层内外两部分的压力可以达到平衡;如果壳层表面有褶皱起伏,则壳层内外的压力会失去平衡,并继续产生一种不断增长的振荡^[30] (见图 11)。除此之外, H II 区快速膨胀时,壳层各部分密度的不同会产生光深的不同,这会导致遮蔽不稳定性 (shadowing instabilities)。Williams 在 1999 年的研究表明,遮蔽不稳定性会导致壳层的动力学演化更加的不稳定并加剧壳层各部分光深的不同,最终导致

H II 区中的高压气体与辐射光穿过壳层一些密度较小的区域, 深入外侧的中性气体中^[31]。

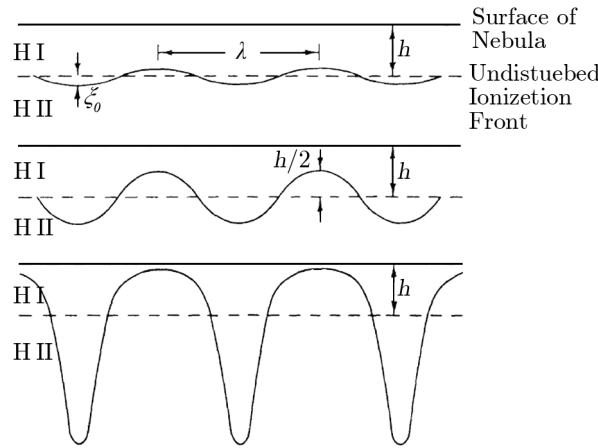


图 10 电离面在瑞利泰勒不稳定性影响下的演化^[29]

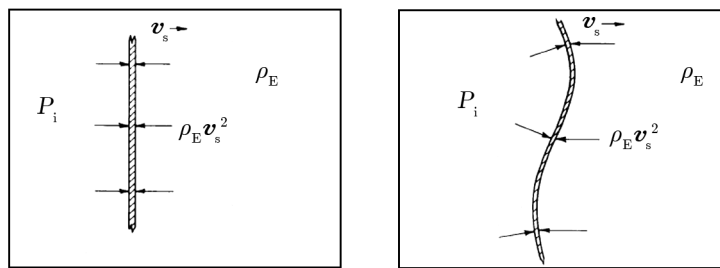


图 11 当壳层表面有起伏时内外压力的不平衡^[30]

接触面右侧的冲击压强方向始终平行于速度方向, 而左侧气体压强的方向则随着接触面的形变而改变。

4.2 流体力学计算方法介绍

目前天体物理问题的流体力学计算模拟, 主要使用三种计算方法: (1) 拉格朗日方法, (2) 平滑粒子流体力学方法, (3) 欧拉方法。拉格朗日方法使用的是随体法, 其网格的节点就是流体的质点, 其缺点是在大形变的情况下应用困难。平滑粒子流体力学方法是一种无网格方法, 这种方法首先在天体物理问题的模拟中获得成功, 但是计算速度相比欧拉方法较慢。欧拉方法使用的是局部法, 其网格的节点代表空间中固定的位置; 相对于另外两种方法, 欧拉方法显得更加直观与容易理解, 也是目前计算流体力学研究中探讨最多的一种方法; 在彗星状致密 H II 区的研究中, 欧拉方法也是最常用的计算方法。

20 世纪 70 年代最初提出香槟流模型时, 研究者们多使用一维球坐标模型模拟电离面与激波在分子云边界处的演化过程, 并得出一些定性、定量的结果。然而, 一维的结果并不能很好地比对观测的结果, 并且也不能用来研究诸如 H II 区外围壳层的不稳定性、H II 区内气体的侧向流动等问题。因此, 二维模型从 20 世纪 70 年代末开始被广泛应用, 并一直作为主

流模型使用。使用二维模型能够模拟出 H II 区整体演化过程的图像,也可以研究 H II 区表面中性气体壳层在不稳定性作用下的分裂与消失,以及其他大量的课题。不过,二维模型下不稳定性的增加,同样也会放大不同原因下产生的误差。特别地,在使用柱坐标的网格系统模拟一个呈球形扩张的 H II 区时,细小误差的存在是不可避免的^[16]。不同于一维模型,二维模型对计算方法的精确度与稳定性有更高的要求。

在早期的二维香檳流模型模拟中,一般使用简单的一阶有限差分格式附带人工粘滞的方法来计算,有时也使用多重网格的方法来求得更加好的结果,如 Bodenheimer 等人在 1979 年和 Comerón 在 1997 年的工作。这些方法虽然能够对有激波的环境进行计算,但是精度上有所欠缺。近些年的计算模拟多使用较精确的二阶有限差分格式或者 Godunov 方法,以求得到更精确、可靠和稳定的结果,如 Arthur 在 2006 年和 Gendelev 在 2011 年的工作。

值得注意的是,无论是使用有限差分格式还是 Godunov 方法,在模拟彗星状致密 H II 区的动力学演化时都可能会碰到一些虚假的结果或者错误,例如 carbuncle 现象和负内能现象^[16, 32]。当使用纯粹的黎曼解 (Riemann solver) 方法时,carbuncle 现象容易出现在激波面近似平行于网格线的地方,且马赫数越高、网格对于激波面的形状匹配得越好时越容易出现。另一个是负内能的现象,在模拟致密 H II 区时,这种现象可能在恒星风自由流动的区域或者高温的 H II 区内出现。而在电离面垂直坐标轴的区域附近,也可能出现锯齿形状的情况^[31]。对于这些现象都需要特别的处理,如 Arthur 在 2006 年的工作中使用 Godunov 和有限差分格式相结合的方法,以避免 carbuncle 现象的出现^[16, 32]。

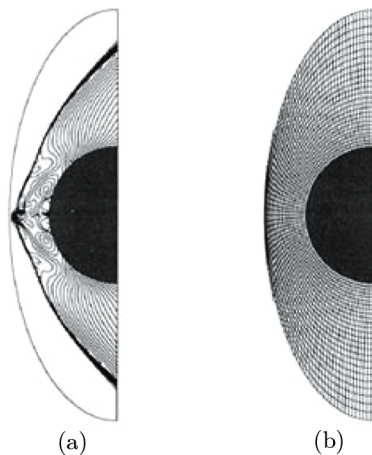


图 12 carbuncle 现象^[32]
(a) 为 carbuncle 现象; (b) 为网格的划分。

尽管二维模型下各种计算方法和处理技术越来越成熟,但是由于二维模型存在轴对称的特点,使得它并不能完全真实地模拟环境,特别是一些非对称的情况,例如 Gendelev 和 Krumholz 在 2011 年^[28]提出磁感应线方向与对称轴不平行的情况。为了克服这样的缺陷,同时得益于近年来计算机技术与计算科学技术的发展,越来越多的研究者在工作中使用三维模

型。由于三维模型对初始环境的设定更自由, 甚至可以对实际演化情况进行模拟^[33], 所以三维模型代替二维模型成为主流是可以预见的。

5 结论与展望

恒星辐射电离产生的 H II 区, 对研究恒星的形成与演化过程非常重要。针对观测中常常发现的 H II 区非对称的形态以及运动结构, 需要研究者们不断思考分析 H II 区产生的机制和涉及的物理过程, 对模型进行修正, 并通过计算模拟以更加接近真实情况。目前对于彗星状 H II 区的研究, 学者们已经给出了基本的演化过程和物理原理, 与理论建立之初相比已经有了很大的进展。本文从理论和实际的计算两个方面介绍了关于彗星状 H II 区研究的进展状况。

在未来的研究方面, 目前的模型研究大多是在一种简化与理想条件下的计算, 已有学者认识到要与现实中的情况相比较必须考虑更多的因素, 如不对称的情况、当地存在湍流扰动等情况^[28]等。而通过这些模型与其他研究相结合得到更丰富的内容, 例如与恒星形成的研究相结合计算分子云恒星形成的条件, 也是目前研究的方向, 已有一些学者在这方面有所探索^[34]。另外随着计算机技术的发展, 对于 H II 区三维的计算模拟开始逐步取代原先多是二维的计算模型, 是一个明显的趋势。

参考文献:

- [1] Strömgren B. *ApJ*, 1939, 89: 526
- [2] Bodenheimer P, Tenorio-Tagle G, Yorke H W. *ApJ*, 1979, 233: 85
- [3] Keto E R, Welch W J, Reid M J, Ho P T P. *ApJ*, 1995, 444: 765
- [4] Kurtz S, Churchwell E, Wood D O S. *ApJS*, 1994, 91: 659
- [5] Wood D O S, Churchwell E. *ApJS*, 1989, 69: 831
- [6] Walsh A J, Burton M G, Hyland A R, Robinson G. *MNRAS*, 1998, 301: 640
- [7] Fich, M. *ApJS*, 1993, 86: 475
- [8] Elmegreen B G. *EAS*, 2011, 51: 31
- [9] Sugitani K, Fukui Y, Mizuni A, Ohashi N. *ApJL*, 1989, 342: 87
- [10] Reach W T, et al. *ApJ*, 2009, 690: 683
- [11] Tenorio-Tagle G. *A&A*, 1979, 71: 59
- [12] Comerón F. *A&A*, 1997, 326: 1195
- [13] Yorke H W. *RevMexAA*, 2004, 22: 42
- [14] Gendeleev L. *ApJ*, 2012, 745: 158
- [15] Black D C, Bodenheimer P. *ApJ*, 1975, 199: 619
- [16] Arthur S J, Hoare M G. *ApJs*, 2006, 165: 283
- [17] Spitzer L. *Physical Processes in the Interstellar Medium*. New York: Wiley, 1978: 1
- [18] Dalgarno A, McCray R. *ARA&A*, 1972, 10: 375
- [19] Leep S, Dalgarno A. *ApJ*, 1988, 335: 769
- [20] Tenorio-Tagle G, Yorke H W, Bodenheimer P. *A&A*, 1979, 80: 110
- [21] Caster J, McCary R, Weaver R. *ApJ*, 1975, 200: 107

- [22] Weaver R, McCary R, Caster J. ApJ, 1977, 218: 377
- [23] Freyer T, Hensler G, Yorke H W. ApJ, 2003, 594: 888
- [24] Mac Low M -M, Van Buren D, Wood D O S, Churchwell E. ApJ, 1991, 369: 395
- [25] Van Buren D, Mac Low M -M, Wood D O S, Churchwell E. ApJ, 1990, 353: 570
- [26] Van Buren D, Mac Low M -M. ApJ, 1992, 394: 534
- [27] Comerón F, Kaper L. A&A, 1998, 338: 273
- [28] Gendelev L, Krumholz M R. ApJ, 2012, 745: 158
- [29] Capriotti E R. ApJ, 1973, 179: 495
- [30] Vishniac E T. ApJ, 1983, 274: 152
- [31] Williams R J R. MNRAS, 1999, 310: 789
- [32] Quirk J J. Int. J. Numer. Methods Fluids, 1994, 18: 555
- [33] Arthur S J. American Institute of Physics Conference Series, 2009, 1156: 285
- [34] Hosokawa T, Inutsuka S. ApJ, 2007, 664: 363

A Brief Summary of Numerical Studies of Gas Dynamics of Cometary Compact H II Regions

ZHU Feng-yao, ZHU Qing-feng

(Department of Astronomy, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract: Observational studies show that there are some gas clouds which are commonly denser than interstellar medium. They are called as “molecular clouds”. Massive stars are formed in these dense molecular clouds, because compact and ultracompact H II regions can form. Theoretically, a Strömgren sphere will form if a new massive star with ionizing radiation is born in a uniform medium. However, observations at radio frequencies and infrared radiation show that there are few spherical H II regions. The surveys for compact and ultracompact H II regions in molecular clouds show that part of these embedded H II regions have a cometary morphology. Other observations demonstrate that shells around H II regions are related to star formation, and different morphologies might make a different influence on the evolution results. As quite a lot of non-spherically cometary-shaped compact H II regions were observed in recent years, some researchers have established a number of hydrodynamic models in order to explain the causes of these phenomena. These efforts are helpful in understanding the evolution of compact H II regions and the formation of massive stars. In this article we present the numerical models and calculation methods of cometary-shaped compact H II regions, the contrast between champagne models and bow shock models, and the future development of the field.

Key words: hydrodynamics; H II regions; star winds; ISM