

文章编号: 1000-8349(2012)03-334-12

平滑粒子流体动力学 (SPH) 数值模拟中的重子物理

姜春艳

(中国科学院 上海天文台 星系与宇宙学重点实验室, 上海 200030)

摘要: 平滑流体动力学 (SPH) 数值模拟是我们研究星系形成与演化的一个重要工具。先介绍了 SPH 的基本原理和基本方程, 然后以恒星形成、星系风反馈、AGN 反馈和热传导为例, 介绍了平滑流体动力学数值模拟中的重子物理及实施方法。这些模型在一定程度上都取得了成功, 对更好地理解星系的形成和演化起到了促进作用。

关键词: 流体数值模拟; 重子物理; 恒星形成

中图分类号: P152

文献标识码: A

1 引言

数值模拟是研究星系形成与演化的一个有利工具。借助于 N 体数值模拟, 标准 Λ CDM 宇宙的结构形成已被人们很好地了解。然而, 所观测的宇宙的可见成分, 从星际介质到星系团, 都是诸多重子物理过程综合作用的结果。这一部分主要涉及到气体动力学过程。因此, 研究气体相关的物理过程是了解星系形成与演化过程的必经渠道, 也是当今天体物理学的一个重要课题。用解析方法来研究流体动力学效应被局限在一些具有高度对称性或是线性扰动理论可以应用的情形, 更广泛的情形需要通过数值计算方法来解决。

目前主要有两种数值计算方法, 一种是欧拉方法, 另一种是拉格朗日方法, 其中最常用的是平滑粒子流体动力学 (SPH) 方法。欧拉方法是将空间格点化, 流体由体积元表示; 而 SPH 方法是将质量离散化, 流体由粒子表示。

平滑粒子流体动力学方法在天体物理学各个研究领域中起着重要的作用。这一方法最初被引进用于模拟非轴对称的天体物理现象^[1, 2]。在 SPH 方法中, 连续的流体元由离散的粒子来代替, 任意一点的流体性质都可由这一点周围粒子的性质平滑得到。流体的演化通过解流体动力学方程来得到, 这些方程来自于拉格朗日形式的流体动力学守恒律。

收稿日期: 2009-05-11; 修回日期: 2012-03-05

资助项目: 国家自然科学基金 (11003035)

用 SPH 数值模拟来研究星系的形成与演化从大约 20 年前就开始了, 早期的先驱工作包括文献 [3-8] 等。这些工作, 连同随后的一系列工作, 使人们对许多天体物理现象有了更好的理解与认识, 例如: 星系相互作用、类星体吸收线系统、星系间介质和星系团/群中介质。

但这些早期的模型对恒星形成及反馈的描述存在很多的问题, 对活动星系核 (AGN)、磁场、宇宙射线和化学成分演化、热传导等现象或过程的描述也不完善。近年来, 在流体数值模拟里面对这些物理的实施有了很大的发展。本文就以恒星形成、星系风反馈、AGN 反馈和热传导为例, 介绍 SPH 数值模拟的常用模型及具体的实施方法。

本文结构安排如下: 首先在第 2 章介绍 SPH 模拟的基本原理和基本方程, 然后在第 3 章分别介绍 SPH 数值模拟中常用的重子物理模型及具体的实施方法, 最后在第 4 章给出总结。

2 SPH 的基本原理和基本方程

2.1 基本原理

实际的流体由无数流体元组成, 如果我们要在 SPH 中用粒子来代替流体元, 那么必须做一些近似。我们选取其中 N 个流体元由粒子来表示, 而假设所选取粒子的质量密度正比于流体的质量密度。那么如果系统根据流体动力学定律演化, 流体密度可以从局部粒子密度估算得到。

因为粒子数目有限, 所以流体密度及其他统计量要在一个非零的体积内计算; 因此很自然地需要引进平滑的过程。任一物理场 $A(\mathbf{r})$, 如密度、速度等, 都可以由如下公式计算得到:

$$\langle A(\mathbf{r}) \rangle = \int A(\mathbf{r}') W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}', \quad (1)$$

W 是用以平滑的核 (或轮廓), h 是平滑长度, 用以确定体积的范围, 整个积分是在全空间进行的。 W 遵从归一化条件 $\int W(\mathbf{r}, h) = 1$, 从而在 $h \rightarrow 0$ 时满足 $\langle A(\mathbf{r}) \rangle \rightarrow A(\mathbf{r})$ 。图 1 (来自文献 [4]) 清楚地显示了这一图像。

在数值计算中公式 (1) 可近似写成求和形式:

$$\langle A(\mathbf{r}) \rangle = \sum_{j=1}^N m_j \frac{A(\mathbf{r}_j)}{\rho(\mathbf{r}_j)} W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h), \quad (2)$$

如果每个流体元的质量是 m_j , 则 \mathbf{r} 处的密度为:

$$\langle \rho(\mathbf{r}) \rangle = \sum_{j=1}^N m_j W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h). \quad (3)$$

因此, 用离散点处的函数通过平滑的方式可构建出流体任意处的平均量。同样地, 在 W 可微的情况下, 函数的梯度也可以进行平滑, 也就是说, 流体任意处的梯度都可通过局部粒子的

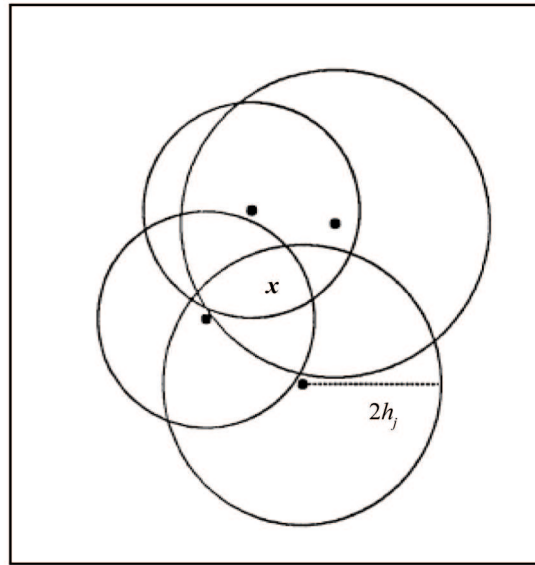


图1 平滑方法的图解。不同粒子(黑色圆点)对 x 处的贡献可根据自身携带的轮廓(圆圈)在 x 的值求得。 $2h_j$ 代表轮廓不为零的最大扩展范围。

梯度来获得。则有

$$\langle \nabla A(\mathbf{r}) \rangle = \int \nabla A(\mathbf{r}') W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}', \quad (4)$$

类似于公式(2),在有限粒子的情况下,积分形式的梯度表达式最终可写成如下的离散形式:

$$\langle \nabla A(\mathbf{r}) \rangle = \sum_{j=1}^N m_j \frac{A(\mathbf{r}_j)}{\rho(\mathbf{r}_j)} \nabla W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h). \quad (5)$$

也就是说,物理量的梯度可由平滑核的梯度得到。同样地,高阶导数也可以类似得到。

一般地,在 $\mathbf{r} \rightarrow 0$ 时 $W(\mathbf{r})$ 会很快上升到最大值,从而在 $h \rightarrow 0$ 时趋近于 δ 函数,也就是说,

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (6)$$

在最早的计算中,文献[2]用的是高斯轮廓,在一维情况下,

$$W(x, h) = \frac{1}{h\sqrt{\pi}} \exp(-x^2/h^2). \quad (7)$$

另外一种很常用的是球对称的样条轮廓^[10]:

$$W(r, h) = \frac{8}{\pi h^2} \begin{cases} 1 - 6(r/h)^2 + 6(r/h)^3, & 0 \leq r/h \leq 1/2 \\ 2(1 - r/h)^3, & 1/2 < r/h \leq 1 \\ 0, & r/h > 1 \end{cases} \quad (8)$$

在这种情况下, 虽然公式 (1) 是在全空间积分, 但只有半径 h 以内的点对计算统计量有贡献。它有连续的一阶和二阶导数。

平滑长度 h 决定了局部空间分辨率。在前面介绍的基本原理中, h 对所有的粒子都是一样的。但局部统计扰动由 h 以内的粒子数决定, 在粒子密度大的地方对统计量的估计就会更精确, 而粒子数较低的区域则精确度降低。为了能够平等利用所有的粒子分布, 同时也为了提高计算效率, 有必要使平滑物理量在流体中的任一点达到同样的精度。因此, 在实际的模拟中一般都采用可变的 h 。

2.2 基本方程

宇宙中的重子气体可以模拟成理想气体, 遵从质量、动量及能量守恒律。

运用前面讲述的基本原理, 我们可以写出平滑形式的流体动力学守恒律方程, 并将其作为粒子的运动方程。如果密度是按照公式 (3) 计算的, 那它将自动满足连续性方程。粒子在相空间的演化由欧拉方程给出:

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\frac{1}{\rho_i} \nabla P_i - \nabla \Phi_i + \mathbf{a}_i^{visc}, \quad (9)$$

其中 Φ_i 是引力势, P_i 是压强, \mathbf{a}_i^{visc} 是人为加的粘滞项以允许激波的存在。

为了保证动量和角动量守恒, 许多作者^[9, 11, 12, 72] 将压强项写做对称的形式:

$$-\frac{\nabla P_i}{\rho_i} + \mathbf{a}_i^{visc} = -\sum_j m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \nabla_i \overline{W}_{ij}, \quad (10)$$

其中 Π 代表粘滞对压强梯度的贡献。相对于压强梯度写成数学平均的对称形式, Hernquist 和 Katz^[4] 提出了一种几何平均的形式:

$$-\frac{\nabla P_i}{\rho_i} + \mathbf{a}_i^{visc} = -\sum_j m_j \left(2 \frac{\sqrt{P_i P_j}}{\rho_i \rho_j} + \Pi_{ij} \right) \nabla_i \overline{W}_{ij}, \quad (11)$$

这种形式被许多人采用 (例如文献 [12-16])。

内能方程, 也就是单位质量内能的变化率为

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_j m_j \left(2 \frac{\sqrt{P_i P_j}}{\rho_i \rho_j} + \Pi_{ij} \right) \mathbf{v}_{ij} \cdot \nabla_i \overline{W}_{ij} - \frac{L_i}{\rho_i}. \quad (12)$$

这也就是热力学第一定律。 L_i 描述由于辐射冷却或加热而引起的能量变化。这里同样写成了几何平均的对称求和形式。

最后一个方程是理想气体满足状态方程:

$$P = (\gamma - 1) \rho u, \quad (13)$$

γ 是绝热指数, 对于单原子理想气体 $\gamma = 5/3$ 。

3 SPH 中的重子物理

这一章以恒星形成、星系风反馈、AGN 反馈和热传导为例,介绍 SPH 数值模拟里的常用模型及实施。而磁场、宇宙射线和化学成分演化等也是在宇宙各相关尺度产生重要影响的物理机制,在这里就不做详细介绍。

3.1 恒星形成

从第一原理出发模拟恒星形成和 AGN 活动,在现有的宇宙学数值模拟中仍无法做到。首先,要具体描述星系中的恒星形成结构,大概需要 $10^{12} M_{\odot}$ 的质量范围,而对于描述星系中央的黑洞,所需动力学范围是 $10^{10} M_{\odot}$; 现在的数值模拟远达不到如此高的精度。其次,我们现在对恒星形成和反馈及 AGN 活动仍未形成完整的理论,许多重要物理过程仍未很好地理解。所以,即使现在的数值模拟有足够的动力学范围来分辨星系尺度上的恒星形成和黑洞,对这些过程的描述仍需借助于大尺度上的平均量来进行参数化。这些原因使得我们采用亚分辨率的方法来模拟这些过程,忽略小尺度上具体的物理过程,而只在能分辨的尺度上反应出一般趋势。这其中的一个例子来自于 Springel 和 Hernquist^[17] 给出的亚分辨率多相恒星形成模型。这一模型是 SPH 宇宙学数值模拟中被最广泛用的恒星形成模型。

在这一模型里,星际介质包含冷云和热气体两个相。恒星在冷云中形成,而这些冷云则分布于热气体之中。气体在阈值密度 ρ_{th} 之上时会受热不稳定性的影响形成两相介质。如果要求热不稳定性一旦起作用就变得很有效,则需要冷却函数在这一密度所对应的温度处开始下降,这一温度约为 10^5K 。两相气体及恒星之间的能量和质量交换由以下过程来完成: 恒星形成、超新星反馈、热传导引起的冷云蒸发和辐射冷却导致的冷云增长。冷相和热相的质量增长率分别为:

$$\frac{d\rho_c}{dt} = -\frac{\rho_c}{t_*} - A\beta\frac{\rho_c}{t_*} + \frac{1-f}{u_h - u_c}\Lambda(\rho_h, u_h), \quad (14)$$

$$\frac{d\rho_h}{dt} = \beta\frac{\rho_c}{t_*} + A\beta\frac{\rho_c}{t_*} - \frac{1-f}{u_h - u_c}\Lambda(\rho_h, u_h), \quad (15)$$

ρ_c 和 ρ_h 分别是冷热相气体的密度, t_* 是恒星形成的特征时标, A 用以定量冷云的蒸发, β 是转化成超新星的质量比例(对于 Salpeter 初始质量函数, $\beta \approx 0.1$), u_c 和 u_h 分别是两相气体的比能,参数 f 用以标志冷却的性质, $f = 1$ 表示普通冷却,而 $f = 0$ 表示热不稳定性起作用, $\Lambda(\rho_h, u_h)$ 是冷却函数。等号右边第一项描述恒星形成和超新星反馈,第二项是冷云蒸发,第三项是冷却。

冷相气体被假设处于固定温度 10^3K , 而热相的温度演化由下面的式子给出:

$$\rho_h \frac{d\rho_h}{dt} = \beta\frac{\rho_c}{t_*}(u_{SN} + u_c - u_h) - A\beta\frac{\rho_c}{t_*}(u_h - u_c) - f\Lambda(\rho_h, u_h), \quad (16)$$

其中 u_{SN} 由 β 和超新星所释放能量决定。

气体的有效状态方程为,

$$P_{\text{eff}} = (\gamma - 1)(\rho_h u_h + \rho_c u_c). \quad (17)$$

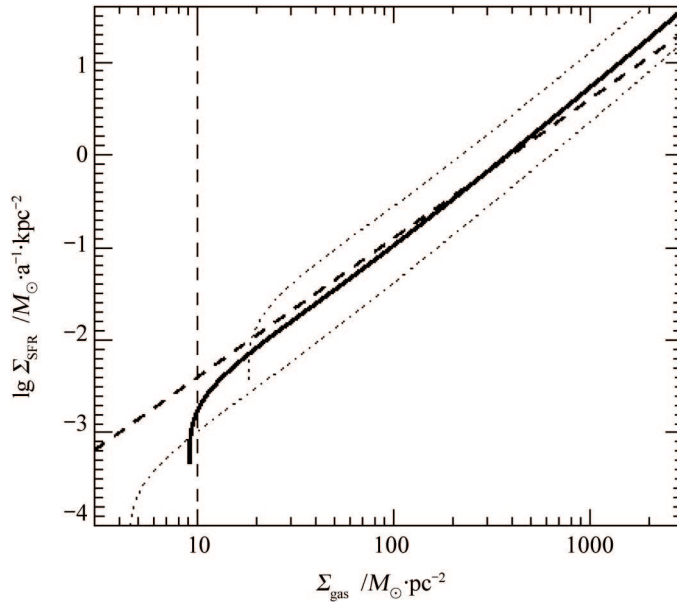


图 2 一个恒星形成的气体盘中单位面积的恒星形成率作为气体面密度的函数。垂线是观测到的恒星形成截断。斜的虚线是观测到的 Kennicutt 关系; 斜的实线是 $t_0^* = 2.1$ Ga, 是模型的最优拟合结果; 而其他两条斜的点虚线分别是 $t_0^* = 8.4$ Ga 和 $t_0^* = 0.53$ Ga, 可见恒星形成率对 t_0^* 很敏感。

稳定的恒星形成要求有效压不随时间改变, $dP_{\text{eff}}/dt = 0$, 由此可得冷相气体和热相气体各自所占比例。

这个模型中的一个很重要的参数是阈值密度处恒星形成的特征时标 t_0^* 。其通过拟合观测给出的 Kennicutt 关系^[18] 而得到, 如图 2 (来自文献 [17]) 所示。

在 SPH 数值模拟的具体实施中, 只需将所涉及方程中的物理量离散化, 例如, 在时间步长 Δt 中质量为 Δm_{sf} 的冷云形成恒星, 则式 (15) 可写成热气体的增加量

$$\Delta m_h = \beta(A + 1)\Delta m_{sf} - \frac{\Lambda}{u_h - u_c} \frac{m_h}{\rho_h} \Delta t. \quad (18)$$

由于恒星形成于冷云中, 气体与恒星物质耦合在一起, 这是非物理的, 所以需要将恒星物质分离出来。一种方法是当恒星物质累计到一定量, 如大于气体质量时, 将恒星从 SPH 粒子中分离出来成为单独的恒星粒子。但恒星与气体仍有暂时的耦合, 这会带来一些动力学效应。所以另一种方法, 也是更优的方法就是不明确跟随质量的转化, 而是随机将一个恒星形成气体粒子的 $1/N_g$ (例如选取 $N_g = 2$) 转化成恒星粒子, 同时使期望值与恒星形成率保持一致。这样既能避免恒星与气体耦合带来的效应, 又能节约内存与时间。

这种亚分辨率的恒星形成模型可以获得很大的动力学范围, 虽然是简化的模型, 但是建立在已知物理属性的基础上, 如星际介质多相结构、恒星形成率与面密度关系等。然而, 这种模型也存在一定的困难, 例如它所依据的经验关系 (Kennicutt 关系等) 是由研究附近宇宙中的较大质量或恒星形成星系得到的, 已有观测表明低面亮度星系的恒星形成与气体密度关

系有可能不同(例如见文献[19, 20])。随着对分子云和恒星形成星系的更多观测研究的出现,以及计算能力的提高,使得在流体数值模拟里面对恒星形成进行更复杂的描述成为可能,例如 Gnedin 等人^[21]在2009年给出了一个描述宇宙学数值模拟里分子氢的形成模型,它包含了尘埃上分子氢的非平衡形成过程,以及分子氢对紫外辐射的自屏蔽和来自尘埃的屏蔽。

3.2 星系风反馈

大质量恒星和爆发的超新星将能量和物质注入到周围的星系介质中,从而对恒星形成和星系演化产生重要影响。这些释放的能量能够加热周围的冷气体而抑制恒星形成,尤其在有星爆产生时会释放大量的能量形成星系风,可以将大量的气体吹出星系(如果星系引力势足够大,这些气体还将回落到星系)。即使在没有星爆的情况下,在恒星形成区域的表面,超新星产生的热气泡也会将热气体吹入星系晕中形成星系风^[22]。这一反馈被称为恒星形成反馈,也被称为星系风反馈或者超新星反馈。

然而,星系风在大质量星系和超新星周围的具体产生过程仍然是未知的。一方面,周围的气体被电离,产生的热气体在外流的过程中携带着冷气体;另一方面,辐射压与抛射的物质产生的动量作用于尘埃物质,而冷气体是与尘埃耦合在一起的。我们还不清楚哪种机制在外流的产生中占主导。但即使我们对这些理论了解得很清楚,现在也没有足够大的分辨率来具体地模拟这些物理过程。

Springel 和 Hernquist^[17]2003年给出的星系风模型是被最广泛使用的动能反馈模型之一。在这个模型中,星系进入星系风里的质量流失率与恒星形成率成正比,也就是

$$\dot{M}_w = \eta \dot{M}_*, \quad (19)$$

其中, \dot{M}_* 是长寿命恒星(不包括很快变成超新星死亡的恒星)的形成率,而比例系数 η 一般被称为质量装载因子。

假设超新星能量中有一个固定的比例 χ 被注入到星系风中,星系风的速度 v_w 可根据动能等于超新星输入的能量求出,

$$\frac{1}{2} \dot{M}_w v_w^2 = \chi \epsilon_{SN} \dot{M}_*, \quad (20)$$

$\epsilon_{SN} = 4 \times 10^{41} \text{ J} \cdot \text{M}_\odot^{-1}$, 是平均每形成单位太阳质量的长寿命恒星所能释放的超新星能量。根据 Martin^[23]1999年的观测,他们采用 $\eta = 2$, 当 $\chi = 1$ 时,星系风的速度达到最大有效速度 $v_w = 484 \text{ km/s}$, 也就是说超新星能量全部转化成动能。

因为缺乏足够的空间分辨率,在数值模拟的实施中他们采用了一种唯象的方法。同上一小节中产生恒星粒子的方法类似,进入星系风的气体粒子也是随机产生的。星系风粒子的产生时标可以用指数分布来表示。在某一时间步长 Δt 过程中,从 $[0, 1]$ 区间的均匀分布中随机取值,如果所取随机数小于

$$p_w = 1 - \exp\left[-\frac{\eta(1-\beta)x\Delta t}{t_*}\right], \quad (21)$$

那么所考虑的气体粒子就加入到星系风里。 x 是气体云中冷气体的比例, $1-\beta$ 是所形成恒星中长寿命恒星的, t_* 是恒星形成的特征时标。因此, $\frac{t_*}{(1-\beta)x}$ 就是长寿命恒星的形成

时标, 而 $\frac{t_*}{\eta(1-\beta)x}$ 就是星系风形成的时标, 也就是上面累积指数分布的期望值的倒数。同时该粒子的速度也被修改

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} + \mathbf{v}_w \times \mathbf{n}, \quad (22)$$

其中 \mathbf{n} 可取为各项同性的单位向量, 也可以取为 $\mathbf{v} \times \nabla\Phi$ (Φ 是引力势)。如果是一个星系盘, 那第二种情形表明气体主要沿着盘的旋转轴方向流出; 而对于第一种情形, 气体外流方向是各项同性的, 但因为沿着与盘垂直的方向气体更容易流出, 所以实际上外流方向仍然沿着盘的旋转轴。

上面的模型是假设反馈能量全部转化为气体的动能, 而另外一些作者则认为动量 (来自于恒星形成和超新星的辐射压和抛射物质) 驱使的反馈机制占主导作用, 例如 Oppenheimer 和 Dave^[24] 在 2008 年的工作。他们在数值模拟里采用的模型来自于 Murray 等人^[25] 的工作。在这个模型中, 两个主要参量 η 和 v_w 由下面的两个公式给出:

$$v_w = 3\sigma\sqrt{f_L - 1}, \quad (23)$$

$$\eta = \sigma_0/\sigma. \quad (24)$$

其中 f_L 是以爱丁顿光度为单的光度因子, 根据 Rupke 等人^[26] 在 2005 年的观测, f_L 在 1.05 和 2 之间, 他们在数值模拟中从这个区间范围内随机取值; $\sigma_0 = 150$ 是质量装载因子 η 的归一化因子, 是根据高红移星系间介质的金属丰度给出的限制; σ 是星系的速度弥散度, 根据位力理论由星系质量求得^[27]。

无论是动能反馈模型还是动量驱使的反馈模型, 都在现在的流体数值模拟中得到广泛的应用。然而, 目前我们还没有办法定论星系风反馈的具体机制, 这有待于未来更多的观测和研究。

3.3 AGN 反馈

超大质量 ($10^6 \sim 10^9 M_\odot$) 黑洞普遍存在于大质量星系的中心。它们的性质与寄主星系的核球恒星质量^[28-30] 和核球的速度弥散度^[31-33] 紧密相关。这表明星系与黑洞互相影响彼此的形成和演化。对这一共同演化的研究始于星系形成的半解析模型中, 基于观测, 这些模型假设富气体星系的主并合触发类星体的活动^[34-37]。近年来, 半解析模型开始将大质量暗晕中 AGN 的反馈包含进来, 以期解释光度函数的亮端截断^[38-43]。

最初, 一些作者^[44, 45, 56] 只对孤立的并合星系中的 AGN 反馈进行了模拟。后来开始出现宇宙学的数值模拟, 例如, Sijacki 等人^[46] 和 Di Matteo 等人^[47] 对黑洞的增长和反馈进行了宇宙学的 SPH 数值模拟, 这两篇文章都假设了一个同样形式的“类星体模式”反馈, 但 Sijacki 等人还包含了富星系团中心的“射电模式”的 AGN 反馈。下面就以 Sijacki 等人的方法为例对此做一介绍。

黑洞由无碰撞粒子描述, 通过吸积周围的气体或者同其他黑洞并合而增长。气体吸积率由 Bondi-Hoyle-Lyttleton 公式^[48-50] 描述:

$$\dot{M}_{\text{BH}} = \frac{4\pi G^2 M_{\text{BH}}^2 \rho}{(c_s^2 + v^2)^{3/2}}, \quad (25)$$

其中 ρ 和 c_s 分别是星际介质气体的密度和声速, M_{BH} 是黑洞质量, v 是黑洞相对于周围气体的运动速度。黑洞吸积率受到最大吸积率——爱丁顿吸积率 \dot{M}_{edd} 的限制。受理论发展和观测证据^[40, 51–54]的启发, AGN 反馈被分为两种模式。在高吸积率时, AGN 反馈来自于类星体的活动。在这种情况下, 黑洞的吸积效率很高, 从而引发了高光度的类星体活动, 类星体的一部分热光度 L_r 以热能的形式耦合到周围气体上, 假设这一比例为 ϵ_f , 则能量的反馈率为

$$\dot{E}_{\text{feed}} = \epsilon_f L_r = \epsilon_f \epsilon_r \dot{M}_{\text{BH}} c^2, \quad (26)$$

ϵ_r 是辐射效率, 辐射有效情况下的近似值为 0.1^[55]。

这种模式的反馈被发现能够再现观测到的黑洞与寄主星系之间的基本关系, 如 $M_{\text{BH}}-\sigma$ 关系^[56], 这时 $\epsilon_f = 0.05$; 同时它也提供了对颜色星等关系图中蓝星系与红星系之间的间隙的解释^[45]。

高吸积率情形一般发生在高红移, 在那个时候星系富含气体, 且并合率很高。这种模式的反馈成为“类星体模式”。随着暗晕质量的增加和冷气体的减少, 黑洞吸积率减小, 所以辐射效率降低。当吸积率低于 $0.01\dot{E}_{\text{feed}}$ 时, 另一种模式的反馈——射电模式开始起作用。在这种情况下, AGN 产生喷流, 而喷流在周围气体中产生热气泡。气泡能量 E_{bub} 与黑洞所增长的质量 δM_{BH} 相关:

$$E_{\text{bub}} = \epsilon_m \epsilon_r c^2 \delta M_{\text{BH}}, \quad (27)$$

ϵ_m 是力学形式的加热效率。

关于上述公式在数值模拟中的实施相对简单, 在此不赘述。

目前, 这种最新式的 AGN 反馈能有效减少亮星系的数目, 建立光度–温度关系^[57] 和 $M_{\text{BH}}-\sigma$ 关系^[56]。

3.4 热传导

热传导曾被提出作为星系团中心的一种加热机制, 来抵消气体的过多冷却。因为星系团中心 (约 $10 \sim 50\text{kpc}$) 处比其他部分冷, 这使得人们考虑来自于外面热区域的热传导有可能会加热中心区域 (例如文献 [58–64])。Zakamska 和 Narayan^[65] 假设团中热气体处于流体静力学平衡, 辐射冷却和热传导处于热平衡。假设热传导率 κ 约为 30% Spitzer 传导率 κ_{sp} (无磁场的等粒子体中的热传导率), 他们成功拟合了观测到的 5 个星系团的电子密度和温度的径向轮廓。然而, 磁场的存在会强烈抑制垂直于磁场方向的传导。在有序的磁场中热传导是各向异性的, 因为电子运动被束缚在沿磁场方向。如果星系团中的磁场是纠缠的, 则有效传导率将降为 $\kappa_{\text{eff}} \approx \kappa_{\text{sp}}/100$ ^[66–68]; 但在湍动的星系团介质中, 如果磁场在一系列扰动尺度上都处于混沌状态, 则有可能维持高传导率 $\kappa_{\text{turb}} \approx \kappa_{\text{sp}}/3$ ^[69]。

Jubelgas 等人^[70] 在 SPH 中引进了对等离子体热传导的模拟。在这里做简单介绍。热传导是由温度的梯度引起的, 局部热流可描述为 $\mathbf{j} = -\kappa \nabla T$, 结合能量守恒方程 $\rho \frac{du}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{j}$, 我们得到热传导方程为

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \kappa \nabla T. \quad (28)$$

再将上式进行 SPH 离散化时容易遇到两个问题: (1) 二阶导数的存在容易产生很大噪音; (2) 在由噪音所引起的很大梯度时, 对时间的显式积分容易导致不稳定积分。因此, 最好的方法是将拉普拉斯算子的离散化形式只用平滑轮廓的一阶微分来表示, 这一方法由文献 [71, 72] 给出。最终式 (28) 可写成

$$\frac{du_i}{dt} = \sum_j \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} \frac{(\kappa_j + \kappa_i)(T_j - T_i)}{|\mathbf{x}_{ij}|^2} \mathbf{x}_{ij} \nabla_i W_{ij}, \quad (29)$$

其中 κ_{ij} 是传导率的对称化形式,

$$\kappa_{ij} = \frac{\kappa_i \kappa_j}{\kappa_i + \kappa_j}. \quad (30)$$

一系列的测试证明了这一方法的准确与可靠。

Dolag 等人^[73] 在 2004 年用包含了热传导的流体数值模拟显示, 尽管热传导对富星系团中介质的性质产生重要影响, 但它自身不可能独自解决过度冷却的问题, 或解释观测到的星系团中介质的性质与数值模拟中的差异。

4 总 结

本文以恒星形成、星系风反馈、AGN 反馈和热传导为例, 介绍了平滑流体动力学数值模拟中的重子物理及实施方法。这些模型在一定程度上都取得了成功, 对人们更好地理解星系的形成和演化起到了促进作用。然而, 限于我们对这些物理机制的理解, 这些模型都还没有完善, 这需要更多更准确的观测和研究来对模型进行限制与改进。

参考文献:

- [1] Lucy L B. AJ, 1977, 82: 1013
- [2] Gingold R A, Monaghan J J. MNRAS, 1977, 181: 375
- [3] Evrard A E. MNRAS, 1988, 235: 911
- [4] Hernquist L, Katz N. ApJS, 1989, 70: 419
- [5] Barnes J E, Hernquist Li E. ApJL, 1991, 370: L65
- [6] Hiotelis N, Voglis N. A&A, 1991, 243: 333
- [7] Katz N, Gunn J E. ApJ, 1991, 377: 365
- [8] Navarro J F, Benz W. ApJ, 1991, 380: 320
- [9] Monaghan J J, Gingold R A. Journal of Computational Physics, 1983, 52: 374
- [10] Monaghan J J, Lattanzio J C. A&A, 1985, 149: 135
- [11] Hernquist L. ApJ, 1993, 409: 548
- [12] Springel V, Yoshida N, White S D M. New Astronomy, 2001, 6: 79
- [13] Katz N, Weinberg D H, Hernquist L. ApJS, 1996, 105: 19
- [14] Dave R, Dubinski J, Hernquist L. New Astronomy, 1997, 2: 277
- [15] Carraro G, Lia C, Chiosi C. MNRAS, 1998, 297: 1021

- [16] Springel V. MNRAS, 2005, 364: 1105
- [17] Springel V, Hernquist L. MNRAS, 2003, 339: 289
- [18] Kennicutt R C Jr. ApJ, 1998, 498: 541
- [19] Robertson B E, Kravtsov A V. ApJ, 2008, 680: 1083
- [20] Bigiel F, Leroy A, Walter F, et al. AJ, 2008, 136: 2846
- [21] Gnedin N Y, Tassis K, Kravtsov A V. ApJ, 2009, 697: 55
- [22] Efstathiou G. MNRAS, 2000, 317: 697
- [23] Martin C L. ApJ, 1999, 513: 156
- [24] Oppenheimer B D, Dave R. MNRAS, 2008, 387: 577
- [25] Murray N, Quataert E, Thompson T A. ApJ, 2005, 618: 569
- [26] Rupke D S, Veilleux S, Sanders D B. ApJS, 2005, 160: 115
- [27] Mo H J, Mao S, White S D M. MNRAS, 1998, 295: 319
- [28] Magorrian J, Tremaine S, Richstone D, et al. AJ, 1998, 115: 2285
- [29] Marconi A, Hunt L K. ApJL, 2003, 589: L21
- [30] Häring N, Rix H W. ApJL, 2004, 604: L89
- [31] Ferrarese L, Merritt D. ApJL, 2000, 539: L9
- [32] Gebhardt K, Bender R, Bower G, et al. ApJL, 2000, 539: L13
- [33] Tremaine S, Gebhardt K, Bender R, et al. ApJ, 2002, 574: 740
- [34] Cattaneo A, Haehnelt M G, Rees M J. MNRAS, 1999, 308: 77
- [35] Granato G L, Silva L, Monaco P, et al. MNRAS, 2001, 324: 757
- [36] Wyithe J S B, Loeb A. ApJ, 2003, 595: 614
- [37] Volonteri M, Haardt F, Madau P. ApJ, 2003, 582: 559
- [38] Springel V, White S D M, Jenkins A, et al. Nature, 2005, 435: 629
- [39] Cattaneo A, Blaizot J, Devriendt J, et al. MNRAS, 2005, 364: 407
- [40] Croton D J, Springel V, White S D M, et al. MNRAS, 2006, 365: 11
- [41] Bower R G, Benson A J, Malbon R, et al. MNRAS, 2006, 370: 645
- [42] De Lucia G, Springel V, White S D M, et al. MNRAS, 2006, 366: 499
- [43] Monaco P, Fontanot F, Taffoni G. MNRAS, 2007, 375: 1189
- [44] Springel V, Di Matteo T, Hernquist L. MNRAS, 2005, 361: 776
- [45] Springel V, Di Matteo T, Hernquist L. ApJL, 2005, 620: L79
- [46] Sijacki D, Springel V, di Matteo T, et al. MNRAS, 2007, 380: 877
- [47] Di Matteo T, Colberg J, Springel V, et al. ApJ, 2008, 676: 33
- [48] Hoyle F, Lyttleton R A. Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 1939, 35: 405
- [49] Bondi H, Hoyle F. MNRAS, 1944, 104: 273
- [50] Bondi H. MNRAS, 1952, 112: 195
- [51] Fender R, Corbel S, Tzioumis T, et al. ApJL, 1999, 519: L165
- [52] Gallo E, Fender R P, Pooley G G. MNRAS, 2003, 344: 60
- [53] Churazov E, Sazonov S, Sunyaev R, et al. MNRAS, 2005, 363: L91
- [54] Heinz S, Merloni A, Di Matteo T, et al. Ap&SS, 2005, 300: 15
- [55] Shakura N I, Sunyaev R A. A&A, 1973, 24: 337
- [56] Di Matteo T, Springel V, Hernquist L. Nature, 2005, 433: 604
- [57] Puchwein E, Sijacki D, Springel V. ApJL, 2008, 687: L53
- [58] Binney J, Cowie L L. ApJ, 1981, 247: 464
- [59] Tucker W H, Rosner R. ApJ, 1983, 267: 547
- [60] Bertschinger E, Meiksin A. ApJL, 1986, 306: L1
- [61] Bregman J N, David L P. ApJ, 1988, 326: 639
- [62] Gaetz T J. ApJ, 1989, 345: 666
- [63] Pistinner S, Shaviv G. ApJ, 1996, 459: 147
- [64] Dos Santos S. MNRAS, 2001, 323: 930

- [65] Zakamska N L, Narayan R. ApJ, 2003, 582: 162
- [66] Rechester A B, Rosenbluth M N. Physical Review Letters, 1978, 40: 38
- [67] Chandran B D G, Cowley S C. Physical Review Letters, 1998, 80: 3077
- [68] Malyshkin L, Kulsrud R. ApJ, 2001, 549: 402
- [69] Narayan R, Medvedev M V. ApJL, 2001, 562: L129
- [70] Jubelgas M, Springel V, Dolag K. MNRAS, 2004, 351: 423
- [71] Brookshaw L. Proceedings of the Astronomical Society of Australia, 1985, 6: 207
- [72] Monaghan J J. ARA&A, 1992, 30: 543
- [73] Dolag K, Jubelgas M, Springel V. ApJ, 2004, 606: 97

Baryonic Physics in Cosmological Smoothed Particle Hydrodynamics Simulations

JIANG Chun-yan

(Key Laboratory for Research in Galaxies and Cosmology, Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China)

Abstract: The smoothed particle hydrodynamics (SPH) simulation is a powerful tool in studying galaxy formation and evolution. In this review, standard formulation of SPH is summarized. And then the implementation of baryonic physics in cosmological SPH simulations are illustrated, including star formation, galactic wind feedback, AGN feedback, and thermal conduction.

During the past years, much progress has been made on improving the physical modeling in hydrodynamical simulations, by invoking more sophisticated treatments of star formation, supernovae feedback, AGN feedback and so on. The implementation of these baryonic physics in SPH simulations has helped us a lot in understanding how galaxies form and evolve in the universe. However, due to our limited knowledge of these baryonic physics, these models are still far from being perfect. Many further studies are therefore needed in future to improve these physical modeling in simulations.

Key words: SPH simulation; baryonic physics; stellar evolution