

爱因斯坦转盘上的热平衡及其时空对偶性

李双九[†]

(河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

(2003 年 8 月 29 日收到, 2004 年 2 月 10 日收到修改稿)

分别用狭义和广义相对论解出了爱因斯坦转盘上的热平衡流体系统内固有温度对柱坐标的依赖关系 $T_0(\rho)$. 结果表明, 运动温度的收缩只与子系统的速度有关而与加速度无关. 考虑到引力场中坐标温度的均恒性, 爱因斯坦转盘与早期宇宙的时空对偶性直接给出宇宙介质固有温度反比于标度因子 $R(t)$ 的结论.

关键词: 热平衡, 弯曲时空, 坐标温度, 早期宇宙

PACC: 0330, 0420, 9880D, 0570

1. 引言

相对论热力学关于温度变换的争论已持续了 40 年, 形成了普朗克-爱因斯坦(Planck-Einstein, P-E)学派^[1-6]与奥特-缪勒(Ott-Møller, O-M)学派^[7-11]. 以往的研究大都从熵、压强、体积、能量与动量等热力学量的变换或统计性质出发去推证热量与温度的 Lorentz 变换. 两大学派各自都建立了自治的热力学理论, 但关于温度变换的结论却正好相反. 相对论热力学的关键问题并未获彻底解决. 现在, 问题的讨论已经达到这种程度: 找不出一种理想实验去判断 P-E 理论与 O-M 理论中哪一个符合/另一个抵触狭义相对性原理^[12, 13]. 狭义相对性原理论的是物理量在惯性参考系之间的协变性, 此处应着重讨论的量是温度. 但纵观两大学派的历史文献, 较少见到对参考系空时性质的相关研究, 很少见到对温度概念的基础——热平衡概念的系统讨论. 特别是, 尚未见到把运动物体温度的收缩与热平衡的时空条件相联系起来的文献.

对相对论热力学的深入讨论使我们碰到了一个更加基本的问题——热平衡状态的空时条件, 它应该是深入研究‘运动温度收缩还是膨胀’问题的出发点. 赵峥等证明了热平衡定律等价于坐标钟速同步的传递性, 并将热平衡问题与引力场(弯曲时空)联系起来^[14-17]. 赵峥的理论能够在广义相对论

的框架内全面而深入地探讨温度的空时性质, 除有望彻底解决‘运动温度的收缩’问题外, 还可以从更高的观点去探讨热平衡系统的坐标温度与固有温度的关系, 进而导出弯曲时空中固有温度的时空分布. 这里的弯曲时空主要指黑洞与早期宇宙. 近年来, 虽然黑洞热力学总体框架已经建立并得到长足发展, 但是诸如黑洞固有温度的时空分布^[18], 黑洞熵与热力学第三定律的关系^[19, 20]等很基本的问题仍需要从热平衡概念本身去规范. 另外, 早期宇宙的热平衡状态与其动态度规也需要从逻辑上加以统一. 本文以赵峥理论为基础, 具体讨论与计算了一般弯曲时空中热平衡的概念, 固有温度与坐标温度之间的关系, 不仅为继续探讨热平衡黑洞的相关问题奠定了基础, 还得出了运动温度 Lorentz 变换的具体结果与早期宇宙坐标温度关系式.

本文首先指出热平衡态必须满足朗道(Landau)宏观共动条件, 并引入赵峥的热平衡度规条件. 在朗道条件与赵峥条件的基础上用广义相对论计算了恒定引力场中的坐标温度与爱因斯坦转盘上的热平衡. 得出的结果不仅完全确认了 P-E 理论, 而且显示温度的收缩只与运动物体的速度有关, 而与其加速度无关. 在最后一节, 通过扩展宏观共动条件建立了早期宇宙的热平衡概念. 在爱因斯坦转盘与早期宇宙之间作出时空对偶变换, 从而直接得出早期宇宙固有温度反比于标度因子的结论.

[†]E-mail: lishuangjiu@sina.com; 电话: 0312-5079354.

2. 热平衡的宏观共动条件与平直时空中的温度变换

热力学^[21]与统计物理^[22]对平衡态所下的定义是达到平衡时系统的宏观性质在长时间将不再变化,或者说系统的任何宏观子系统的物理量非常接近它本身的统计平均值.两个分别已达平衡的(宏观)物体 A 与 B 经过热接触后的热力学性质若不再变化,则称 A 与 B 达到了热(动)平衡.当 A 与 B 分别与物体 C 达到平衡后若 A 与 B 也相互平衡(A, B, C 为任选三物体)则称热平衡具有传递性或称热力学第零定律(即热平衡定律)成立^[21].

假设热平衡定律在所涉及的时空范围内成立,一个系统内部的各子系统或相互接触的各物体之间因热平衡的传递性可以达到总体热平衡.相互平衡的物体(或各部分)之间有一个共同的物理量——温度来反映其平衡性质,它等于各自的能量 E 对其熵 S 求偏微商(以开氏绝对温标计算)^[21]

$$T = \partial E / \partial S. \quad (1)$$

物体的热平衡态限制了它的宏观运动方式.为了简单,只限于研究流体系统(以下简称物体).朗道指出^[22],一个已达热平衡的宏观物体只能作整体匀速平动或整体匀角速转动的共动运动,其内部各子系统之间不能有宏观的相对平动或相对转动(这个限制条件可称为朗道的宏观共动条件).

对于整体匀速平动的热平衡物体,可选择两个惯性系描述其性质:在本征系 K_0 中物体静止,温度为 T_0 ,称为本征或固有温度;在实验室参考系 K 中物体以共动速度 ue_x 作匀速平动,温度为 T ,称为运动温度.本征温度是在流体容器壁上测量的流体内部温度值,运动温度则是实验室参考系中对运动流体的描述值,它满足该参考系中的热力学定律的公式,并与固有温度相对应.相对论热力学对运动温度与固有温度之间的关系做了详细讨论.以普朗克、爱因斯坦为代表的经典学派与国内部分学者给出运动温度收缩的结果^[1-6]

$$T = T_0(1 - u^2/c^2)^{1/2} < T_0 \quad (\text{P-E 理论}), \quad (2)$$

而以奥特、缪勒为代表的学派以及国内另一部分学者^[7-11],则给出完全相反的温度膨胀的结果

$$T = T_0(1 - u^2/c^2)^{-1/2} > T_0 \quad (\text{O-M 理论}). \quad (3)$$

为了集中精力论述热平衡的主题,这里暂不分析 P-E 学派和 O-M 学派分歧的关键和实质^[12],也暂

不探讨二者之间的相容性^[13].本文的目的首先在于分别在平直与弯曲时空中独立地求出爱因斯坦转盘上流体系统的固有温度与运动温度之间的关系.

按照运动温度的本义,互相平衡的两个子系统或两个物体的运动温度(运动系统的能量对运动熵/固有熵求偏导)应该相等,或者说平衡的(整体平动)系统的运动温度在空间上是均匀的.由于已达到平衡态,运动温度在时间上又是恒定的.这样,匀速平动的物体热平衡标志就是其内部运动温度均恒.

以匀角速 ω 转动的物体的情况较复杂.选择由空间柱坐标 (ρ, φ, z) 与时间 t 组成实验室参考系 Z .在 Z 系中观察匀角速转动的柱对称流体系统,平衡状态下各部分子系统将有一个均恒的运动温度(与平动情况理由相同).但子系统的线速度等于 $\omega\rho$,其运动温度的缩胀因子也就因 ρ 值而异(为 $(1 - \omega^2\rho^2/c^2)^{\pm 1/2}$).这就导致固有温度与 ρ 值有关,易得

$$T_0(0) = T = (1 - \omega^2\rho^2/c^2)^{1/2} T_0(\rho),$$

$$T_0(\rho) = T_0(0)(1 - \omega^2\rho^2/c^2)^{-1/2} \quad (\text{按 P-E 理论}), \quad (4)$$

$$T_0(0) = T' = (1 - \omega^2\rho^2/c^2)^{-1/2} T'_0(\rho),$$

$$T'_0(\rho) = T_0(0)(1 - \omega^2\rho^2/c^2)^{1/2} \quad (\text{按 O-M 理论}). \quad (5)$$

以上两式中 $T_0(0)$ 为转动中心的固有温度,它等于整个系统的运动温度 T 或 T' ,而固有温度 $T_0(\rho)$ 或 $T'_0(\rho)$ 是在距转轴为 ρ 的地方的局部惯性系中测得的(用撇号标志 O-M 理论中的热力学量).这是在平直时空中使用实验室惯性系温度缩胀关系(2)和(3)式所得的结果.如果把参考系 Z^* 建立在转动的流体系统的容器壁上,则 Z^* 成为一个非惯性系,同时出现因参考系变换而产生的引力.这时若用广义相对论独立地求出以匀角速转动的流体系统的坐标温度,预期应与(4)式或(5)式相符合(详后).但须注意,对于一般弯曲时空,在非恒定引力场中求解热平衡问题,比在恒定引力场要复杂一些.除需满足上文所说的宏观共动条件以外,还牵涉到时空度规条件,后者与校准时钟速率有关.

3. 弯曲时空中热平衡的度规条件

在弯曲时空中的两邻近空间点所发生的同时事件的坐标时差为^[23,14]

$$dt = t_A - t_B = -(g_{0i}/g_{00})dx^i \quad (6)$$

($i = 1, 2, 3$ 为空间坐标),

式中 $g_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3$) 为时空度规。

从 (6) 式看出, 除非时轴正交 ($g_{0i} = 0$), 弯曲时空中一般参考系并不一定是同步参考系, 其中的同时性也不一定具备传递性. 上式对闭合路径积分可得到非零的坐标时差值

$$\oint (-g_{0i}/g_{00})dx^i \neq 0, \quad (7)$$

在这种情况下, 不能在全空间校准所有坐标钟的初始读数. 虽然如此, 仍然可以校准全空间所有坐标钟的钟率, 即让这些钟的“走时快慢”程度相同, 只要时空度规满足钟率同步的充分条件 (即赵峥条件)^[14-16]

$$\frac{\partial}{\partial t}(g_{0i}/g_{00}) = 0. \quad (8)$$

在全空间校准坐标钟钟率 (不是初始读数), 意味着“钟率同步”在全空间范围具有传递性. 这个传递性与本文前二节所说的热平衡传递性有关.

赵峥等分别用松原函数的周期性、普朗克黑体辐射谱与时间-温度的不确定关系证明, 热平衡的传递性即热力学第零定律等价于钟率同步的传递性^[14, 16, 17]. 因此只要满足上述度规条件 (8) 式, 宏观共动的热力学系统就能达到热平衡. 系统的各部分子系统之间互相平衡后, 各子系统的坐标温度 (其坐标能量对坐标熵/固有熵求偏导) 应该相等, 即系统内部坐标温度在空间上均匀. 由于系统已达平衡态, 坐标温度在时间上又是恒定的. 因此, 在弯曲时空中物体热平衡的标志就是其内部坐标温度具有空时均恒性. 把这个结论用于恒定引力场中的热力学系统, (8) 式自然得到满足, 因而可以具体求解坐标温度与固有温度之间的函数关系. 爱因斯坦匀角速转盘就是这样一个典型特例.

4. 恒定引力场中的坐标温度与爱因斯坦转盘上的热平衡

恒定引力场 (按照朗道分类法简称定态时空, 包括静态与稳态时空) 的度规与时间无关, 该场中的热力学系统必然满足 (8) 式. 当系统达到热平衡状态, 它将有一个均恒的坐标温度 T_C , 常数 T_C 与固有温度 T_0 之间由该引力场度规的时间分量 g_{00} 相联系^[22]:

$$T_C = T_0 \sqrt{g_{00}}, \quad (9)$$

式中固有温度 T_0 在局部惯性系测量, 它虽然在时间上恒定, 但在空间上并不一定均匀. 须指出, 对于非恒定引力场 (也简称动态时空) 度规与时间有关, 坐标温度不能由 (9) 式表出. 另外还需注意 (9) 式是广义相对论对恒定引力场中热平衡系统的计算结果, 它是独立于狭义相对论热力学 P-E 或 O-M 理论的直接结论. 朗道就是根据“恒定引力场中的子系统坐标能量与固有能量的关系”^[23] 与“引力场的出现并不改变子系统的内部状态即不会改变其熵”^[22] 的原则而推出 (9) 式的. (9) 式适用于静态时空中的任意热力学平衡系统, 当然也适用于用恒定引力场稳态度规 (前文 Z^* 系) 所描述的爱因斯坦转盘上的热平衡的流体. 可以由此独立地用广义相对论方法解出转盘上流体系统的固有温度分布, 并与纯狭义相对论的关系 (4) 式和 (5) 式进行对比, 借以验证 P-E 理论和 O-M 理论.

爱因斯坦匀角速转盘是恒定引力场的一个特例^[23, 24]. 在该转盘上静置一个柱对称的流体系统. 如第二节所述, 现在可在对转盘相对静止的广义非惯性参考系 Z^* (ρ, ϕ, z, t) 中求解系统的热力学固有温度 $T_0(\rho)$. 这里的 ρ, ϕ, z 为随转盘共转的柱坐标轴距, 方位角与立坐标, t 为坐标时间, 这里为世界时. Z^* 的度规为^[23]

$$ds^2 = (1 - \omega^2 \rho^2 / c^2) c^2 dt^2 - [2\omega \rho^2 d\phi dt + dz^2 + \rho^2 d\phi^2 + d\rho^2], \quad (10)$$

在转盘随动系 Z^* 中, 由于 $g_{0i} \neq 0$ 或 $g_{i0} \neq 0$, 不一定能校准系统内各空间点坐标钟的初始读数. 但由于是恒定引力场 (是稳定场但非静态场) (9) 式成立. 将 (10) 式代入 (9) 式, 注意到常数 T_C 必等于在盘心处的数值 (在盘心 $\rho = 0$ 处 $g_{00} = 1$), 得出恒定但不均匀的固有温度 $T_0(\rho)$:

$$\begin{aligned} \sqrt{g_{00}} T_0(\rho) &= T_C = T_0(0), \\ T_0(\rho) &= T_0(0) \sqrt{g_{00}} \\ &= T_0(0) \sqrt{1 - \omega^2 \rho^2 / c^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

(11) 式与 (4) 式完全一致, 进一步证实了关于运动温度收缩的 P-E 理论. 另外, 从上文还可以看出, 对于已达热平衡的子系统, 无论是作无加速度的匀速平动还是作有向心加速度的匀角速转动, 只要速度大小相同, 其运动温度的收缩率就相同. 因此可以简单地说, 运动温度的收缩只与速度有关而与加速度无关. 这正在预料之中, 因为从松原函数的周期性、Planck 黑体谱、时间-温度的不确定关系等^[14, 16, 17] 可

以看出,狭义协变性原理要求运动温度与“倒时间”以相同的方式(在局部惯性系之间)变换,而“时间膨胀(倒时间收缩)只与速度有关而与加速度无关”是狭义相对论公认的结果。

5. 早期宇宙介质的热平衡

按照赵峥的理论,热力学系统只要满足度规条件(8)式,各子系统之间的热平衡传递性即热平衡定律就成立,就可以对整个宏观系统定义一个统一的坐标温度。特别是,对于具有动态(含时间)度规且时轴正交的时空,例如 Kruskal 时空与早期宇宙(8)式自然满足,热平衡一定可以实现。虽然这种时空的固有温度与坐标时间有关,但其平衡态的坐标温度一定不随坐标时间而变化。由于问题本身的复杂性,目前尚未见到类似于(9)式的动态时空坐标温度表达式,常见到的文献实际上是直接用固有温度去讨论热力学关系的(若(8)式得不到满足,仍有可能定义瞬时的局部的固有温度)。对于像早期宇宙这样的时轴正交的动态时空,由于其空间均匀性,可以猜想通过外部对称性和与定态时空的对偶性来确定其坐标温度与固有温度的关系(做法详下)。另外,笔者认为,达到热平衡的动态时空的各子系统之间的热接触面必须保持稳定,不能作相互错位的运动,这相当于把定态时空的宏观共动条件进一步扩展,作整体膨胀的早期宇宙是满足这一点的。由于 Robertson-Walker(R-W)时空的标准宇宙模型使用的是共动坐标,宏观共动条件只需扩展为“能找到一个共动坐标系使系统内任两点宏观空间坐标差不随时间变化”,就可以也适用于 R-W 时空的情况。综上所述,度规条件(8)式保证了早期宇宙中热平衡定律成立,宏观共动条件保证了热平衡态的实现。接下来的事情是按照上文提到的对称性与时空对偶性去求出早期宇宙介质的坐标温度表达式。

通常认为,在辐射为主的宇宙早期,各相对论成分之间处于“热动平衡”状态,贯穿整个早期过程,从 10^{-43} s 到 10^{12} s,宇宙一直在膨胀、冷却、减密和降压,宇宙介质的热力学量时刻都在变化,这似乎与热平衡的定义有所抵触。但实际上,这里随时间变化的都是本征(固有)热力学量,它们并不是应该均恒的坐标量,真正均恒的应是坐标温度等坐标热力学量。对比到爱因斯坦匀角速转盘上的流体系统,其本征温度虽有时间恒定性,却缺乏空间均匀性,但坐标温度

也是空时均恒的。对早期宇宙来说,因宇宙空间均匀(处处均匀必各向同性),已计算出来的本征固有量有空间均匀性却无时间恒定性。这样,作为理想流体^[25]的早期宇宙介质“均而不恒”,而匀角速转盘系统“恒而不均”。已经显露出的转盘系统与宇宙系统固有温度的时空对偶性,预示它们有着共同的对称性——时空对偶变换的某种不变性。由于转盘系统坐标温度表达式(9)为已知,只要找出这个对称性,就可以通过对偶变换得到宇宙介质坐标温度表达式。为达此目的,必须首先对比两个系统的度规。

由于早期宇宙对 3 维空间曲率并不敏感,可以令 R-W 度规中空间曲率指数为零,得到一个空间平坦,空时弯曲(有引力)的早期宇宙度规^[26]

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2], \tag{12}$$

式中 $R(t)$ 为宇宙标度因子即随时间而膨胀的长度单位, t 为宇宙标准时^[25] (r, θ, ϕ) 为空间共动球坐标。在(12)式中,宇宙中任意质点的共动坐标进而任意两质点的共动坐标差(均无量纲)都不随时间变化,实际距离的膨胀体现为长度单位 $R(t)$ 的胀大。

为了便于对比,忽略转盘度规(10)式中柱坐标 ϕ 与 z 的变化和早期宇宙球坐标中 ϕ 与 θ 的变化。这是因为单就热现象而言仅仅变化(柱对称的)匀角速转盘的 ϕ 与 z 坐标和仅仅变化(球对称的)R-W 宇宙介质的 ϕ 与 θ 坐标并不引起任何热力学量(强度量)的改变。令 $d\phi, dz = 0$ 和令 $d\theta, d\phi = 0$, 设 $x_0 = ct$ 代表时间,则爱因斯坦转盘与 R-W 宇宙的退化度规 $(ds^2)_E$ 与 $(ds^2)_{RW}$ 变为

$$(ds^2)_E = g_{x_0 x_0}(\rho) dx_0^2 + g_{\rho\rho}(\rho) d\rho^2; \tag{13a}$$

$$(ds^2)_{RW} = g_{x_0 x_0}(x_0) dx_0^2 + g_{rr}(x_0) dr^2. \tag{13b}$$

其中

$$g_{x_0 x_0}(\rho) = 1 - \omega^2 \rho^2 / c^2, g_{\rho\rho}(\rho) = -1; \tag{14a}$$

$$g_{x_0 x_0}(x_0) = 1, g_{rr}(x_0) = -R^2(t). \tag{14b}$$

现在已经可以从方程组(13a)(13b)看出转盘-宇宙系统的相互对偶性与总体对称性。在度规式(13a)(13b)中,每个系统的时空坐标形式上(不牵涉(14)式内容)分别换成对方系统的空时坐标,则自身度规就换成了对方度规,此即两个系统度规的时空对偶性;如果在时空对偶变换中再加上度规间隔符号的互换,则方程组(13a)(13b)总体形式不变,此即转盘-宇宙退化度规的总体对称性。为了下文的

应用 现在把前述变换列出如下两式并作对应说明.

对(13a)式作如下时空对偶变换,则转盘度规变宇宙度规为

$$x_0 \rightarrow r, \rho \rightarrow x_0 \Leftrightarrow (ds^2)_E \rightarrow (ds^2)_{RW}; \quad (15)$$

对(13b)式作如下时空对偶变换,则宇宙度规变转盘度规为

$$x_0 \rightarrow \rho, r \rightarrow x_0 \Leftrightarrow (ds^2)_{RW} \rightarrow (ds^2)_E. \quad (16)$$

现在求解早期宇宙的坐标温度与固有温度的关系.笔者认为,坐标温度与固有温度的差异决定于时空的弯曲或者时空度规.两个系统的总体时空度规对称性,决定了坐标温度表达式的对称性.具体地说,把每个系统坐标温度表达式中自身的时、空坐标分别换成对方的空、时坐标,同时把两系统的坐标温度符号互换,所得到的关系式依然成立.

由于转盘与宇宙在时空上完全对偶,可以断定,对转盘系统坐标温度 $(T_C)_E$ 表达式(9)式作(15)式的时空对偶变换后得到宇宙系统坐标温度表达式

$(T_C)_{RW}$,即

$$(T_C)_E = \sqrt{g_{x_0 x_0}(\rho)} T_0(\rho)_E \xrightarrow{(15)}$$

$$(T_C)_{RW} = \sqrt{g_{rr}(x_0)} T_0(x_0)_{RW} = iR(t) T_0(x_0)_{RW}. \quad (17)$$

上面得到了早期宇宙温度关系 $T_C = iR(t)T_0$, 式中 T_0 是与时间 t 有关的固有温度.由前文,坐标温度 T_C 应该是一个与时空坐标无关的均恒常数,此处为虚数.故 $R(t)T_0$ 应为均恒的实常数,因而早期宇宙固有温度与标度因子 $R(t)$ 成反比: $T_0 = T_0(t) \propto 1/R(t)$.这正是标准宇宙模型用常规方法给出的结果^[24-26],恰好说明了本文观点的正确性.

可以仿照上面的思路逐一求出早期宇宙介质的子系统的其他坐标热力学量与固有温度的关系.其中有坐标体积,坐标压强,坐标熵及其对坐标体积的密度,坐标能量及其对坐标体积的密度等等,它们都应是与时空坐标无关的均恒常数,但其对应的固有热力学量则只有空间均匀性而无时间恒定性(即只随时间而变化,与空间位置无关).

作者深切感谢北京师范大学刘辽先生和赵峥先生多年来的热情指导与耐心帮助.

- [1] Pauli W 1958 *Theory of Relativity* (Oxford: Pergamon Press)
- [2] Tolman R C 1950 *Relativity, Thermodynamics and Cosmology* (Oxford: Oxford University Press)
- [3] Pathria R K 1977 *Statistical Mechanics* (Oxford: Pergamon Press)
- [4] Tan G S, Zhu R Z and Xie W B 1982 *Science in China* (Series A) **12** 244 (in Chinese) [谈镐生、朱如曾、谢文豹 1982 中国科学(A辑) **12** 244]
- [5] Ding G T and Yang J M 1985 *Chin. Sci. Bull.* **30** 183 (in Chinese) [丁光涛、杨佳明 1985 科学通报 **30** 183]
- [6] Peng H W and Xu X S 1998 *The Fundamentals of Theoretical Physics* (Beijing: Peking University Press) (in Chinese) [彭恒武、徐锡申 1998 理论物理基础(北京:北京大学出版社)]
- [7] Ott H 1963 *Z. Physik* **175** 70
- [8] Yukawa H 1986 *Classical Physics* (II) (Beijing: Science Press) (in Chinese) [汤川秀树 H 1986 经典物理学(II) (北京:科学出版社)]
- [9] Li F L 1989 *Progress in Physics* **9** 362 (in Chinese) [李复龄 1989 物理学进展 **9** 362]
- [10] Liu Z W 1994 *Science in China* (Series A) **24** 933 (in Chinese) [刘泽文 1994 中国科学(A辑) **24** 933]
- [11] Liu L X 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 2300 (in Chinese) [刘录新 1997 物理学报 **46** 2300]
- [12] Li S J 2003 *Journal of Beijing University of Technology* (Nature Science) **29** 225 (in Chinese) [李双九 2003 北京工业大学学报(自然科学版) **29** 225]
- [13] Lu Q K 1997 *Journal of Fudan University* (Nature Science) **36** 275 (in Chinese) [陆全康 1997 复旦学报(自然科学版) **36** 275]
- [14] Zhao Z 1991 *Science in China* (Series A) **21** 285 (in Chinese) [赵峥 1991 中国科学(A辑) **21** 285]
- [15] Zhang H S and Zhao Z 2001 *Journal of Beijing Normal University* (Nature Science) **37** 471 (in Chinese) [张宏生、赵峥 2001 北京师范大学学报(自然科学版) **37** 471]
- [16] Zhao Z, Pei S Y and Liu L 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2004 (in Chinese) [赵峥、裴寿镛、刘辽 1999 物理学报 **48** 2004]
- [17] Zhao Z and Pei S Y 1998 *Journal of Beijing Normal University* (Nature Science) **34** 65 (in Chinese) [赵峥、裴寿镛 1998 北京师范大学学报(自然科学版) **34** 65]
- [18] Lu M W 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1035 (in Chinese) [卢卯旺 2000 物理学报 **49** 1035]
- [19] Lin H 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1413 (in Chinese) [林海 2000 物理学报 **49** 1413]
- [20] Zhao R and Zhang L C 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 593 (in Chinese) [赵仁、张丽春 2001 物理学报 **50** 593]
- [21] Kubo R 1968 *Thermodynamics* (Amsterdam: North Holland Publishing Company)
- [22] Landau L D and Lifshitz E M 1969 *Statistical Physics*, 2nd edition (Oxford: Pergamon Press)
- [23] Landau L D and Lifshitz E M 1975 *Classical theory of fields* (Oxford: Pergamon Press)

- [24] Liu L 1987 *General Theory of Relativity*(Beijing : Higher Education Press)(in Chinese [刘 辽 1987 广义相对论(北京 : 高等教育出版社)])
- [25] Weinberg S 1972 *Gravitation and Cosmology*(New York : John Wiley)
- [26] Yu Y Q 1995 *Cosmology of the Big Bang*(Beijing : Higher Education Press [in Chinese [俞允强 1995 大爆炸宇宙学(北京 : 高等教育出版社)]])

Thermal equilibrium of a fluid system on Einstein turntable and its space-time duality

Li Shuang-Jiu

(*College of Physics Science and Technology , Hebei University , Baoding 071002 , China*)

(Received 29 August 2003 ; revised manuscript received 10 February 2004)

Abstract

The dependence of proper temperature on cylindrical coordinates $T_0(\rho)$ in thermal equilibrium of a fluid system on Einstein turntable is solved by special and general relativity separately. The results show that the contraction of motion-temperature depends only on the speed instead of on the acceleration of subsystems. According to uniformity in space and constancy in time of the coordinate temperature of an equilibrium system, the space-time duality between Einstein turntable and early universe directly presents that the proper temperature of a medium of the early universe is inversely proportional to the spatial scale-factor $R(t)$.

Keywords : thermal-equilibrium , curved space-time , coordinate-temperature , early universe

PACC : 0330 , 0420 , 9880D , 0570