

# 不可视物质的成分及结构

方励之

(中国科学技术大学天体物理研究室)

## 提 要

本文评述了宇宙中的不可视物质问题。第一节中我们讨论存在不可视物质的证据,例如,各种天体系统的质光比,不同方法所得到的减速参数 $q_0$ 等。不可视物质的可能的成分在第二节中加以列举和分析,其中提及有静质量的中微子、有静质量的光微子,原初黑洞及磁单极子等。在第三节中我们指明,可视物质和不可视物质的密度分布是十分不同的。可视物质在星系、星系团及超团尺度上都有明显的成团,而不可视物质的分布是较均匀的。最后一节我们研究了形成这种分布上的差异的可能性。对于两成分宇宙,如果密度扰动的增长时标及衰减时标满足适当的关系,则该扰动能在一种成分中触发增长扰动,而在另一成分中却是衰减的。在中微子为主的宇宙中,上述机制能用来解释为什么不可视物质的分布如此之均匀。

## 一、存在不可视的物质

宇宙中除了存在星系、类星体等可视天体,即发射电磁辐射的天体,还有大量的不可视物质,即不发射电磁辐射、或极少发射电磁辐射的物质。

证明存在不可视物质的第一个证据就是天体系统的质光比随着天体系统的线尺度的增大而增大。表1给出Faber和Gallagher所总结的结果<sup>[1]</sup>。由表1看到,从星系尺度到星系团尺度,质光比增加了近50倍,从而说明,星系团中应有大量的不发光,或不可视的物质。

证明存在不可视物质的第二个证据是关于减速参数 $q_0$ 的确定的结果。我们发现<sup>[2]</sup>,虽然迄今得到的 $q_0$ 值还相当弥散,但是弥散是相当有规律的,用视星等红移方法(即哈勃图方法)得到的 $q$ ,一般总是大于 $1/2$ ;另一方面,用质量密度方法所得到的 $q_0$ 却总是小于 $1/2$ 的。这种系

表1. 各种天体系统的质光比

名 称	$\langle M/L \rangle$ 的范围 ( $hM_{\odot}/L_{\odot}$ )	$\overline{\langle M/L \rangle}$
S 星系	8—12	10
E+SO 星系	10—20	15
双星系	12—70	40
星系群	60—180	100
星系团	200—900	500

$$h = (H_0/100 \text{ km/Mpc} \cdot \text{s})$$

1983年6月19日收到。

统性的差别,是不能用样品的选择效应或者不完整性加以解释的。系统性差别的原因应在于方法本身。视星等红移方法是反映总质量密度的作用,而直接测定的平均质量密度往往只包含可视天体的贡献,以及与可视天体的分布成比例的其他成分。这样, $q_0$ 确定中的系统性偏差可能暗示着存在不可视物质,而且其分布与可视天体并不成比例。

还有其他的观测证据表明存在着不可视的物质,将在下面几节里分别讨论。这样,在宇宙学中就提出了一系列有关不可视物质的问题,它们是:

1. 不可视物质的数量有多少?
2. 不可视物质的主要成分是什么?
3. 不可视物质在宇宙间的分布如何?
4. 不可视物质的非均匀分布形成的机制是什么?

虽然这些都是宇宙学中的新问题,但已经有了不少有兴趣的研究结果。

## 二、不可视物质的主要成分

早在研究“下落不明的质量”问题的初期,就曾多方面地研究过可能的不可视物质。例如,曾猜测不可视物质是中性氢,或电离氢,但通过恒星的星际吸收以及射电发射的研究证明,它们不可能是下落不明的质量的贡献者。也不可能是尘埃<sup>[3]</sup>,或者演化到终点的恒星,即黑矮星,老的中子星及恒星质量的黑洞。

至今还不能直接否定行星或小行星尺度的不发光天体。因为它们不发光,而且也难于用射电方法或X射线方法间接探知,因而不能排除它们是不可视物质的候选者。

不过,已有间接的证据表明,重子形态的各种物质的总量不可能比可视天体的总量大很多。这个论断是由 $H_e$ ,  $D$ 等轻元素的丰度得到的。若 $H_e$ ,  $D$ 等丰度主要来源于大爆炸的核合成过程,则重子密度不能太大,而应与星系中的含量差不多<sup>[2]</sup>。

因此,重子所构成的各种物质,可能不是不可视物质的主要贡献者。近年的研究开始转向非重子类型的不可视物质。迄今已经讨论过的主要有下列一些类型。

### 1. 静质量不为零的中微子

中微子在宇宙中的含量很大。中微子只参与弱相互作用,在宇宙中的含量很大。中微子只参与弱相互作用,在宇宙温度 $T \sim 10^{10}K$ 之前,它已脱耦。脱耦之后的中微子,与其他成分的物质之间,只存在引力相互作用。中微子之间也极少有弱相互作用过程发生,故中微子与反中微子之间并不湮没。因而,至今中微子的数密度与3K背景辐射的光子差不多,即比重子数密度大 $10^8 \sim 10^{10}$ 倍。所以,只要中微子具有数电子伏以上的静质量,中微子的总质量就会超过重子成分而成为宇宙中的质量的主要贡献者<sup>[4]</sup>。

表2中列举了有关的平均质量密度值,其中 $\rho_\nu$ ,  $\rho_\gamma$ 及 $\rho_B$ 分别表示中微子、光子及重子成分的密度。 $m_\nu$ ,  $g_\nu$ 为中微子的静质量(以电子伏为单位)及自旋态数。 $\eta$ 定义为

$$\eta = \frac{n_B}{n_\nu} \times 10^{10}$$

其中 $n_B$ ,  $n_\nu$ 是现今的重子的及光子的数密度。可见,如果 $m_\nu \sim 10eV$ ,则早在复合时期之前,

表 2 各种成分的平均质量密度(克/厘米<sup>3</sup>)

成 分	$T \sim 4000\text{K}$	$T \sim 2.7\text{K}$
$\rho_\nu$	$5.7 \times 10^{-20} \left(\frac{k_\nu}{6}\right) \left(\frac{m_\nu}{30}\right)$	$1.7 \times 10^{-23} \left(\frac{k_\nu}{6}\right) \left(\frac{m_\nu}{30}\right)$
$\rho_r$	$2.15 \times 10^{-21}$	$4.47 \times 10^{-34}$
$\rho_B$	$1.1 \times 10^{-21} (\eta/5)$	$3.3 \times 10^{-34} (\eta/5)$

中微子成分就已成为主导成分，其质量密度比重子成分大十倍以上。

## 2. 光微子

光微子是超对称理论的一个预言<sup>[5]</sup>。这种对称性要求相应的玻色子与费米子属于同一多重态。这样，如果超对称是严格保持的，则已知的玻色子也应有它所相应的费米子。例如，电子应有它所相应的标量粒子，其质量与电子相同。在实际世界中，并没有这种标量粒子，故现今的宇宙中超对称必定是已破缺的。这样，电子的标量对应物可能具有较高的质量，以致现在还不能观测到它。

按照超对称，光子应有它的费米对应物，这种费米子就是光微子。由对称性的破缺，这种粒子也可能是静质量不为零的。另外，由于至今尚未探测到光微子，所以，它们与其他成分的作用可能是极弱的，故若光微子存在，它们可能在宇宙的极早期就已脱耦，脱耦温度可能为1MeV，也可能高达200MeV(目前的理论还不能给出具体的预言)。因此，只要光微子具有数十或数百电子伏的静质量，则其作用就与静质量不为零的中微子相似，成为不可视物质的主要贡献者<sup>[6]</sup>。

## 3. 原初黑洞

宇宙间不可能有太多的由恒星演化而形成的黑洞，否则星系会有极快的光度演化，就将与观测相矛盾。但是，宇宙早期或极早期所生成的黑洞并不会带来这个矛盾。特别是极早期产生的原初黑洞，对核合成之后的宇宙没有大的影响，因此，这种原初黑洞也可能是不可视物质的一种来源。

估计中微子或光微子对质量的贡献，只要知道脱耦温度以及有关的静质量就可以了。估计原初黑洞对质量的贡献则是相当困难的。因为黑洞的生成率决定于宇宙极早期的密度非均匀性。非均匀性小，则黑洞生成少，非均匀性大，则黑洞生成多。对于早期宇宙中的非均匀性，现在还没有可靠的理论，因此目前还难于估计原初黑洞的产生数量。最近，对原初黑洞的生成引起兴趣，是由于宇宙相变理论的刺激。

弱电统一及大统一理论中都有对称性自发破缺机制。这将导致真空态的相变。在高温时，对称性恢复，在低温时，对称性破缺，这是一种相变。相变可能是一级的，也可能是二级的。相变过程中非均匀性有较大的增长，因此有可能生成较多的原初黑洞。例如，若相变是一级的，在相变时将形成泡状结构，泡内外属于不同的相，当泡膨胀并相互碰撞时，就可能产生黑洞<sup>[7]</sup>。利用Weinberg-Salam的弱电统一理论估计，在弱电相变时期可能有相当一部分质量塌缩而形成原初黑洞，其质量约 $10^{30}$ 克。

## 4. 磁单极子

磁单极子的存在也是大统一理论的一个预言。磁单极子在许多领域共同关心的问题。从

宇宙学角度看, 它也是不可视物质的一种可能的形态。当然, 磁单极子是参与电磁相互作用的, 原则上可以发射电磁辐射, 不过, 大统一理论预言它的质量极大, 约为质子的  $10^{16}$  倍, 因此发射电磁辐射的效率很低。

已经有许多证据表明磁单极子的数目不可能太多, 它的数密度至少比重子的数密度小 13 个量级。尽管如此, 磁单极子仍可能对宇宙物质的质量有大的贡献, 因为它的质量极大。实际上, 即使磁单极子的数密度只及重子的  $10^{-16}$ , 它的总质量仍可与重子相比拟。1982 年, Cabrera 宣布记录到一个可能是磁单极子的事件<sup>[9]</sup>, 更加引起了人们对种粒子的宇宙学效应的关注。

### 三、不可视物质的分布

不可视物质的分布不能用观测方法直接得知, 因为它们不是直接可观测的。但是通过可视天体上的一些“反常”表现, 不但可以推知不可视物质的存在, 而且可以得到有关它们的分布的知识。这种方法在天文学中是不陌生的, 海王星的发现可以看作一个例子, 海王星的存在和它的一些性质, 最初并不是由直接的观测得到的, 而是由天王星运行中的“反常”而推知的。类似地, 我们也可以从可视天体的运行和分布中寻找不可视天体的踪迹。

#### 1. 星系团质光比

如第一节所述, 星系团的质光比要比单个星系的大数十倍<sup>[9]</sup>, 这说明, 星系团中可视物不可视物质的质量比约高达 1:10, 还说明, 不可视物质的分布至少在星系尺度上要比可视物质的分布更加均匀。

#### 2. 星系转动曲线的平性<sup>[10]</sup>

对旋涡星系的转动曲线的射电观测, 进一步支持了上述的理论。利用 21 厘米线所得到的星系转动曲线, 在星系的 Holmberg 半径之外的相当大范围内, 具有平坦的形状, 即转动速变保持恒定的数值。这表明, 星系具有大质量的晕, 它比星系 Holmberg 半径之内的质量要大一倍以上。暗晕的质量分布与星系发光部分的分布显然不同, 后者在 Holmberg 半径之外是指数下降的, 前者的分布则较为平坦。

#### 3. M87 的 X 射线发射与暗晕<sup>[11]</sup>

最近, 对 M87 的 X 射线观测证明, 它的积分质光比直到径向距离 400 kpc 处仍在增加, 具体数值是, 在径向距离 4.4 kpc 处, 质光比约为 5—15, 到 87 kpc 处, 增加到 180, 在 87 kpc 之内质量约为  $(1.2 - 1.9) \times 10^{13} M_{\odot}$ , 在 260 kpc 之内质量则有  $(3 - 6) \times 10^{13} M_{\odot}$ 。这直接证明, M87 周围存在大质量的暗晕, 其分布也是较发光部分的分布更为平坦。

#### 4. 3K 背景辐射的偶极各向异性

在星系团尺度、或更大尺度上, 不可视物质的分布也不与可视天体成比例。3K 背景辐射中的偶极各向异性, 标志着本星系群相对于哈勃流的偏离。因为本星系群处在室女星系团的周围。所以, 如若在室女星系团尺度上不可视物质的分布比例于可视天体, 则本星系群偏离哈勃流的速度取向最可能是指向室女星系团。然而实际测量结果该速度并不指向室女星系团, 而有  $40^{\circ}$  的偏离<sup>[12, 13]</sup>。这可能表示, 不可视物质的分布并不比例于星系团, 本星系群的速度

方向是决定于这些不可视物质的集中处。当然,上述  $40^\circ$  的偏离也可以解释为本星系群相对于室女星系团有转动,不过至今还没有其他的证据说明这种转动。

### 5. 星系哈勃图的小弥散

选择各种不同的标准烛光天体,已建立了一系列相关性很好的哈勃图<sup>[14]</sup>。它们的红移铺展在很大的范围上,从  $Z \sim 0.02$  直到  $Z \sim 0.5$ 。这些哈勃图有一个共同的性质,样品点相对于哈勃关系的弥散是很小的。

造成弥散的原因有两种,一是标准烛光天体的光度弥散,一是这些天体偏离哈勃流的速度弥散。前者可以用标准烛光天体的光度函数加以估计。因此,从哈勃图上的弥散扣除光度弥散的贡献就可以求得偏离哈勃流的速度弥散。其结果如下:

$$v < 500 \text{ km/s, 当 } Z \sim 0.01$$

$$v < 300 \text{ km/s, 当 } Z \sim 0.005$$

$$v \sim 100 \text{ km/s, 近邻区}$$

Tammann Sandage 及 Yahil 甚至还给出过更小的值,例如  $v \sim 50 \text{ km/s}$  或  $25 \text{ km/s}$ <sup>[15]</sup>。

如此小的弥散速度与近年发现的大尺度非均匀性是难于协调的。因为,密度分布的非均匀性越强,则偏离哈勃流的弥散速度也应越大。上述的弥散速度一般是小于密度非均匀性所要求的数值的。

表 3 中列举出一些已知的超星系团的基本数据<sup>[16]</sup>,其中  $a:b$  表示超团的扁平方向的尺度与其厚度之比,  $v$  表示弥散速度。由表可见,这里的弥散速度值要比从哈勃图中得到的大一些。实际上,表中所列的结果还并不是基于维里定理,或塌缩动力学得到的,后两者数值更大,即与哈勃图的估计偏离更大。

随着星系红移巡天的进展,用统计方法可比较一般地证明,星系的分布在数十 Mpc 的尺度上似仍然是非均匀的。对类星体的分布的研究,也表明可能存在着大尺度的非均匀结构<sup>[17,18]</sup>。所有这些结果都在不同程度上加剧了哈勃图上小弥散所带来的困难。

这个问题同样可用不可视物质的存在加以解决。如果不可视物质是质量的主要贡献者,而且它们的分布较可视天体均匀,则用可视天体的非均匀性所求得的弥散速度或偏离哈勃流的速度要比实际的偏大。换言之,均匀分布的大质量的不可视成分的存在,可以压低弥散速度

表 3 超星系团的基本数据

名 称	距 离	$a:b$	$v(\text{km/s})$
本地	20	6:1	$\sim 350$
South-gal. Chain	28	6:1	300
Cloud A	50	4:1	$\sim 800$
Cloun C	70	1.5:1	—
Hydra-Centaurus	58	4:1	440
Perseus	100		$\sim 400$
Coma	136	4:1	300
Hercules	200		—
1451+32	694	2:1	480
1615+43	810	2:1	720

的数值。

### 6. 背景辐射的各向异性

在复合时期之后，背景辐射的演化只决定于宇宙中的引力场性质。若有较强的成团过程，即形成的非均匀性较大，则在辐射传播过程中要受到成团天体的较强的引力弯曲作用，即可能形成较强的各向异性。因此，根据微波背景辐射的各向异性可以给出复合时期之后密度分布的非均匀性的一个上限<sup>[19]</sup>。其结果是：

$$\delta < 2 \times 10^{-3} \left( \frac{\lambda}{10 \text{Mpc}} \right)^{-3/2} \left( \frac{H_0}{100} \right)^{-3/2} \Omega_0^{-1} \left( \frac{\Delta\vartheta}{1^\circ} \right) \left( \frac{\Delta T/T}{10^{-4}} \right)$$

其中 $\lambda$ 表示成团的尺度， $\Delta\vartheta$ 为观测分辨率， $\Delta T/T$ 为角 $\Delta\vartheta$ 上的温度各向异性。 $\delta$ 为密度非均匀性的度量，它定义为

$$\delta = \int (\rho(x) - \bar{\rho}) e^{i2\pi x/\lambda} dx / \bar{\rho}$$

其中 $\rho(x)$ 及 $\bar{\rho}$ 分别为密度分布函数及平均密度。

由此可见，如果宇宙处于开放和封闭之间的临界状态，即宇宙的平均质量密度 $\Omega_0 \sim 1$ ，则尺度等于或大于10Mpc的非均匀性必定是很小的。

总之，种种观测现象都一致地暗示着，不可视物质的总质量可能比可视天体大得多，它们是宇宙质量的主导成分，可视天体的分布，直到约100Mpc的尺度上都有较明显的非均匀性，而不可视物质的分布则至今还是相当均匀的。

## 四、不可视物质的成团

上节的分析结果给理论工作提出了一个问题：可视物质与不可视物质在分布上的差异是如何形成的？为什么可视物质在各种尺度上都有成团，特别是在小尺度上有明显成团，而不可视物质却没有？

成团的机制当然主要是Jeans不稳定性，至少在成团的初期阶段是如此。但是，仅仅从Jeans波长的性质，并不能说明上述的差异。已知，在引力耦合的两成分流体中，Jeans不稳定性的临界波长(即Jeans波长) $\lambda_J$ 满足下列公式<sup>[21]</sup>：

$$\frac{1}{\lambda_J^2} = \frac{1}{\lambda_{1J}^2} + \frac{1}{\lambda_{2J}^2}$$

其中 $\lambda_{1J}^2 = v_{1s}^2 \pi / G \rho_1^{(0)}$ ， $\lambda_{2J}^2 = v_{2s}^2 \pi / G \rho_2^{(0)}$ ，分别是成分1及2中的Jeans波长，而 $\rho_1^{(0)}$ ， $\rho_2^{(0)}$ 及 $v_{1s}$ ， $v_{2s}$ 是相应的基态密度和弥散速度。按照这个理论，所有 $\lambda > \lambda_J$ 的密度扰动模式都是增长的，而 $\lambda < \lambda_J$ 的情况，则总是形成波动或衰减而消失。这个结论对两种成分中的扰动都适用，因而不足以解释两种成分的不同成团。

### 1. 四种时标

深入一步的理论要求考虑各种时标之间的关系。在两成分宇宙中，对于尺度为 $l$ 的密度扰动来说，有四个相关的时标<sup>[21]</sup>，即成分1及2中的衰减时标，分别是

$$t_{d1} \sim l/v_{1s}, \quad t_{d2} \sim l/v_{2s}$$

成分 1 及 2 中的引力增长时标, 分别是

$$t_g^1 \sim [4\pi G \rho_1^{(0)}]^{-1/2}$$

$$t_g^2 \sim [4\pi G \rho_2^{(0)}]^{-1/2}$$

Jeans 波长即由下列的临界情况定出

$$t_g^1 \sim t_d^1, \quad t_g^2 \sim t_d^2$$

由于时标之间的差异, 对于扰动  $l$  来说, 可以引起以下几种不同方式的响应,

a. 成分 1 及 2 中都有增长响应

$$t_g^1 < t_d^1, \quad t_g^2 < t_d^2$$

b. 成分 1 及 2 中都是衰减响应

$$t_g^1 > t_d^1, \quad t_g^2 > t_d^2$$

c. 成分 1 中增长, 成分 2 中衰减:

$$t_g^1 < t_d^1, \quad t_g^1, \quad t_g^2 > t_d^2$$

这时, 2 中的衰减时标比 1 及 2 的增长时标都短。

d. 成分 2 中增长, 成分 1 中衰减

$$t_g^2 < t_d^2, \quad t_g^2, \quad t_g^1 > t_d^1$$

e. 成分 1 中增长, 成分 2 中几乎不增长

$$t_g^1 < t_d^1, \quad t_d^2 > t_g^2 \gg t_d^1$$

这时扰动  $l$  虽然对 2 也是增长模式, 但其增长时标很大, 故当 1 已有明显增长时, 2 几乎没有响应。

f. 成分 2 中增长, 成分 1 中几乎不增长。

$$t_g^2 < t_d^2, \quad t_d^1 > t_g^1 \gg t_d^2$$

比较这些情况可见, 对于不同的扰动  $l$ , 两成分的响应方式可能是十分不同的。例如, 我们考虑满足下列条件的两成分宇宙

$$\rho_1^{(0)} \ll \rho_2^{(0)}, \quad \lambda_{1J} \ll \lambda_{2J}$$

这时当然有  $v_1 \ll v_2$ , 故

$$t_g^1 \gg t_g^2, \quad t_d^1 \gg t_d^2$$

在这种情况下, 对于  $l \geq \lambda_{1J}$  的扰动, 属于情况 c, 对于  $l \geq \lambda_{2J}$  的扰动, 属于情况 f。因此, 成分 1 中有可能形成小尺度 ( $\sim \lambda_{1J}$ ) 的显著的非均匀性, 而在成分 2 中却不能形成这种结构, 它只能有大尺度 ( $\sim \lambda_{2J}$ ) 的结构。

## 2. 中微子宇宙

中微子为主的宇宙, 恰恰符合上述的条件, 即一方面具有静质量的中微子的质量密度大于重子成分的,

$$\rho_\nu \gg \rho_B$$

另一方面, 在复合时期之后, 中微子成分的 Jeans 波长  $\lambda_{\nu J}$  要比可视物质 (即氢气及辐射) 的  $\lambda_{nJ}$  大得多

$$\lambda_{\nu J} \gg \lambda_{nJ}$$

这样, 如果不可视物质的主要成分是中微子, 就有可能形成我们所期望的结构: 可视物质有

大的成团, 中微子成分则只有小的非均匀性。

### 3. 数值模型<sup>[22]</sup>

因为中微子(不可视成分)及尘埃(可视成分)都是无碰撞的, 所以, 可以用两种无碰撞气体所构成的宇宙来模拟实际情况。

图 1 及 2 给出非均匀性的谱随时间的发展。图 1 表示, 初始在成分 1 中存在具有白谱的密度扰动, 而成分 2 中没有, 即

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{1\vec{k}}=1, \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{2\vec{k}}=0$$

数值计算结果表明, 在扰动发展后, 成分 2 中的非均匀性总是小于成分 1 中的非均匀性的。图 2 表示初始在成分 2 中存在具有白谱的密度扰动, 而在成分 1 中没有扰动, 即

$$\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{2\vec{k}}=1, \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{1\vec{k}}=0$$

我们看到, 发展的结果成分 1 中的非均匀性很快超过成分 2 中的非均匀性, 无论在大尺度上还是小尺度上均如此。

总之, 无论初始的扰动是在成分 1 中还是成分 2 中, 也无论扰动尺度是大是小, 发展的结果总是成分 1 中有强的成团, 而成分 2 中只有弱的成团。

因此, 在中微子为主的宇宙中, 在 Jeans 成团阶段, 可视成分与不可视成分的成团性质

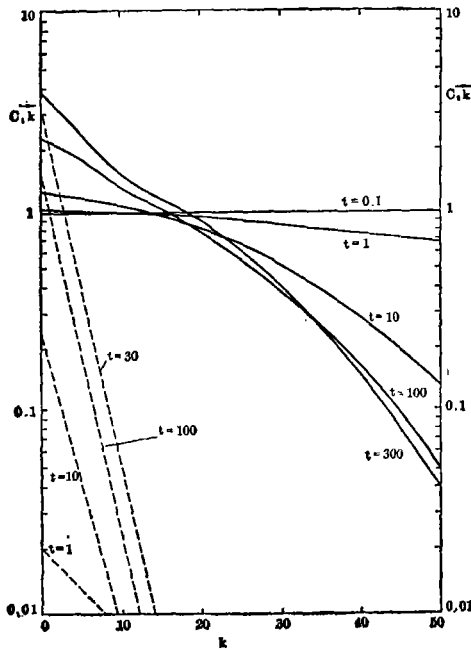


图 1. 扰动谱  $C_{1k}$ (实线)及  $C_{2k}$ (虚线)的发展, 初始值取  $\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{1k}=1$   $\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{2k}=0$ , 参数取  $\rho_1^{(0)}/\rho_2^{(0)}=0.1$ ,  $\lambda_{1J}/\lambda_{2J}=0.1$

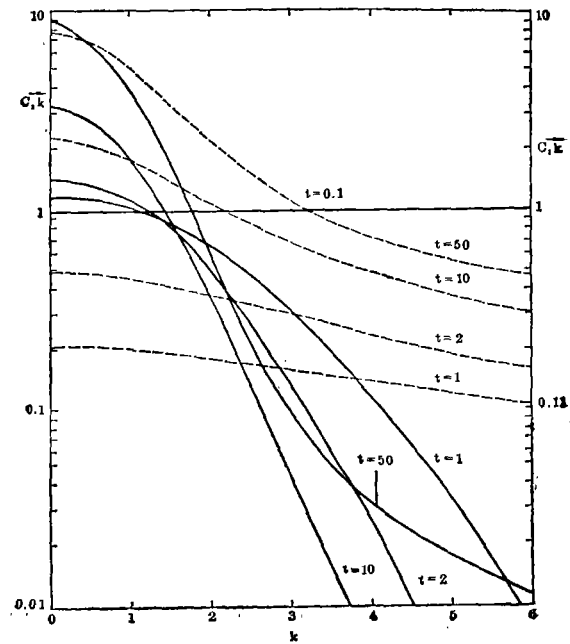


图 2. 扰动谱  $C_{2k}$ (实线)及  $C_{1k}$ (虚线)的发展, 初始值取  $\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{2k}=1$   $\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)_{1k}=0$



就非常不同。完全有可能形成：在一种成分中有强的成团，而在另一种成分中只有弱的成团。采用流体来模拟两种成分，也得到相似的结论<sup>[23]</sup>。这些模型都表明，成团的差异是与不可视物质的物性密切相关的。这样，从不可视物质的成团性质，也可以给出对不可视物质的物性的一些限制。

### 参 考 文 献

- [1] Faber, S. M., Gallagher, J. S., *Ann. Rev. Astr. Astrophys*, **17** (1979), 433.
- [2] 方励之, 江涛, 程富华, 胡佛兴, *Quarterly J. Roy. Astr. Soc.*, **23** (1982), 363.
- [3] Weinberg, S., *Gravitation and Cosmology* (1971).
- [4] 陆峻, 方励之, *物理学进展*, **2**(1982), 67.
- [5] Fayet, P., Ferrara, S., *Phys. Repts*, **32C** (1977), 249.
- [6] Sciama, D. W., Melott, A. L., *Phys. Rev.*, **D25** (1982), 2214.
- [7] Hawking, S. W., Moss, I. G., *Phys Lett.*, **110B** (1982), 35.
- [8] Cabrera, B., *Phys. Rev. Lett.*, **48** (1982), 1378.
- [9] Ostriker, J. P., Peebles, P. J. E., Yahil, A., *Astrophys J.*, **193** (1974), L1.
- [10] Bosma, A., The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types. Ph.D thesis, Groningen (1978).
- [11] Fabricant, D., Gorenstein, D., preprint No. 1741, Harvard College Observatory (1983).
- [12] Cheng, E. S., et al. *Astrophys J.*, **232** (1979), L139.
- [13] Smoot, G. F., et al. *Astrophys J.*, **234** (1979), L83.
- [14] Sandage, A. R., Tammann, G. A., *Astrophysical Cosmology*, edited by Bruck, H. A. et al. (1982).
- [16] Oort, J. H., *Ann. Rev. Astr. Astrophys* (1983).
- [17] 方励之, *Proceedings of the third Marcel Grossmann Meeting*, (1983).
- [18] 褚耀泉, 朱杏芬, *Astrophys J.*, **267** (1983). 4.
- [19] 方励之, 佐藤文隆, *Prog. Theor. Phys.*, **67** (1982), 1994.
- [20] 方励之, 刘永镇, *Lett. Nuovo Cimento*, **32** (1981), 129.
- [21] Wasserman, I., *Astrophys J.*, **248** (1981), 1.
- [22] 方励之, 向守平, *天体物理学报*.
- [23] 向守平, 方励之, 准备中.

## CONTENTS AND STRUCTURE OF INVISIBLE MATTER IN THE UNIVERSE

Fang Li-zhi

(Astrophysics Research Division, University of Science and Technology of China)

### Abstract

The problem of invisible matter in the universe is reviewed. In the first section, the evidence for the existence of invisible matter, such as the mass-to-light ratio of various systems and deceleration parameter  $q_0$  determined by various methods is discussed. The possible contents of the invisible matter are listed and analysed in the second section, massive neutrinos, massive photinos, primordial black holes and magnetic monopoles included. It is made clear in the third section that the density distributions of visible matter and invisible matter are quite different from each other. A

---

remarkable clustering exists in the visible component for all the scales of galaxies, clusters and superclusters, while the distribution of the invisible component is more uniform. In the last section the possibility to form such difference is investigated. For a two-component universe, if the time scales of growth and damping for a density perturbation satisfy some suitable relations, the perturbation can trigger growing response in one component, but damping in the other. In a neutrino dominant universe the above-mentioned mechanism can be used to explain why such uniform distributions of invisible matter exist.