

彭加莱规范引力下的加速膨胀

敖犀晨

(上海师范大学 天体物理中心, 上海 200234)

摘要: 20世纪末,通过对Ia型超新星的观测,人们发现了宇宙的加速膨胀,这违背了人们关于引力的根本认识.解释这一不可思议的现象成了宇宙学家的首要任务.理论学家提出了各种模型.在众多模型中,规范引力理论由于其坚实的理论背景而备受关注.本文作者主要的研究对象是彭加莱规范引力宇宙学模型.利用解析分析对这类模型进行了详细的研究和讨论.并通过将Ia型超新星的观测数据与该宇宙学模型的理论预测作对比,给出了模型参数以及系统初值条件的最佳拟合值.同时也给出了参数们相应的置信区间,限定了这类模型的参数选取.

关键词: 修改引力; 加速膨胀; 超新星; 彭加莱规范理论

中图分类号: O 412.1 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-5137(2014)04-0404-07

0 引言

20世纪末,人们通过对Ia型超新星的观测,发现宇宙不仅在膨胀,更是在加速膨胀,之后又被宇宙微波背景辐射、大尺度结构等观测所证实.宇宙的演化主要取决于宇宙中物质间的引力作用,而引力一直被认为是吸引力,所以宇宙必定是减速膨胀的.因此加速膨胀这一观测事实与关于引力的直观图像是违背的,因此如何解释加速膨胀成了当今引力学家和宇宙学家首要任务.理论学家提出了各种解决办法,如重新引入宇宙学常数,唯象地引入动力学暗能量,以及修改爱因斯坦引力理论等等.其中将引力看成一种规范理论是修改引力模型中一类重要模型,因其不需要引入任何额外物理量而备受关注.本文作者主要研究的是一类基于Poincaré规范引力理论的宇宙学,属于修改引力理论范畴.规范引力的提出可以追溯到20世纪60年代. Kibble和Sciama等人尝试用杨振宁和Mills的规范理论来解释引力相互作用,并得出了第一套引力的规范理论——ECKS理论.但是在该理论中挠率是静态的,无法被传播.1980年,Hehl等人在作用量中引入了曲率和挠率的平方项克服了这个困难^[1-4].这类新理论被称为Poincaré规范引力理论.起初把引力纳入规范理论框架的动机是为了将其量子化并与弱电强这几类相互作用统一,以及描述自旋的引力效应^[5-6].而最近,有学者把该类理论应用在宇宙学上,意外地解释了宇宙的加速膨胀^[7-10].由于该宇宙学模型理论基础坚实,与现有观测也吻合得很好,所以引起了研究者广泛的注意.本文作者主要介绍了这类理论下的宇宙学模型,进行了相应的解析和数值讨论,并将其与现有的观测数据做了系统的比对,给出了模型参数的限制.

在第2节中介绍基于这种引力理论的宇宙学,给出了这类宇宙学模型的宇宙演化方程;在第3节中,解析地讨论了彭加莱规范引力下宇宙学演化方程,并给出了描述过去演化历史的解析解.在第4节中,先介绍了宇宙学中统计的基础知识,并给出最小二乘法的表达式.接着,利用这些统计知识,将解析

收稿日期: 2014-06-20

基金项目: 上海师范大学创新团队项目(DXL124);上海高校青年教师培养资助计划(ZZshsf13018);高等学校博士学科点专项科研基金(20133127120003)

通信作者: 敖犀晨,中国上海市桂林路100号上海师范大学天体物理中心,邮编:200234,E-mail: aoxichen@shnu.edu.cn

结果与超新星观测数据进行比对,给出了模型参数和系统初值条件的最佳拟合值,以及相应的置信区间,限定了模型参数的选取.第5节总结了结论,并展开了讨论.

1 彭加莱规范引力宇宙学

彭加莱规范引力理论是1980年前后由希尔等人提出的一套试图将引力规范化的引力理论.其作用量的表述为:

$$L_{pgt} \sim -a_0 R + \sum_{n=1}^3 \alpha_n T^{(n)} + \sum_{n=1}^6 \beta_n R^{(n)}, \quad (1)$$

这里的 $T^{(n)}$ 和 $R^{(n)}$ 就是上面所给出的关于挠率和曲率的几个不可约部分.在该模型众多传播的模中,有一些是非物理的,要么超光速,要么具有负动能.如果把这些非物理的部分排除后,作用量可以约化成为:

$$L = \frac{1}{2\kappa} \left[-a_0 R - \sum_{n=1}^3 a_n T^{(n)} + \frac{b^-}{12} E^2 + \frac{b^+}{12} R^2 \right], \quad (2)$$

其中 $E = 6R_{[0123]}$, R 是曲率标量.这里的 a_n 是无量纲的,而 b^\pm 的量纲是 R^{-1} .该作用量对应的是两类动力学联络,这两类自旋都为0,一个具有奇宇称,一个具有偶宇称.

根据宇宙微波背景辐射,宇宙大尺度结构的分布等观测结果,相信宇宙的空间部分是均匀且各向同性的.所以考虑Friedmann-Robertson-Walker度规

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right), \quad (3)$$

此度规下的正交余标架场为:

$$\vartheta^0 = dt, \quad \vartheta^A = a(t) \left(1 + \frac{1}{4} kr^2 \right)^{-1} dx^A, \quad (4)$$

其中 $a(t)$ 为宇宙的尺度因子.这里的 k 代表的是空间常曲率, $k=1$ 对应的是3维球面, $k=0$ 对应的是3维欧几里德空间,而 $k=-1$ 对应的是3维双曲面.现今的观测普遍支持 k 在0附近,所以这里考虑 $k=0$ 这类情况,即平坦空间情况.由于其空间平坦且各向同性,自旋联络的复杂程度被大大降低,其非零的分量为:

$$\omega_0^A = \Psi(t) dx^A, \quad \omega^{AB} = X(t) \epsilon_{BC}^A dx^C, \quad (5)$$

其中 $\epsilon_{ABC} = \epsilon_{0ABC}$ 是3维的列维-奇维塔张量,现在原本6个自由度的场最终只剩下了2个自由度, A, B, C, \dots 表示标架指标的空间部分.

现在可以得到曲率和挠率的非零分量.其中非零的曲率2形式为:

$$R^{0A} = \dot{\Psi} dt \wedge dx^A - X \Psi \epsilon_{BC}^A dx^B \wedge dx^C, \quad (6)$$

$$R^{AB} = \dot{X} \epsilon_C^{AB} dt \wedge dx^C + (\Psi^2 - X^2) dx^A \wedge dx^B, \quad (7)$$

相应的曲率标量 R 和赝曲率标量 E 为:

$$R = 6 [a^{-1} \dot{\Psi} + a^{-2} (\Psi^2 - X^2)], \quad (8)$$

$$E = 6 [a^{-1} \dot{X} + 2 a^{-2} X \Psi]. \quad (9)$$

而非零的挠率张量分量为:

$$T_{B0}^A = -\frac{\Phi(t)}{3} \delta_B^A, \quad T_{BC}^A = -2\epsilon(t) \epsilon_{BC}^A, \quad (10)$$

其中,

$$\Phi(t) = -3a(t)^{-1} (\Psi(t) - \dot{a}(t)), \quad \epsilon(t) = a^{-1} X(t). \quad (11)$$

Φ 对应的是 0^+ 模, ϵ 对应的是 0^- .一般认为,现时宇宙中的费米子自旋密度非常小,小到可以忽略.所以,对应 0^- 的挠率的轴矢量部分的贡献也应该非常小,因此并不会对宇宙的演化产生重要影响.文献

[11-12]也给出了关于这类挠率模的观测限定.相反 ρ^+ 模对应的是矢量部分,其与现已知的物质并不会发生相互作用,所以有理由相信在宇宙晚期的演化中,该部分的挠率可以起重要的作用.所以在这里只考虑 0^+ 模的情况,这时候宇宙的动力学方程为:

$$\dot{H} = \frac{\mu}{6a_2}R - \frac{\kappa\rho_m}{6a_2} - 2H^2, \quad (12)$$

$$\dot{\Phi} = -\frac{a_0}{2a_2}R - \frac{\kappa\rho_m}{2a_2} - 3H\Phi + \frac{1}{3}\Phi^2, \quad (13)$$

$$\dot{R} = -\frac{2}{3}\left(R + \frac{6\mu}{b}\right)\Phi, \quad (14)$$

$$\kappa\rho_m = \frac{b}{18}\left(R + \frac{6\mu}{b}\right)(3H - \Phi)^2 - \frac{b}{24}R^2 - 3a_2H^2. \quad (15)$$

这个仅含有 0^+ 模的宇宙学模型是谢坤峰、Nester、游辉樟等人于 2008 年前后提出的,因此也被称为是 SNY 模型^[7-8].

2 解析分析

由于方程(12)~(15)是一组复杂的非线性方程组,只能使用级数展开法求解.用级数展开法必须考虑级数的收敛性,但因为本文作者想要了解的是该理论模型是否能满足观测,所以考虑的仅是宇宙的演化历史,即过去时刻的方程解,因此很好地满足了收敛条件.

因为考虑的是一个物质主导的宇宙,对其连续性方程可以直接求解得物质密度与尺度因子的关系,

$$\rho = \frac{\rho_0}{a^3}, \quad (16)$$

这里的 a 是尺度因子, ρ_0 是现时密度.

将前面的无量纲化变换和密度的表达式(16)代入方程(12)~(14),便可以得到一组新的方程,

$$aH H' = \frac{\mu}{6a_2}R - \frac{\rho_0}{6a_2} \frac{1}{a^3} - 2H^2, \quad (17)$$

$$aH \Phi' = \frac{1}{2a_2}R - \frac{\rho_0}{2a_2} \frac{1}{a^3} - 3H\Phi + \frac{1}{3}\Phi^2, \quad (18)$$

$$aH R' = -\frac{2}{3}\left(R + \frac{6\mu}{b}\right)\Phi, \quad (19)$$

这里“'”代表是对尺度因子 a 求导数.这里的无量纲变换如下:

$$t \rightarrow t/l_0, \quad H \rightarrow l_0 H, \quad R \rightarrow l_0^2 R, \quad \Phi \rightarrow l_0 \Phi, \quad \kappa\rho_m \rightarrow l_0^2 \kappa\rho_m, \quad b \rightarrow b/l_0^2, \quad (20)$$

这里的 $l_0 = c/H_0$ 是哈勃半径.

如果将现时的尺度因子 $a(t_0)$ 定为 1,那么该方程的形式解可以被设成:

$$H(a) = h_0 + \sum_{n=1}^{\infty} h_n (a-1)^n, \quad (21)$$

$$\Phi(a) = \varphi_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n (a-1)^n, \quad (22)$$

$$R(a) = r_0 + \sum_{n=1}^{\infty} r_n (a-1)^n. \quad (23)$$

这个形式解在 $a(t) < a(t_0)$ 的时候有良好的收敛性.

利用这个形式解,通过较为复杂的计算,可以得到系数之间的递推关系^[13],

$$h_1 = \frac{1}{h_0} \left(\frac{\mu r_0}{6 a_2} - \frac{\rho_0}{6 a_2} - 2h_0^2 \right), \quad (24)$$

$$\varphi_1 = \frac{1}{h_0} \left(\frac{r_0}{2a_2} - \frac{\rho_0}{2a_2} - 3h_0\varphi_0 + \frac{\varphi_0^2}{3} \right), \quad (25)$$

$$r_1 = -\frac{2}{3h_0} \left(r_0 + \frac{6\mu}{b} \right) \varphi_0, \quad (26)$$

当 $n \geq 2$ 时,

$$h_n = \frac{1}{n h_0} \left[\frac{\mu r_{n-1}}{6a_2} - \frac{\rho_0}{12a_2} n(n+1) - 2 \sum_{i=0}^{n-1} h_i h_{n-i} - \sum_{i=0}^{n-1} (n-1-i) h_i h_{n-1-i} - \sum_{i=1}^{n-1} (n-i) h_i h_{n-i} \right], \quad (27)$$

$$\varphi_n = \frac{1}{nh_0} \left[\frac{r_{n-1}}{2a_2} - \frac{\rho_0}{4a_2} n(n+1) - 3 \sum_{i=0}^{n-1} h_i \varphi_{n-1-i} + \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\varphi_i \varphi_{n-1-i}}{3} - \sum_{i=0}^{n-1} (n-1-i) h_i \varphi_{n-i} - \sum_{i=1}^{n-1} (n-i) h_i \varphi_{n-i} \right], \quad (28)$$

$$r_n = \frac{1}{n h_0} \left[\frac{2}{3} \sum_{i=0}^{n-1} r_i \varphi_{n-1-i} + \frac{4\mu}{b} \varphi_n \sum_{i=1}^{n-1} (n-i) h_i r_{n-i} \right], \quad (29)$$

这里的

$$\rho_0 = \frac{b}{18} \left(r_0 + \frac{6\mu}{b} \right) (3h_0 - \varphi_0)^2 - \frac{b}{24} r_0^2 - 3a_2 h_0^2, \quad (30)$$

其中 h_0, φ_0, r_0 表示现在时刻的 H, Φ, R 的值, 即 $H(1), \Phi(1), R(1)$. 值得注意的是, 由于前面使用哈勃半径来做无量纲化处理的, 所以这里的 h_0 自然就是单位值 1. 还有这里的参数不是时间 t 而是尺度因子 a , 这更有利于与观测做比较. 这样就得到了一组过去时刻的 H, Φ, R 演化的解析解.

3 数据拟合与观测限定

众多观测中, Ia 型超新星的观测与宇宙膨胀速度关系最为密切, 人们也是通过对高红移的 Ia 型超新星的观测首次发现了宇宙的加速膨胀, 所以主要考虑通过对超新星观测数据的拟合来对模型进行一定的限定. 在宇宙学中, 常用的统计是贝叶斯统计. 这里对超新星数据拟合所用的统计工具也是基于贝叶斯统计的最小二乘法,

$$\epsilon_{SN}^2(\theta) = \sum_{i=1}^n \frac{[\mu_{obs}(z_i) - \mu_{th}(z_i; \theta)]^2}{\sigma_i^2}, \quad (31)$$

其中观测数据库中的 μ_{obs} 是距离模数的观测值, 距离模数的理论值为 μ_{th} ; 而 θ 则对应着模型参数和初值条件. 这里的理论值是依赖于模型参数和初值条件选取的, 所以通过这种方式, 便可以限制参数和初值条件的取值范围.

距离模数的理论表达式

$$\begin{aligned} \mu_{th}(z_i) &= 5 \log_{10} \left(\frac{d_L(z_i)}{\text{Mpc}} \right) + 25 = 5 \log_{10} D_L(z_i) - 5 \log_{10} \left(\frac{c H_0^{-1}}{\text{Mpc}} \right) + 25 = \\ &= 5 \log_{10} D_L(z_i) - 5 \log_{10} h + 42.38, \end{aligned} \quad (32)$$

其中 $D_L(z) = H_0 d_L(z) / c$ 为不含哈勃常数的无量纲光度距离,

$$D_L(z) = \frac{1+z}{\sqrt{|\Omega_k|}} f_k \left(\sqrt{|\Omega_k|} \int_0^z \frac{dz'}{H(z'; \theta)} \right), \quad (33)$$

其中

$$f_k(x) = \begin{cases} \sin(x) & \text{if } \Omega_k(k = 1); \\ x & \text{if } \Omega_k(k = 0); \\ \sinh(x) & \text{if } \Omega_k(k = -1). \end{cases}$$

因为这里考虑的是空间曲率为 0 的宇宙,所以式(33)退化成:

$$D_L(z) = (1+z) \int_0^z \frac{dz'}{H(z'; a_2, b, \phi_0, r_0)}. \tag{34}$$

将这个式子和前面解析分析的结果(21)代回(32),便得到了完整的 μ_{th} 表达式. 这时将可以对其进行最小二乘法处理.

由于超新星观测中的系统误差相对于观测误差并不算太小,不能忽略. 所以每一个样本的观测之间并不是独立的,必须使用协方差矩阵来求 χ^2 ,

$$\chi^2(\theta) = \sum_{i,j}^N [\mu_{obs}(z_i) - 5\log_{10}D_L(z_i; \theta) - \mu_0] (C_{SN}^{-1})_{ij} [\mu_{obs}(z_j) - 5\log_{10}D_L(z_j; \theta) - \mu_0], \tag{35}$$

其中 $\mu_0 = -5\log_{10}h + 42.38$, θ 则代表了模型参数和初值条件(a_2, b, ϕ_0, r_0). 并不关心 μ_0 对整个距离模数的贡献,但是它却会影响整个 χ^2 的分布. 所以要对其进行边缘化处理(Marginalization),

$$\tilde{\chi}^2(\theta) = A(\theta) - \frac{B(\theta)^2}{C} + \ln\left(\frac{C}{2\pi}\right), \tag{36}$$

其中

$$A(\theta) = \sum_{i,j}^N [\mu_{obs}(z_i; \theta) - 5\log_{10}D_L(z_i; \theta)] (C_{SN}^{-1})_{ij} [\mu_{obs}(z_j; \theta) - 5\log_{10}D_L(z_j; \theta)], \tag{37}$$

$$B(\theta) = \sum_j^N (C_{SN}^{-1})_{ij} [\mu_{obs}(z_j; \theta) - 5\log_{10}D_L(z_j; \theta)], \tag{38}$$

$$C(\theta) = \sum_{i,j}^N (C_{SN}^{-1})_{ij}. \tag{39}$$

为了方便起见,将 $\tilde{\chi}^2$ 仍旧记作 χ^2 . 这时利用 Matlab 程序对 χ^2 进行最小化处理,并最终得到了模型参数 a_2, b 和系统初值条件 ϕ_0, r_0 的最佳拟合值,见表 1^[13]. SNI 模型所对应的最小的 χ^2 为 535.284, 要略小于 Λ CDM 取 $\Omega_m = 0.27, \Omega_\Lambda = 0.73$ 时的 536.634. 如果将 a_2, b, ϕ_0, r_0 的最佳拟合值代入方程(15),得到物质密度的现时值 $\rho_0 = 1.004$.

表 1 参数最佳拟合值

a_2	b	ϕ_0	r_0	χ^2
1.336	0.992	0.584	5.839	~ 535.284

所谓的最佳拟合值,仅仅是说这一点上的概率密度函数值最大,并不能反映体参数空间概率分布的一个整体状况. 需要引入置信度和置信区间这两个概念,并利用 χ^2 对参数选取做限制. 置信度就是参数落在参数空间中的某一特定区域的概率,即概率分布函数在该区域内的积分值,而对应着某一特定置信度的参数区间就被称为是置信区间. 一般用若干个标准差 σ 来衡量置信度. 区间的置信度取决于 χ^2 和其最佳拟合值的差 $\Delta\chi^2$, 以及参数空间的维度. 表 2 给出了置信度与它们的关系.

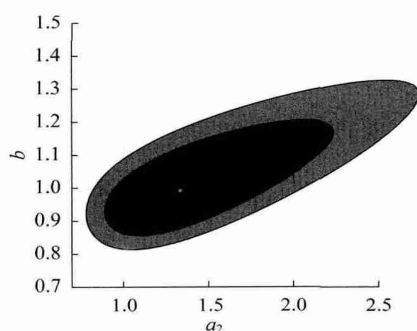
表 2 置信度与 $\Delta\chi^2$ 和参数空间维度的关系

置信度	1	2	3	4	5	6
1 σ : 68.3%	1.00	2.30	3.53	4.72	5.89	7.04
2 σ : 95.4%	4.00	6.17	8.02	9.70	11.3	12.8
3 σ : 99.73%	9.00	11.8	14.2	16.3	18.2	20.1

有了置信区间就可以对参数空间中概率的整体分布有了大概的了解,同时也能给选取参数做出指导性的限制,指导如何有效地选取参数.

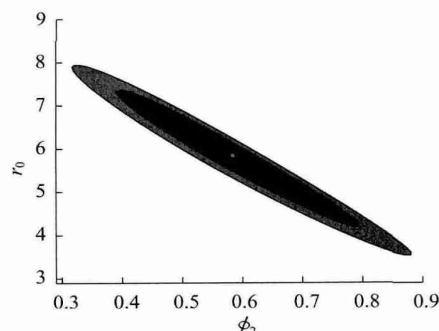
根据前面对超新星做拟合得出的 $\chi^2(\theta)$,可以画出相应的置信区间.但是由于这里的参数空间是4维的,无法在一幅2维等高图上画出置信区间,所以分成两种情况讨论.

第一种情况,将初值条件设为最佳拟合值,并给出关于模型参数的置信区间,如图1所示;第二种情况,将模型参数设为最佳拟合值,并给出关于初值条件的置信区间,如图2所示.这两幅图可以看成是4维参数空间的两个2维切面.通过这两幅图,可以清晰地看出SNY模型从一定程度上降低了系统对初值条件和模型参数的敏感性,缓解了精调问题.



这里将初值条件设为其最佳拟合值 $\phi_0 = 0.584$, $r_0 = 5.839$. 黄点代表模型参数的最佳拟合点

图1 SNY模型下利用Union2超新星数据库拟合得到的关于模型参数 a_2, b 的3个置信区间,分别对应着 $1\sigma, 2\sigma$ 和 3σ



这里将初值条件设为其最佳拟合值 $a_2 = 1.336$, $b = 0.992$. 黄点代表模型参数的最佳拟合点

图2 SNY模型下利用Union2超新星数据库拟合得到的关于初值条件 ϕ_0, r_0 的3个置信区间,分别对应着 $1\sigma, 2\sigma$ 和 3σ

4 总结

主要讨论了彭加莱规范引力理论下的宇宙学问题.在该理论的框架下,考虑了仅含挠率 0^+ 模的SNY模型.该模型由挠率的标量模 ϕ 部分、曲率 R 和哈勃参数这3个变量构成的一组耦合方程所描述.将整个演化分成两部分讨论,第一部分为过去时刻,第二部分为将来时刻.通过级数展开的办法得到了关于过去时刻的解析解和关于将来时刻的近似解.将这些理论结论与观测数据做对比.与加速膨胀关系最密切的是超新星观测,所以这里选用的是Ia型超新星数据库—Union2(至今最大最全面的Ia型超新星数据库)来与理论比对.最终得到了关于模型参数和系统初值条件的最佳拟合值,以及相应的置信区间.其最佳拟合值要略优于标准的 Λ CDM谐和模型.而且通过置信区间的分析,发现这个模型很好地缓解了“精调”问题.通过这些数据分析,很好地限定了模型参数和初值条件的选取.

在纷繁的宇宙学理论模型中,如何寻找一个能满足各类观测,能够同时解释早期暴涨与晚期加速的谐和模型也是一个重要的问题,值得一直去探索.所以除了Ia型超新星,还可以利用其他观测对该模型做进一步的限定,例如重子声学震荡(BAO),宇宙微波背景辐射(CMB),宇宙大尺度结构(LSS)等,这些讨论将会在以后的文章中给出.

由于现实宇宙中费米子密度小到可以忽略,所以对于晚期宇宙的演化,可以仅仅考虑带有 0^+ 的情形,即SNY模型.但是对于早期宇宙,由于 0^- 模与费米子场有直接的耦合作用,所以需要将模型推广到同时含有 0^+ 的模型,同时考虑奇偶宇称,并利用CMB等观测对理论给予观测限制.近期哈佛的BICEP2团队发现了宇宙微波背景辐射中的 B 模极化形态,这也意味着证实了原初引力波的存在,这对各类宇宙学模型给出了更强有力的验证工具,也对彭加莱规范引力宇宙学给出了坚实的观测限制.在以后的文章中,将给出关于早期宇宙的演化以及关于CMB等的详细讨论.

参考文献:

- [1] HEHL F W. Four Lectures on Poincaré Gauge Field Theory [M/OL]. Plenum ,1980: 5. <http://www.thp.uni-koeln.de/gravitation/mitarbeiter/Erice1979.pdf>.
- [2] HAYASHI K ,SHIRAFUJI T. Gravity from poincaré gauge theory of the fundamental particles. I [J]. Progress of Theoretical Physics ,1980 64(3): 866 – 882.
- [3] HAYASHI K ,SHIRAFUJI T. Gravity from poincaré gauge theory of the fundamental particles. II [J]. Progress of Theoretical Physics ,1980 64(3): 883 – 896.
- [4] HAYASHI K ,SHIRAFUJI T. Gravity from poincaré gauge theory of the fundamental particles. III [J]. Progress of Theoretical Physics ,1980 64(4): 1435 – 1452.
- [5] HEHL F W ,VON DER HEYDE P ,KERLICK G D ,et al. General relativity with spin and torsion: foundations and prospects [J]. Rev Mod Phys ,1976 48:393 – 416.
- [6] HEHL F W ,MCCREA J D ,MIELKE E W ,et al. Metric affine gauge theory of gravity: Field equations ,noether identities , World Spinors and Breaking of Dilation Invariance [J]. Phys Rept ,1995 258:1 – 171.
- [7] YO H J ,NESTER J M. Dynamic scalar torsion and an oscillating universe [J]. Mod Phys Lett 2007 ,A22: 2057 – 2069.
- [8] SHIE K F ,NESTER J M ,YO H J. Torsion cosmology and the accelerating universe [J]. Phys Rev 2008 ,D78: 023522. 0805. 3834.
- [9] CHEN H ,HO F H ,NESTER J M ,et al. Cosmological dynamics with propagating lorentz connection modes of spin zero [J]. JCAP 2009 0910:027. 0908. 3323.
- [10] HUANG C G ,ZHANG H Q ,GUO H Y. Cosmological solutions with torsion in a model of the de sitter gauge theory of gravity [J/OL]. Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 2008 2008(10): 010. <http://stacks.iop.org/1475-7516/2008/i=10/a=010>.
- [11] CARROLL S M ,FIELD G B. Consequences of propagating torsion in connection-dynamic theories of gravity [J]. Phys. Rev. D ,1994 50: 3867 – 3873.
- [12] BELYAEV A ,SHAPIRO I. Torsion action and its possible observables [J]. Nuclear Physics B ,1999 ,543(1-2): 20 – 46.
- [13] AO X C ,LI X Z. Torsion cosmology of Poincaré gauge theory and the constraints of its parameters via sneia data [J/OL]. JCAP 2012 2012(2): 003. <http://stacks.iop.org/1475-7516/2012/i=02/a=003>.

The accelerating universe under Poincaré gauge theory of gravity

AO Xichen

(Shanghai United Center for Astrophysics(SUCA) ,Shanghai Normal University ,Shanghai 200234 , China)

Abstract: The accelerating expansion was discovered at the end of the last century , which violates humans' fundamental intuition of gravity. Trying to explaining this weird observational fact became the principal task of cosmologists , who proposed various models. Among these models , gauge theories of gravity , for its solid theoretical foundation , attract widespread attention. In this paper , we study the cosmology based on the Poincaré gauge theory of gravity. We obtain the analytical solution which describes the evolution history of the universe. And we fit these analytical results to the Type Ia Supernova observation data , and obtain the best-fit value for model parameters and initial conditions , and the confidence level of these parameters.

Key words: modified gravity theory; cosmic acceleration; supernova; Poincaré gauge theory

(责任编辑: 顾浩然)