

星系形成和冷暗物质模型

(I) 暗物质与初始扰动谱

陈 时 俞允强 马 骥

(中国科学院理论物理研究所)(北京大学物理系)(中国科学院北京天文台)

提 要

本文力求给出近年来在星系形成理论研究中了解从原初扰动起源到重子物质与暗物质分离过程所取得的各项重要进展的线索,并指示冷暗物质模型结合星系有偏袒形成的概念,可使关于宇宙不同尺度结构的大量观测事实得到合理的解释。第一部分介绍与扰动起源、谱形和增长等有关的问题,着重说明宇宙暴胀概念和非重子暗物质的存在所起的关键作用,指出不仅重子暗物质为主的,而且热的非重子暗物质为主的模型存在严重的困难。

一、引 言

星系的形成和演化是天体物理学中尚未解决的基本问题之一。

星系的退行、轻元素的宇宙丰度和微波背景辐射三大观测事实,肯定了大爆炸宇宙模型的地位。今天宇宙中丰富而有层次的结构是宇宙早期演化的另一种遗迹,因此,人们有理由期望,以此模型为基础建立一个星系形成理论的完整框架。按照大爆炸模型,宇宙早期由高温高密度的无结构弥漫介质组成,可以自然地认为,正是这弥漫介质中的微小密度扰动,在温度降低过程中,会变得引力不稳定,从而逐步发展形成了今天的结构。但是,作为一个完整的星系形成理论,至少需要回答下列问题:

1. 原初扰动的起因和谱形是什么?
2. 原初扰动是如何发展至引力不稳定的?
3. 宇宙介质开始碎裂的典型尺度是什么?
4. 不同类型的星系之特征质量、尺度和旋转特性是如何形成的?
5. 星系在更大尺度上的分布特性及形成原因是什么?

想要回答这些问题,人们却面临着一系列重大困难,其中有的是属于大爆炸宇宙模型的基本疑难。以致直到七十年代初,“我们仍然连一个关于星系形成的试探性定量理论也没有。”^[1]

七十年代末,特别是八十年代以来,观测手段的提高以及粒子物理学、宇宙学和天体物理学本身的进展,为逐步建立一个完整的星系形成和演化理论提供了基础。其中影响最大

的大概要算是宇宙早期暴胀概念[2]的提出和肯定了暗物质的普遍存在。

八十年代初, 宇宙早期暴胀概念的提出是近年来宇宙学的重大进展之一。它是近年来粒子物理学很多重大进展的一个颇为自然的推论。标准大爆炸模型下的许多重大疑难都能在此基础上得到自然的解决, 对于原初扰动起源等一些星系形成的理论问题, 它也给出了重要而有意义的启示。

暗物质的存在是早在三十年代已被发现的观测事实。近二十年来, 一系列观测事实和理论分析肯定了暗物质, 特别是非重子暗物质普遍存在的事实。它为了解决扰动增长速度问题提供了可能。

就星系形成理论本身来说, 可以认为, 有偏袒的(biased)冷暗物质模型的提出[3], 是一项较大的进展。在这个模型下, 由于不同尺度扰动之间的相互作用, 造成了星系的有偏袒形成, 可以较好地解释不同尺度的结构。

本文将分为两个部份。第一部份是暗物质与初始扰动谱。内容包括原初扰动的起源与谱形、引力不稳定性、暗物质的存在和分类以及扰动在暗物质中的增长和初始扰动谱。第二部分是有偏袒的冷暗物质模型。内容包括冷暗物质模型中星系的有偏袒形成、星系形成的 N 体模拟及重子物质与暗物质的分离。

二、原初扰动的起源与谱形

按照标准大爆炸模型, 宇宙视界的线度正比于时间 t , 而宇宙的标度因子却正比于 $t^{1/2}$, 星系、星系团等尺度的物质起初都处于视界之外, 以后它们才陆续进入视界, 因此, 它们的各个部份相互间原本并没有因果联系。这造成了不能用局域物理机制解释原初扰动起因的困难。而如果设想原初扰动起源于随机的统计起伏, 一个星系包含约 10^{68} 个重子, 要由 $\frac{\Delta N}{N} \sim N^{-1/2} \sim 10^{-34}$ 这样微小的随机起伏发展成星系, 也是不可能的。

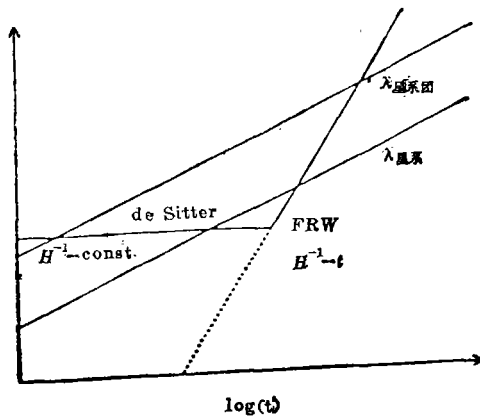


图 1. 扰动尺度 λ 和物理视界 H^{-1} 的演化示意图。标准模型下扰动只穿过视界一次, 而有暴胀的情况下扰动先出了视界又重新进入。

暴胀概念的提出为用物理机制说明原初扰动的起因奠定了基础。

如把暴胀中的宇宙近似地看成处于 de-Sitter 相, 这时标度因子指数增长, 而宇宙的物理视界由 H^{-1} 刻划, 近似为常数。倘若暴胀阶段持续的时间达到 $100H^{-1}$, 那么一切尺度的物质团将增大 e^{100} 倍。因此, 所有天体物理学感兴趣的尺度在暴胀前都可处于视界之内, 只是在暴胀过程中它们才越出了视界, 暴胀结束后, 宇宙恢复正常的幂律膨胀, 于是从星系到今天的整个观测宇宙才陆续重新进入视界, 如图 1 所示。这样, 今天我们看到的宇宙中的各种结构在原初时就都是有因果联系的整体, 所以我们才谈得上去研究, 作为它们的前身的原初扰动是什么物理机制造成的?

密度扰动场的傅氏展开式为

$$\delta\rho/\rho = (2\pi)^{-3} \int \delta_k \exp(-ikx) d^3k \quad (1)$$

其中 k 为共动波矢量。为刻划波长为 $\lambda = 2\pi/k$ 的密度扰动, 我们定义 $(\delta\rho/\rho)_k$:

$$(\delta\rho/\rho)^2_k \equiv \lambda^{-3} |\delta_k|^2 \quad (2)$$

考虑到扰动的各向同性, 人们常假定

$$|\delta_k|^2 \propto k^n \quad (3)$$

于是有

$$(\delta\rho/\rho)_k \propto k^{(n+3)/2} \propto M^{-(n+3)/6} \quad (4)$$

其中 M 是 λ 尺度内的质量。这是同一时刻不同尺度密度扰动谱的幂律表式。

视界内扰动的演化可用局域物理, 即 Jeans 准则来讨论。而讨论越出视界后扰动的演化问题, 同时的概念失去了明确的意义, 它与时空坐标的规范选择有关。近年来人们发现, 若采用均匀 Hubble 流规范, 计算视界外的度规扰动, 再利用 Friedmann 方程, 可以证明, 不论宇宙介质是以辐射为主还是以物质为主, 不同质量尺度重新进入视界时的密度扰动谱 $(\delta\rho/\rho)_H$ 与同时的密度扰动谱 $(\delta\rho/\rho)_k$ 有下列关系^[4],

$$(\delta\rho/\rho)_H \propto (\delta\rho/\rho)_k M^{2/3} \propto M^{-(n-1)/6} \quad (5)$$

它与时空规范无关。以下我们把这种不同质量尺度重新进入视界时刻的扰动谱称为进视界扰动谱。可以看出, 当 $n=1$ 时, 它具有扰动强度与扰动尺度无关的性质, 这是通常被称为 Zeldovich-Harrison 谱的特性。Zeldovich^[5] 曾首先指出, 和扰动尺度无关的等强度进视界扰动谱与星系以上尺度的各种观测相洽, 普适强度为 10^{-4} 。等强度谱的观念现在已为人们广泛接受。

虽然暴胀观念能为甚早期宇宙学解决许多疑难问题, 但至今还没有一个关于暴胀的成熟的理论模型。对甚早期宇宙中原初扰动的起源, 也并没有确定的回答。前几年, 以某种带自作用的标量场 ϕ 的一级相变引起暴胀的模型, 得到过比较充分的研究^[6]。人们发现, ϕ 场零点能的量子起伏, 可以构成原初扰动的根源。有趣的是, 这样的原初扰动在演化至重新进入视界时, 它的谱形对质量尺度 M 仅有对数的依赖关系, 即它是一个准 Zeldovich 谱。尽管这一模型还有不少问题, 但作为人们第一次从一个理论模型出发, 导出了与观测可以相比拟的原初扰动谱, 这不能不认为是星系形成理论中一个可喜的进展。

三、引力不稳定性

扰动一旦进入视界,其演化就由视界内物质间的各种相互作用所决定。

第一个关于宇宙介质中扰动增长的理论是 J. Jeans^[7] 在本世纪初提出的。它的要点是,如果宇宙充满静止均匀流体,当流体密度发生小扰动时,相应压力的增长倾向于使密度恢复到原来状态,而引力的作用却相反。当扰动尺度大于某个临界值时,引力作用将使扰动变为不稳定而按指数律增大。一般称这临界尺度为 Jeans 尺度,相应的质量为 Jeans 质量。由于这样得到的扰动增长率与宇宙膨胀率量级相同,宇宙膨胀的因素不可以忽略。1946 年 Lifshitz^[8] 解决了膨胀宇宙中的引力不稳定性问题。他证明,考虑到宇宙膨胀的因素,虽然 Jeans 尺度仍然是扰动增长的临界尺度,但引力不稳定性将不是按指数律而是按照幂律增长。

可以证明,在物质为主时期,如果系统的压强可以忽略(根据定义,这种情况出现在扰动质量比 Jeans 质量大很多时),只要 t 足够大,扰动将一律以 $t^{2/3}$ 的方式增长^[9]。

如果宇宙介质由重子、电子、光子和无质量中微子组成,中微子退耦以后,对扰动发展的影响可以忽略,光子对扰动的影响则根据对扰动性质作不同的假设而不同。有两种极端的假设^[10]: 其一是,在一个均匀的光子背景场中,重子物质的不均匀分布构成了密度扰动场,由于光子背景场没有扰动,这个模型被称为等温模型。另一种假设是,重子数密度和光子数密度有相同的扰动,使 n_B/n_γ 保持均匀,不随时空坐标而改变,这个模型被称为绝热模型。基于粒子物理学大统一模型的重子数生成理论^[11] 认为, n_B/n_γ 的值是由微观物理决定的,与宏观物理量无关,使绝热模型显得较为有利。现在人们大都采用绝热扰动的假设。

在等温模型下,本身没有扰动的,其数密度远大于重子的光子场,在退耦前构成了巨大的辐射压,使重子物质的扰动既不能增长也不会衰减。光子退耦后,辐射压失效,Jeans 质量一下降为 $10^6 M_\odot$,所有大于 $10^6 M_\odot$ 的扰动都能增长。人们通常假设初始扰动谱有 M^{-n} 的性质,因此小尺度扰动应最先达到非线性,逐渐形成愈来愈大的结构。等温模型因此也称为逐级成团模型。但是,人们发现,在星系形成后很难有足够的时间来形成大尺度结构,是这个模型的一大困难。

在绝热模型下,光子的扰动与重子的扰动相关。在光子退耦前的一个时期内,由于光子与带电粒子的耦合减弱,光子的平均自由程要比重子的大得多,小于光子平均自由程尺度的扰动将由于光子的扩散作用而衰减。因此,光子的平均自由程决定了一个特征质量尺度,称为 Silk 质量^[12],小于这个尺度的扰动在光子退耦前都被光子扩散阻尼掉了,到光子退耦时,虽然 Jeans 质量只有 $10^6 M_\odot$,但是只有 Silk 质量尺度以上的扰动能首先增长。根据计算, Silk 质量为^[13],

$$M_s \approx 10^{12} M_\odot (\Omega h^2)^{-2} [1 + 0.04 (\Omega h^2)^{-1}]^{-3} \quad (6)$$

如果 $\Omega h^2 = 0.035$, 则 $M_s \approx 10^{14} M_\odot$ 。

根据 Jeans 质量的定义,在所有这些远大于 Jeans 质量尺度的扰动内,压力都可以忽略不计。无压力引力系统往往会在某一维或二维方向先行坍缩,形成薄饼状或纤维状结构,

再由它们碎裂成星系。绝热模型因此也称为薄饼模型 (pancake) [14]。前面已经指出, 在压力可以忽略的条件下扰动将一律以 $t^{2/3}$ 的方式增长。由此可以估计, 为在合理的时刻内使扰动达到非线性增长阶段, 复合时的扰动幅度要大于 10^{-2} [15]。这与微波背景辐射各向异性的观测上限 10^{-4} [16] 是相矛盾的。

暗物质的存在将推动扰动的增长, 使这一困难可望克服。

值得指出的是, 所谓等温和绝热模型是对扰动性质的假设, 而所谓逐级成团和薄饼模型是对演化图象的描绘, 两者并不等价。下面我们将看到, 在同是绝热扰动的假设下, 由于对宇宙介质性质等的不同假设, 也可以有不同的演化图象。

四、暗物质的存在和分类

早在三十年代就已经发现了所谓“短缺质量”的问题: 为解释某些星系团中某些星系的非常大的速度, 必须假设这些星系团中除发光物质外还有大约 90% 的看不见的物质存在。六十年代以后, 一系列的观测事实和对天体现象的理论分析表明, 宇宙中普遍存在着大量暗物质 [17], 论据来自:

1. 旋涡星系的平坦旋转曲线;
2. 星系与星系团 X 射线晕的观测;
3. 矮球状体内部弥散速度的观测;
4. 双星系、星系群和星系团的动力学分析导出愈来愈高的质光比;
5. 盘星系不产生棒的稳定性分析;
6. 银盘指极方向的平衡性分析;
7. 关于引力透镜的观测;
8. 关于大尺度速度场的观测。

对这些现象的分析, 导致认为可见物质与暗物质密度的比 $\Omega_{Lum}/\Omega_{DM} \lesssim 0.07$, 亦即 $\Omega = \Omega_{Lum} + \Omega_{DM} \gtrsim 0.2$ 。

而根据宇宙早期暴胀的概念则可以推断, 应该有 $\Omega = 1$; 由广义相对论场方程可推出 $|1 - \Omega| = \dot{R}^{-2}$ 。如果宇宙曾经经历一个暴胀阶段, 使标度因子 R 增长约 e^{100} 倍, 则 \dot{R}^{-2} 压低约 e^{200} 倍。如果此后宇宙按通常的大爆炸模型演化, 则 \dot{R}^{-2} 的增大不会超过 e^{130} 倍。因此, 暴胀概念有一个重要推论: 今天的 Ω 必然十分接近于 1。如果这个推论被否定, 暴胀概念也就被否定了。

总之, 不管 $\Omega \gtrsim 0.2$ 还是 $\Omega \approx 1$, 宇宙中除了可见物质外还存在着大量暗物质这一点, 已经成为广泛接受的事实。

也许最直接的设想是认为暗物质就是重子型的。它们可以是各种暗星如黑洞、中子星、暗的白矮星、黑矮星、行星以及宇宙尘埃和星系际气体等。由于没有为扰动增长提供新的机制, 只是使物质密度增大了, 因此即使让 $\Omega_B = 1$ 要使扰动在合理的时刻内达到非线性增长阶段, 复合时的扰动幅度还要达到 10^{-3} [15]。何况, 宇宙氘丰度为我们提供了重子物质密度的上限 $\Omega_B \leq 0.035h^{-2}$, $1/2 \leq h \leq 1$ [18]。太多的暗星的存在, 也是现有的恒星生成和演化理论所

无法解释的。

粒子物理理论为非重子暗物质提供了不少可能的候选者。除了已经发现的中微子, 如果有质量, 将会有宇宙学效果外, 还有不少理论模型预言了但是还并没有被发现的可能候选者, 它们的共同特性是其相互作用强度都比弱作用的还要弱得多。到目前为止, 非重子暗物质的可能候选者计有:

1. 静质量非零的中微子: 与光子不同, 中微子没有质量并不是一个严格理论的必然结果。人们发现, 如果背景中微子有质量 $m_\nu \lesssim 30\text{eV}$, 可以使 $\Omega_\nu \lesssim 1$ 。而这样的 m_ν 值是与现有一切粒子物理实验相容的。粒子物理学还容许重的稳定中微子的存在 [19]。由于它们在退耦前已是非相对论性粒子, Boltzmann 分布因子决定了它们的数密度由于大量湮灭而下降, 只有当宇宙膨胀使湮灭成为不可能时, 其数密度才固定下来。人们发现, 质量 $\gtrsim 2\text{GeV}$ 的重中微子也能使 $\Omega_\nu \lesssim 1$ 。

2. 轴子: 为解释中子电偶极矩非常小的实验上限, 必须保证 CP 是强作用的很好的守恒量。于是人们提出了一个很美妙的理论, 引进了一种称为轴子的标量场 [20]。在温度 $\lesssim 1\text{GeV}$ 时, 强作用的瞬子效应使轴子获得小的质量, 此后, 轴子场的行为像非相对论性尘埃。

这个轴子场在强作用理论中只有理论价值, 但它却有天体物理学和宇宙学的后果。虽然轴子的相互作用很弱, 但由于它提供了新的能耗机制, 特别是它的类韧致辐射对温度的依赖关系很弱, 因此在冷星的演化过程中可以起重要作用。根据对白矮星冷却速度的讨论, 可以推出 $m_a < 3 \times 10^{-2}\text{eV}$ [21], 而要使 $\Omega_a \lesssim 1$, 则 $m_a \gtrsim 10^{-6}\text{eV}$ [22]。

3. 某种超对称粒子: 超对称是指玻色子和费米子之间的对称性。根据超对称理论 [23], 现在已经发现的粒子和现有理论框架中预言的粒子(如轴子)都有它的超对称对应物。由于超对称是破缺对称性, 所以这些对应物的质量可以比普通粒子的大很多。又由于一般的超对称模型都有一种所谓“R 宇称”守恒的性质, 这样至少应该有一种稳定的超对称粒子存在。在很多模型中这种粒子是光子的对应物, 称光微子, 对其质量限的估计与关于重中微子的讨论类似, 由于它的湮灭截面比重中微子的小, 所以它的质量要比重中微子的高, 约为几个 GeV。

4. 夸克-重子相变时形成的夸克物质块 [24]: 只包含 u、d 夸克的夸克物质, 由于其单位重子数能量大于相应核物质的, 因而不是不稳定的。但是, 如果一个夸克物质块的重子数达到某个临界值以上, 由于泡利不相容原理, u、d 夸克的最高能级就会比 s 夸克的最低能级高得多, 在能量上有利于使得 u、d 夸克变成 s 夸克。这样, 最终有可能形成一种 u-s-d 夸克物质, 其单位重子数能量比相应核物质的单位重子数能量低, 因此是稳定的。据理论估计, 这样的小块的线度约为 $10^{-2} - 10\text{cm}$, 质量约为 $10^9 - 10^{11}\text{g}$ 。

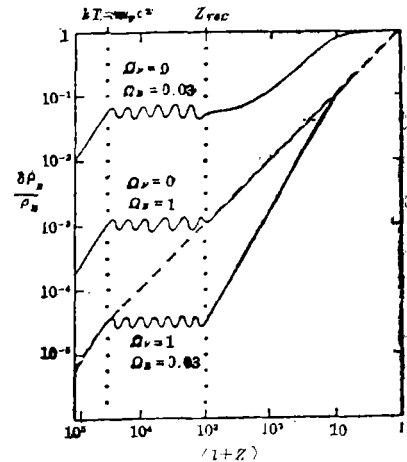


图2. 中微子和重子物质扰动增长随红移量 Z 的变化。虚线为中微子的, 三根实线给出三种情况下重子物质扰动增长的状况。初始扰动振幅归一为在 $Z=0$ 时有 $\delta\rho_B/\rho_B=1$ 。可以看出, 在 $\Omega_\nu=1, \Omega_B=0.03$ 的情况下, 中微子物质加速了重子物质扰动的增长。 Z_{rec} 为复合时期的红移量。

5. 远轻元素合成以前形成的原初黑洞。

尽管非重子暗物质的候选者很多,但就其宇宙学后果来看,基本上可以把它们分为两大类:热暗物质和冷暗物质。在退耦时刻还是相对论性的称为热暗物质,已经成为非相对论性的则称为冷暗物质。轻中微子构成热暗物质,静质量非零中微子、轴子、光微子、夸克物质块和原初黑洞都构成冷暗物质。

五、扰动在非重子暗物质中的增长和初始扰动谱

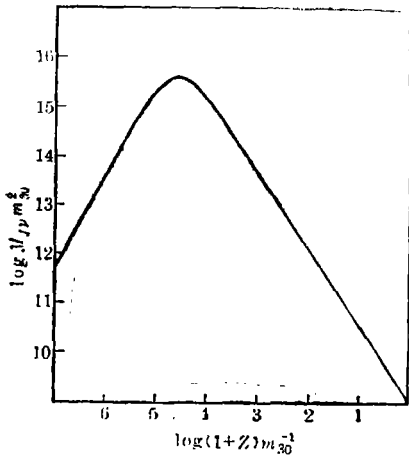


图3. 单一品种中微子物质以太阳质量为本单位的 Jeans 质量 $M_{J\nu}$ 随红移量 Z 的变化。 m_{30} 是以 30eV 为单位的非重子质量。小于 $M_{J\nu}$ 极大值的质量尺度的扰动都会被衰减掉。

有宇宙学效果的 m_ν 应为 $10\text{--}30\text{eV}$, 因此 $M_{J\nu} = 10^{15}\text{--}10^{16}M_\odot$, 是超团量级的值。小于这个尺度的扰动受到锐的压制。

在冷暗物质模型中,宇宙介质由冷暗物质、重子物质、光子和无质量中微子组成。尽管冷暗物质的 Jeans 质量远小于星系质量,小尺度扰动可以存在,但是在辐射为主阶段进入视界的扰动增长将极其缓慢。原因是,无质量中微子的自由流动会使中微子成份的扰动衰减,而剩下的光子和重子成分中小于 Silk 质量的扰动,也会被光子扩散阻尼掉,其结果都是使冷暗物质扰动发展的主要驱动项减小。只有当宇宙成为冷暗物质为主时起,进入视界的扰动才不受阻滞。复合之后,扰动都一律以 $t^{2/3} \propto \frac{1}{1+Z}$ 的方式增长。Blumenthal 等[26]

曾对包括冷暗物质、重子物质、光子和三种无质量中微子组成的介质进行数字计算,得到宇宙开始成为冷暗物质为主时的红移量为 $Z_{eq} \approx 2.5 \times 10^4 \Omega h^2$, 此时进入视界的扰动尺度为 $M_{eq} \approx 2 \times 10^{15} (\Omega h^2)^{-2} M_\odot$, 与热暗物质模型中的 $M_{J\nu} \approx 10^{15}\text{--}10^{16}M_\odot$ 相似。假设进入视界时的扰动谱为 Zeldovich 谱,他们得到冷暗物质为主时期的初始扰动谱见图 4, 图中还给出了热暗物质模型下有质量中微子为主时期的扰动谱。由于对原初扰动的起源没有确切的

非重子暗物质可以为重子物质扰动的增长提供新的机制。由于它们早已退耦,其扰动在复合前已经开始增长,到复合时暗物质的扰动振幅已经比重子物质的大得多。这样,先行坍塌的暗物质为重子物质造成了一个引力位阱,可以带动和加速重子物质的坍塌。作为例子,图 2 给出中微子暗物质对重子物质扰动增长的影响[15]。可以看出,如果 $\Omega_B = 0.03$, $\Omega_\nu = 1$, 则及时坍塌仅要求复合时的扰动幅度为 3×10^{-5} , 与微波背景各向异性度的观测上限相洽。

虽然热暗物质和冷暗物质都能使重子物质的扰动及时增长,但是它们对扰动谱的影响却是十分不同的。我们首先来考察热暗物质模型。图 3 给出中微子云的 Jeans 质量 $M_{J\nu}$ 随红移值的变化[25]。峰值出现在温度 $T = m_\nu c^2/k$ 处, 此时的 $M_{J\nu} = \left(\frac{m_\nu}{30\text{eV}}\right)^{-2} \times 10^{15} M_\odot$,

理论, 扰动振幅只能依靠输入观测数据来确定, 因此, 在两种模型下振幅的相对大小是没有意义的。

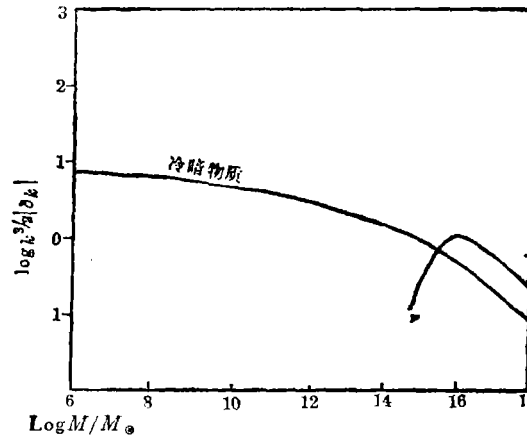


图4. 冷暗物质为主和中微子物质为主模型下的扰动谱。

有两点值得注意: (1) 对于 $M > M_{eq} \approx M_{vir}$ 的大尺度扰动, 两种模型给出的谱指数都是 $n = 1$, 因此在解释 $> 10 \text{ Mpc}$ 的大尺度结构时它们理应给出相类似的结果, 差别来自对扰动幅度的确定, 热暗物质模型下先形成大尺度结构, 再碎裂而成小尺度的, 为使扰动能及时增长, 扰动幅度必须取较大的值。冷暗物质模型下先形成小尺度结构, 扰动幅度根据小尺度结构定出, 大尺度扰动的幅度相应地较小。(2) 冷暗物质模型在星系尺度内 ($10^6 - 10^{12} M_{\odot}$) 的有效谱指数 $n_{eff} = -2$, 恰好与 Tully-Fisher, Faber-Jackson 经验规律所要求的 $M \propto v^4$ 相洽 (v 为维里速度), 显示了冷暗物质模型蕴含的合理性。

根据热暗物质模型下的初始扰动谱可以推断, 扰动将按照薄饼模型的图象演化。目前对宇宙大尺度结构的观测还处于初级阶段, 但一些观测资料表明, 在数十 Mpc 的尺度上有巨大的纤维状结构和空洞存在的迹象 [27]。此外还发现了诸如相邻星系团之间的指向相关性 [28] 等一些大尺度上的相关性质。这些结果在薄饼模型的框架内都容易得到解释。最近 Aoki 等重新考察了本超星系团中星系形态和星系密度的关系 [29], 发现从超团密度中心区到边缘的密度很低的地区, 尽管密度有大幅度的改变, 却总是存在着明显的星系形态——星系密度相关性。这样, 星系合并或激波驱离气体等环境影响来解释星系形态的说法难以成立, 有利于星系形成的初始条件决定其形态的说法, 从而似乎有利于认为演化应由大尺度开始的薄饼模型。

虽然以薄饼模型为演化图象的热暗物质模型在解释大尺度结构上取得了不少成功, 但无论在解释大尺度或小尺度结构方面都遇到了一些重大困难: (1) 由这个模型得出的自相关函数会随时间快速发展 [30], 为了保证它与观测一致, 就要求超团的坍缩时间应在 $Z < 2$ 的区域。考虑到还要由超团逐级碎裂形成星系, 而现在已经观测到 $Z = 3$ 的类星体 [31], 这个坍缩时间显然太迟了。(2) 在这个模型下, 小尺度系统由大尺度系统碎裂而成, 由于尺度愈小的系统逃逸速度愈小, 碎片中速度大于逃逸速度的中微子将脱离束缚回到大尺度系统中去, 从而使小尺度系统的暗物质含量比大尺度系统的低得多。可是观测却表明, 虽然较大的

系统确实有较高的质光比,但是,从单个星系到大星系团的各种尺度天体,其总质量 M 和包括发射X射线的稀薄气体在内的发光物质质量 M_{Lum} 之比基本上不变[26]。考虑到 M_{Lum} 应该能反映重子物质的分布情况,这个观测事实在热暗物质模型下显得难以理解。(3)对天龙座、小熊座和船底座的弥散速度观测资料[32]表明,在某些矮椭星系中可能存在大量暗物质,这也是用热暗物质模型无法解释的。

冷暗物质模型在引入有偏袒的观念以后,可以较好地解释大小不同尺度的结构。我们将在本文的第二部份“有偏袒的冷暗物质模型”中介绍它的内容以及它的成功和困难。

参 考 文 献

- [1] S. 温伯格, 引力论和宇宙论, 邹振隆等译, 656, 科学出版社, (1980).
- [2] Guth, A. H., *Phys. Rev.*, **D23** (1981), 347; Linde, A. D., *Phys. Lett.*, **108B** (1982), 389; Albrecht, A. and Steinhardt, P. J., *Phys. Rev. Lett.*, **48** (1982), 1220.
- [3] 可见总结性文章, 如: Blumenthal, G. B., Faber, S. M., Primack, J. R. and Rees, M. J., *Nature*, **311** (1984), 517; White, S. D. M., in *Inner Space/Outer Space*, 228. ed. by E. W. Kolb et al., Univ. of Chicago Press, (1986).
- [4] 例如见: Kolb, E. W., in the Proceedings of the 1986 Theoretical Advanced Studies Institute, Santa Cruz, California.
- [5] Harrison, E. R., *Phys. Rev.*, **D1** (1970), 2726; Zel'dovich, Ya. B., *MNRAS*, **160** (1972), 1.
- [6] Guth, A. H. and Pi, S. Y., *Phys. Rev. Lett.*, **49** (1982), 1110; Hawking, S. W., *Phys. Lett.*, **115B** (1982), 295; Starobinsky, A. A., *Phys. Lett.*, **117B** (1982), 175; Bardeen, J. M., Steinhardt, P. J. and Turner, M. S., *Phys. Rev.*, **D28** (1983), 679.
- [7] Jeans, J., *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **119A** (1902), 49; *Astronomy and Cosmology*, 2nd ed., Cambridge Univ. Press, (1928), reprinted by Dover Pub., New York, (1961), 345.
- [8] Lifshitz, E. M., *J. Phys. USSR*, **10** (1946), 110.
- [9] 例如见文献[1], p. 672.
- [10] Zel'dovich, Ya. B., *Usp. Fiz. Nauk.*, **89** (1966), 647. (English translation, *Sov. Phys. Usp.*, **9** (1967), 602.)
- [11] 可见总结性文章, 如: Yoshimura, M., *Grand Unified Theories and Related Topics*, World Scientific, (1981); Langacker, P., *Phys. Rep.*, **72C** (1981), 185.
- [12] Silk, J., *Nature*, **215** (1967), 1155.
- [13] 有很多计算 Silk 质量的文献, 此式引自 Zee, A., *Unity of Forces in the Universe*, **487**, World Scientific, (1982).
- [14] Zel'dovich, Ya. B., *Astron. Astrophys.*, **5** (1970), 84; 中文总结文章有: 马驹, 邹振隆, *天文学进展*, **3** (1985) 261.
- [15] Doroshkevich, A. G., Khlopov, M. Yu., Sunyaev, R. A., Szalay, A. S. and Zel'dovich, Ya. B., in the 10th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, ed. by R. Ranaty and F. C. Jones, *Annals of the New York Academy of Sciences*, **375** (1981), 32.
- [16] Partridge, R. B., *Phys. Scr.*, **21** (1979), 624; Parijskij, Yu. N., Petrov, Z. E. and Chernov, L. N., *Pis'ma Astron. Zh.*, **3** (1977), 483.
- [17] 可见总结性文章, 如: Kormendy, in the Proceedings of 1987 Yellow Mountain Summer School on Physics and Astrophysics.

- [18] Yang, J., Turner, M. S., Steigman, G., Schramm, D. N. and Olive, K. A., *Ap. J.*, 231 (1984), 493.
- [19] Lee, B. W. and Weinberg, S., *Phys. Rev. Lett.*, 38 (1977), 1237.
- [20] Peccei, R. D. and Quinn, H. R., *Phys. Rev. Lett.*, 74B (1977), 229; *Phys. Rev.*, D16 (1977), 1791; Dine, M., Fischler, W. and Srednicki, M., *Phys. Lett.*, 104B (1981), 199.
- [21] Raffelt, G. G., *Phys. Lett.*, 166B (1986), 402.
- [22] Preskill, J., Wise, M. B. and Wilczek, F., *Phys. Lett.*, 120B (1983), 127.
- [23] Fayet, P., *Unification of the Fundamental Particle Interactions*, ed. by S. Ferrara et al., N. Y. Plenum Press, (1980).
- [24] Witten, E., *Phys. Rev.*, D30 (1984), 272.
- [25] Bond, J. R., Efstathiou, G. and Silk, J., *Phys. Rev. Lett.*, 45 (1980), 1980.
- [26] 见文献[3]的Blumenthal et al..
- [27] Oort, J. H., *Ann. Rev. Astr. Ap.*, 21 (1983), 373; Haynes, M. P. and Giovanelli, R., *Ap. J. Lett.*, 306 (1986), L55; Kirshner, R. F., Oemler, A., Schechter, P. L. and Schectman, S. A., in *IAU Symp. No. 104*, p. 197, (1983).
- [28] Binggeli, B., *Astron. Astrophys.*, 107 (1982), 338.
- [29] Aoki, T., 私人通讯.
- [30] Frenk, C., White, S. D. M. and Davis, M., *Ap. J.*, 271 (1983), 417; Dekel, A. and Aarseth, S., *Ap. J.*, 283 (1984), 1; Kaiser, N., *Ap. J. Lett.*, 273 (1983), L17.
- [31] Faber, S. M., in *Proceedings of the 1st ESO-CERN Symp. on Large Scale Structure of the Universe, Cosmology and Fundamental Physics*.
- [32] Aaronson, M., *Ap. J. Lett.*, 266 (1983), L11; Cook, K., Schechter, P. and Aaronson, M., *Bull. Am. Astr. Soc.*, 15 (1983), 907.

(责任编辑 刘金铭)

Galaxy Formation and Cold Dark Matter Model

(I) Dark Matter and Initial Fluctuation Spectrum

Chen Shi

(*Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica*)

Yu Yunqiang

(*Department of Physics, Beijing University*)

Ma Er

(*Beijing Astronomical Observatory, Academia Sinica*)

Abstract

In this review, we strive to outline the recent progress on the theory of galaxy formation which consists of various aspects in both the origin of fluctuation and the separation of baryonic matter from non-baryonic dark matter and show that it has been found out that the observational facts about the

structure of the universe on different mass scales could be consistently explained by the cold dark matter model with the biased galaxy formation. As Part I of this context, we discuss the origin of primordial fluctuation, the evolution of the fluctuation spectrum and the related topics. Stress is given to two crucial points, i. e. the idea of inflation and the existence of non-baryonic dark matter. Finally, the difficulties arising in the baryonic dark matter model and the hot dark matter model are discussed.