

旋涡星系的数值模拟

宋国玄

(中国科学院上海天文台)

提 要

本文对旋涡星系的一些性质从数值模拟的角度进行了概述。为此,先对数值模拟作了一个简单的介绍。旋涡星系中的四个议题在文中作了讨论。它们是:1. 盘状星系大尺度棒状不稳定性,2. 死晕与活晕和盘状成份的相互作用,3. 旋涡星系中球状成分的分布对旋涡结构的影响,4. 互扰星系。

一、引 言

数值模拟工作随着大型计算机的推广在天文学中得到越来越广泛的应用。特别在宇宙大尺度结构,星系起源和星系演化与结构方面的工作近十多年来更似雨后春笋不断涌现。Hockney 和 Eastwood 在其专著中专门列了一章介绍了在天体物理方面的应用^[1]。本文主要就数值模拟在旋涡星系的演化与结构方面的情况作一介绍。

在旋涡星系的演化与结构的数值模拟中,主要研究在星系中的恒星已经形成以后,从一定的初始条件出发的演化情形,并把演化结果与观测结果相比较或与理论分析相比较。在旋涡星系的研究中,一般都是从轴对称的盘状星系开始,研究其演化和结构特性。在本文中,我们拟着重讨论:1. 盘状星系大尺度棒状不稳定性;2. “死”晕和“活”晕与盘状成份的相互作用;3. 旋涡星系中球状成分的分布对旋涡结构的影响;4. 互扰星系。

二、星系数值模拟的数学处理

首先,我们拟对星系数值模拟的数学作一简短的描述。

在星系的数值模拟中广泛采用的是质点模型,也即将整个星系作为一个N体自引力系统来处理。这些质点代表星系中的“超恒星”。这是因为一般来说,在一星系中往往包含 $10^{11}M_{\odot}$ 的恒星。若我们以一个质点代表一个 $1M_{\odot}$ 的恒星,这样一方面需要计算机有相当大的容量,另一方面计算工作量也很大,所以在通常的星系数值模拟中往往采用 10^4 — 10^5 个质点,也即每个质点代表约 10^6 — 10^7M_{\odot} 。因此这些质点称为“超恒星”。当然各质点的质量可以各各不同,也可以为等质量的。

1984年11月30日收到。

1984年上海天体物理前沿讨论会上的报告。

由于我们主要研究旋涡星系的大尺度性质，所以这样做也是允许的。

所谓给定的初始条件也即给出这些质点的初始位置和初始速度。初始位置是由旋涡星系的密度分布所决定的，一般所取的密度分布可以是指数型的，也可以是幂次型的。其初始速度应该首先有自转，同时可以考虑速度弥散度。质点的相互作用主要是引力，整个系统在引力作用下进行演化。

为了求得在一定质量分布下的自引力，现在通常采取三种模式：

1. 质点-质点模式(PP) 这时引力的计算按照牛顿引力公式分别计算两两质点间的作用。这种模式计算引力工作量很大，因此质点数不可能取得很多，一般都小于 10^3 个。在这种引力计算中，为了避免在紧密接近时出现过大的引力，往往引进“软化因子”。

2. 质点-网络模式(PM) 这一模式的引力计算系归结为引力势的 Poisson 场方程的求解。在质点分布的空间取一网络，把质点的质量化归到网络节点上。Poisson 方程化成差分格式，利用 FFT 法求出每个节点上的引力势，然后可以求出质点上所受的引力。这一方法可以节省时间，但由于使用网络，所以分辨率较差一点，特别把短距离的变化都平滑了。

3. 质点-质点-质点-网络模式(PPPM 或 P³M) 这是上面两种模式的组合，分别发挥二模式的优点和克服其缺点。对每一质点所受的引力分成两部分。一部分为在此质点附近的其它质点所施加的引力，它们用 PP 模式来求得。另一部分为除上述质点以外的其它质点(也即离所计算质点较远处的一些质点)用 PM 模式来求出引力。

对 PM 模式求解引力势的 Poisson 方程文[2]给出了一流程图，具体给出了求解方法。

三、盘状星系大尺度棒状不稳定性

旋涡星系的旋涡结构发生在盘内。为研究旋涡结构的演化特性，如上所述，往往初始态取轴对称的盘。盘状星系的数值模拟结果表明：若只有盘状成份，随着时间的演化，会出现大尺度的不稳定性，轴对称分布的盘状成份在一、二个自转周期内会演变成大尺度的棒状结构^{[3],[4]}。旋涡星系的观测事实又与此不相符合。那么为什么会出现这样的大尺度不稳定性呢？在什么情形下才会阻止这一大尺度不稳定性的出现呢？

首先应该肯定的是，这种不稳定性并不是小尺度的轴对称 Jeans 不稳定性。Toomre 曾经指出^[5]：在冷盘中 Jeans 不稳定性的最大波长为

$$\lambda_{crit} = \frac{4\pi^2 G \Sigma f}{\kappa^2}$$

而由质点-网络模式所求的引力势的扰动应在两至三个网络长度尺度内。因此只要 λ_{crit} 小于三个网络长度，这种不稳定性就不会发生。其次对热盘情形，Toomre 也指出了只要速度弥散度大于

$$\sigma_{n,min} = 3.36 G \Sigma / \kappa$$

小尺度的轴对称，Jeans 不稳定性也不会发生。而数值模拟结果要求盘星的速度弥散度非常高，甚至远远高于太阳附近老的盘星中所观测到的非圆周运动速度时^[6]，这种大尺度棒状不稳定性才能被抑止。

Ostriker 和 Peebles^[7]于 1973 年提出，为抑止住大尺度棒状不稳定性，除了盘状成份外还必须要有球状分布成份。他们把球状分布成份称为“晕”或“核”。并且提出用下式：

$$t = T_{\text{rot}}/W$$

作为一个判据来区分大尺度不稳定性会发生。这儿 T_{rot} 为盘状成份的自转动能，而 W 为整个系统(盘状成份 + 球状成份)的势能。

他们提出：为保持盘状成份的大尺度稳定性，必须有球状成份(以后统称为“晕”)的加入以增加系统的势能，从而可以抑止住这种不稳定性。通过数值模拟的结果为

$$t < 0.14$$

对不同盘状成份与球状成份的质量比做了模拟试验。在这些试验中，球状成份都是无自转的，且往往以一引力势分布来替代，也即称为“死”晕。因为这种引力势是不随时间变化的。图 1 是模拟试验的结果。

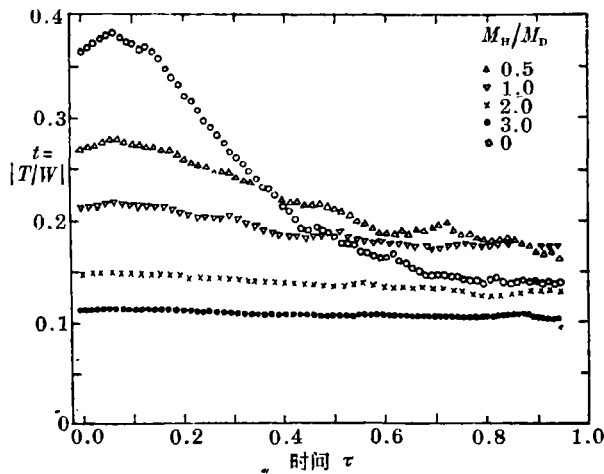


图 1 晕对模拟星系演化的影响^[7]

当 t 的初值比较大时，不稳定性产生，在一个自转周期后，轴对称的初始状态很快演化成大尺度的棒状结构，并把自转动能转化为随机运动动能，这样 t 值就降低。大尺度棒状结构的出现正是能量转化的结果。从图 1 看出，对不同的 $M_{\text{H}}/M_{\text{D}}$ (M_{H} : 晕质量, M_{D} : 盘质量), t 值随时间的衰减方式基本上是相似的。从图 1 也可知道，对所给出的盘与晕成份的密度分布，如把初值 t 减少到约 0.14 时，在演化过程中， t 值基本不变，也即保持稳定状态。在 $t \sim 0.14$ 时，一般要求晕的质量是盘的质量的 1—2.5 倍。

Ostriker 和 Peebles 的结果也为以后的许多盘状星系的模拟试验所证实。所以在以后的所有盘状星系模拟中都引入了大质量的晕。这在星系的演化和结构研究中纯为抑止大尺度棒状不稳定性而采取的措施。但在星系起源的引力不稳定性理论中，由暗物质构成的晕也是必不可少的成份^[8]。这也已由旋涡星系的自转曲线、星系团的质光比等观测事实所支持。因此晕的引入并不是人为的。

那么是否一定要以大质量的晕才能抑止盘状星系的大尺度不稳定性呢？从观测也得知，在盘状星系的球状成份中，不仅有晕，还有核球。那么核球对盘状星系的不稳定性的作用又怎样呢？Berman 和 Mark^[9]对这一问题进行了模拟试验。他们认为：较轻的，但在盘状星系中心区域密集的核球也可以有效地消除大尺度棒状结构的形成。以致他们认为 Ostriker 和 Peebles 提出的 $t < 0.14$ 的判别准则当用到现实星系模型中时是一个太强的约束。Sellwood 研究了大尺度棒状不稳定性与自转曲线的关系^[10]。由此认为文[9]的结论是错误的，原因在于软化因子起了作用。

四、“死”晕和“活”晕与盘状成份的相互作用

在通常引入晕的盘状星系数值模拟中，晕一般以一相应的给定的引力势引入。这样的晕称为

“死”晕。当然我们也可以以一相应的质量分布给出晕，以致随着时间的流逝，这一质量分布是变化的。这样的晕称为“活”晕。前者做法主要为节省计算工作量而引入。这样的作法当然会引出问题：1. 可能对盘来说会有角动量转移到晕，这样是否在使盘状星系趋向大尺度稳定性时作用也很大呢？“死”晕显然是不考虑这种形式的角动量转移的。2. 盘中恒星分布的随机起伏会使晕对盘有一作用力。但“死”晕却不会承受相应的反作用力。这一反作用力对晕有何影响呢？

Sellwood 用模拟试验结果对这问题进行了探讨^[11]。

在他的模拟中，晕不再以一给定的引力势来代替，而是象盘一样，以质点的一定的球状分布来表示。这样在具体计算时既要考虑盘内质点的运动，也要考虑晕内质点的运动。

采取了两种晕盘质量比的模型。一种为盘与晕有相同的质量(模型 A)，另一种为盘的质量为盘晕总质量的 30%(模型 B)。同时对相应的盘的质量分布，也作了无晕情形的模拟。结果表明，对相等晕盘质量比的情形，由于晕的质量还不够大，所以演化到后期还是出现了大尺度棒状不稳定性。但出现的时间要比无晕情形棒状不稳定性出现的时间延长一倍。而对模型 B，由于晕的质量占优势，所以不出现不稳定性。

关于晕盘角动量交换问题，结果发现，对模型 B 基本上无交换。而对模型 A 在大尺度棒形成前，在晕盘之间也基本上无角动量交换，仅当在棒形成后，才有约 4% 的盘的角动量转移到晕中去。因为有角动量转换，所以延迟了大尺度棒状不稳定性出现的时间。但由于角动量转换量并不多，仅 4%，所以还是出现了不稳定性。

在模拟试验中，盘的质心与晕的质心相对来说有一小的偏离(约 100 pc)，这样产生在晕盘间有一力作用。可是对这种力的作用，模拟结果发现，对盘的不稳定性是没有大的影响的。

总之，由此可知，在通常盘状星系数值模拟中所采用的死晕近似，若用来讨论大尺度稳定性的话还是合适的。盘与晕内恒星的相互作用仅在大尺度棒状结构形成后才显著。因此我们可以放心地使用死晕。这样一方面可以大大地节省工作量，另一方面也不会对结果产生很大的影响。

五、盘状星系中球状成分的分布对旋涡结构的影响

Lynden-Bell 和 Kalnajs 在研究旋涡结构时提出了由盘内角动量的转移而产生的形成机制^[12]。其过程可概述如下：若有两质点在一中心力场作用下在不同的轨道上作圆周运动。这时由角动量在两质点间的交换可以使两质点的转动动能发生变化。若质点 A 的转动角速度较大，则它会损失角动量，以致由于角动量的转移使转动动能减小。由于角动量的转移使两质点的引导半径发生变化，但不会马上使质点的位置变化，以致两质点的圆周运动即改变成偏心运动。两质点损失的转动动能以随机运动的能量形式出现，以致使系统的熵增加。

在盘状星系中一般自转角速度随半径增加而减少，也即在通常情形下角动量必须向外转移以使熵增加。角动量转移即意味着有一力矩作用。文[12]的结果表明，这一力矩必由曳式旋臂所提供。而导式旋臂则提供了使角动量向内转移的力矩。

从上面的讨论中知道，旋臂是导式还是曳式主要由自转角速度的变化方式来决定。而盘状星系自转角速度很大程度上由晕的分布形式所控制。为此 Sellwood 与 James^[13]从星系模拟出发来检验 Lynden-Bell 与 Kalnajs 的理论。

在文[13]中讨论了四个模拟结果。表 1 为四个模拟的晕与盘的质量分布。

表 1

| 模 型 | A | B | C | D |
|----------------------------|--|--|--------------------------------------|---|
| 盘面密度 ($r \leq 20$ kpc) | $\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2}$ | | | 均 匀 |
| 晕密度分布 | 常数 $r \leq 4$ kpc 0 $r > 4$ kpc | 常数 $r \leq 4$ kpc $\frac{1}{r^2}$ $r > 4$ kpc | 常数 $r \leq 20$ kpc 0 $r > 20$ kpc | r^2 $r \leq 20$ kpc 0 $r > 20$ kpc |
| 晕质量/总质量 | 80% | 80% 在 20 kpc 内 | 65% | 80% |

表 1 中的晕密度分布给出了一定的引力势分布。由文[11]讨论结果知道,“死”晕的近似在盘状部分不出现大尺度棒状不稳定性时还是很好的。所以他们采取了这一近似。由晕密度的分布还可以知道,模型 A 及 B 的晕实际上是核球,而模型 C 及 D 的晕才是真正的晕。晕的密度分布也控制了盘状部分的自转曲线形状,图 2 给出了各个模型的自转速度曲线。

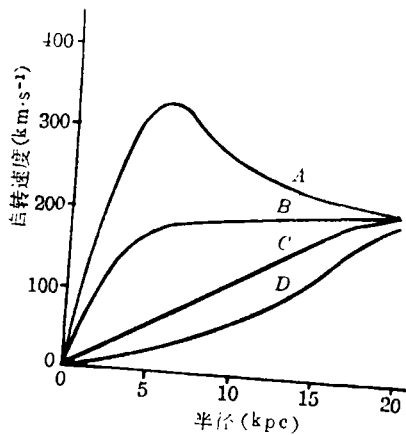


图 2 不同模型的自转曲线分布^[13]

由图 2 看出,模型 A 及 B 的自转角速度是随着 r 的增加向外递减的。但模型 A 的递减速度比模型 B 的变化得更快,而模型 C 的自转基本上为刚性转动。模型 D 的自转曲线表明,它的自转角速度是随 r 的增加而增加的。

模拟试验结果表明:

1. 模型 A 及 B 出现了曳臂 模型 A 的曳臂比较显著,但它存在的时间比较短。它出现于试验开始后约 1.2×10^9 yr,存在到约 2.4×10^9 yr 时就开始消失。而模型 B 的曳臂出现于约 2.4×10^9 yr,一直存在到约 4.8×10^9 yr 或更长。这是因为模型 A 及 B 的自转角速度都是向外减少的,根据 L-K 理论,必须有角动量向外转移以使熵增加,这一点只能由曳臂来实现。而因为模型 A

的自转角速度向外递减的速度比模型 B 的大,所以很快出现了曳臂,且转移的角动量也大,以致很快转移完而使曳臂消失。而模型 B 转移的角动量较小,因此可以持续较长的时间。模型 C 的模拟试验结果并未呈现出非轴对称的旋臂形式。这是因为在刚体转动下各处的角速度相同,也就谈不上角动量转移,因此不出现旋臂。模型 D 出现了导式臂,这是因为角动量从外向内转移。它只能由导式臂来实现。总之,旋臂的缠绕方向从模拟试验结果来看,也的确与 L-K 的理论分析相符合的。

2. L-K 理论指出,角动量转移的结果使熵增加,也即使质点的热运动速度增加 对模拟试验结果在离中心约 15 kpc 处速度弥散度的测量结果也证实了这一点。对模型 A 在这一点处的速度弥散度随着时间而增加得很快,在约 4×10^9 yr 以后,趋向一平稳值约 30 km/s。而对模型 B,这儿的弥散度增加得较慢。也在差不多时候趋向一平稳值约 17 km/s。但对模型 C 由于不存在

角动量转移，所以几乎在整个模拟过程中，速度弥散度一直保持一极小的值，即意味着没有热运动。初始冷盘，一直为冷的。

由上面的例子可以看出，数值模拟是一个有力的手段，由它可以对已提出的理论进行验证。

由旋涡星系的观测可以知道，在旋涡结构中很多旋臂是一段一段支离破碎的。对这一观测事实进行理论上的分析显然是很困难的。最近 Sellwood 等考虑吸积与恒星形成的过程所引起的旋涡不稳定性^[14]。这一结果实际是文[13]的继续。其结果能够说明一些观测事实。这从另一方面提出，数值模拟的方法是极其有用的。

六、旋涡星系的互扰

观测发现，一些旋涡星系是成对的(例如 NGC 5194/5)。在这成对的旋涡星系中，存在连接两星系的桥及尾。

如何解释这些现象呢?一个明显的解释为由于潮汐效应而引起的。

但是，起初，潮汐效应的理论遭到 Vorontsov-Velyaminov 的强烈反对。他提出了一些理由来支持他的论据：

1. 从观测结果来看，尾的出现机会比桥要多得多。而当两者都存在时，尾通常更亮一些，这可能是质量更多一点的缘故。

2. 尾与桥常常都是很薄和很长的(长到 100 kpc)，以致找不到理由来认为是由潮汐力产生的。

3. 在成对的星系中，桥常常出现不止一个，这也是不能用潮汐力所能解释的。

4. 我们可以观测到许多成对的很靠近的星系。他们中的许多在空间分布上应该是很邻近的。但却不存在我们所了解的潮汐力作用的变形，相当少的对子是在我们所说的意义下互扰的。

5. 在星系团中，互扰系统的百分比并不高，而有时反比场星系中的要少。

6. 扰动与它们间间隔的关系并不清楚。因为扰动在几倍于它们本身大小的距离上非常显著。这可以肯定地说，扰动的增长并不与当距离减小时潮汐力增长的速度相一致。

实际上对 Vorontsov-Velyaminov 的这些论据最早的反驳可以追溯到六十年代初期。数据模拟的先锋工作就是为了解释尾形成而进行的。1961年 Pfleiderer 与 Siedentopf^[15]和 1963年 Pfleiderer^[16]运用数值模拟的方法后指出，互扰星系中的尾就是在密近碰撞时在不同的条件下产生的。这就是从实验的角度说明了潮汐力是可以产生互扰星系中的尾和桥的。1972年 Toomre 与 Toomre^[17]进一步对不同条件下密近碰撞的结果进行了分析。但由于是在数值模拟的早期，所以文[15]，[16]与[17]都是运用限制性三体方法来进行的。这些结果都说明，重要的是条件。这些条件可以综合如下：

1. 扰动星系的质量可以在一个很宽广的范围内变化(约为 1/30 到 30 倍的被扰动星系质量)，但当质量比为 1 左右时，最易出现桥与尾。

2. 互扰轨道上的近心距应当非常小，当质量比为 1 时，最好为两个星系直径。

3. 互扰的相对轨道必须接近抛物线。若是圆轨道或双曲轨道会导致小得多的变形。

4. 相对于主星系方向的互扰轨道方向是十分关键的：同向的轨道或稍倾斜的轨道($<60^\circ$)会产生最佳的尾，但对撞或反向的轨道效果就差得多。

5. 在互扰前主星系中若有中等大小的速度弥散度, 在碰撞后就会产生较宽的尾, 但不会在最接近时刻以前形成。

当尾形成于非共面互扰时, 尾几乎总是处于主星系的轨道平面内。然而桥总是在两个星系之间。

星系间的互扰数值模拟能够说明许多形态学上的观测事实。互扰问题不仅在旋涡星系中存在, 在椭圆星系中同样也存在, 并且还是一个很活跃的方面。

七、结 语

本文仅涉及了数值模拟方法在旋涡星系上应用的部分结果。从这些结果中我们可以知道, 数值模拟在天文学上的应用领域是十分广阔的。它不仅可以用来验证理论的正确性, 还可以用来解决许多用理论分析所不能解决的问题。随着计算技术的进一步发展, 其前景一定会更加光明远大。

参 考 文 献

- [1] Hockney, R. W. and Eastwood, J. W., *Computer Simulation Using Particles*, McGraw-Hill Inc., (1981).
- [2] 宋国玄, 上海天文台年刊, 5(1983), 77.
- [3] Miller, R. H., Prendergast, K. H., Quirk, W. J., *Ap. J.*, 161(1970), 903.
- [4] Zang, T. A., Hohl, F., *Ap. J.*, 226(1978), 521.
- [5] Toomre, A., *Ap. J.*, 139(1964), 1217.
- [6] Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., Sandage, A. R., *Ap. J.*, 136(1962), 748.
- [7] Ostriker, J. P. and Peebles, P. J. E., *Ap. J.*, 186(1973), 467.
- [8] White, S. D. M. and Rees, M. J., *MNRAS.*, 183(1978), 341.
- [9] Berman, R. H. and Mark, J. W-K., *Astron. Astrophys.*, 77(1979), 31.
- [10] Sellwood, J. A., *Astron. Astrophys.*, 99(1981), 362.
- [11] Sellwood, J. A., *Astron. Astrophys.*, 89(1980), 296.
- [12] Lynden-Bell, D. and Kalnajs, A. J., *MNRAS.*, 157(1972). 1.
- [13] Sellwood, J. A. and James, R. A., *MNRAS.*, 187(1979), 483.
- [14] Sellwood, J. A. and Carlberg, R. G., *Ap. J.*, 282(1984), 61.
- [15] Pfleiderer, J. and Siedentopf, H., *Z. Astrophys.*, 51(1961), 201.
- [16] Pfleiderer, J., *Z. Astrophys.*, 58(1963), 12.
- [17] Toomre, A. and Toomre, J., *Ap. J.*, 178(1972), 623.

(责任编辑 谢应纯)

Numerical Simulation in Spiral Galaxies

Song Guoxuan

(*Shanghai Observatory, Academia Sinica*)

Abstract

This paper reviews in brief some features in spiral galaxies by using numerical simulation. At the beginning of this paper, the general idea about the numerical simulation using particles is introduced. Four subjects are dealt with: 1. the large-scale bar instability in disk galaxies, 2. the interaction between the disk component and dead or live halo, 3. the influence of spherical component in spiral galaxies upon spiral structure, 4. interacting galaxies.