

导致 Hawking 效应的普遍坐标变换

赵 峰

北京师范大学物理系, 北京, 100875

1989 年 11 月 27 日收到

本文从少数几个物理意义明确的条件, 得出产生 Hawking 效应的普遍坐标变换. 提出在时空稳态, 时轴正交的前提下, 一种“分离时空变量形式的坐标变换”是导致热效应的充分条件. 推测这种形式的分离变量是统计物理基本假设的一种表达方式.

PACC: 9760L; 0420

加速运动的 Rindler 效应和黑洞的 Hawking 效应已被理论物理界所普遍接受^[1-5]. 然而, 对这类效应统计根源的探讨还不能令人满意. 已经证明, 视界的存在普遍导致 Hawking 效应^[6-10]. 本文进一步给出导致这一效应的普遍坐标变换, 并对其前提条件进行了分析. 同时指出, 必定有表面重力不为零的事件视界伴随 Hawking 效应一起出现. 作者认为, 导致热效应的关键是“分离时空变量型的坐标变换”, 并推测此“变换”很可能是统计物理基本假设的一种表达形式.

一、命题的内容

提出以下命题, 并加以证明.

如果一个时轴正交的零温时空

$$ds^2 = -G_0 dT^2 + G_1 dX^2 + G_2 dY^2 + G_3 dZ^2 \quad (1)$$

变换到一个新时空

$$ds^2 = g_{00} dt^2 + 2g_{0i} dt dx^i + g_{ij} dx^i dx^j + G_2 dY^2 + G_3 dZ^2, \quad (2)$$

其坐标变换满足以下条件:

1) 时空坐标变换取分离变量的形式

$$T = f_1(x)g_1(t), \quad X = f_2(x)g_2(t), \quad (3)$$

式中 $f_1(x)$, $f_2(x)$, $g_1(t)$ 和 $g_2(t)$ 都不为常数, 即

$$f_1(x) \neq 0, \quad f_2(x) \neq 0, \quad g_1'(t) \neq 0, \quad g_2'(t) \neq 0;$$

2) 新时空时轴正交, $g_{0i} = 0$, $(i = 1, 2, 3)$; (4)

3) 新时空稳态 $\frac{\partial}{\partial t} g_{00} = \frac{\partial}{\partial t} g_{11} = \frac{\partial}{\partial t} G_2 = \frac{\partial}{\partial t} G_3 = 0$, (5)

且 $\frac{\partial}{\partial t} G_0 = \frac{\partial}{\partial t} G_1 = 0$; (6)

$$4) \text{ 满足初条件 } t=0 \text{ 时, } T=0; \quad (7)$$

则可证明,坐标变换必定具有如下形式:

$$T = f(x) \operatorname{sh} \omega t, \quad X = f(x) \operatorname{ch} \omega t, \quad (8)$$

式中 ω 为大于零的常数。新时空必定具有有限温度

$$T = \frac{\omega}{2\pi k_B} \quad (9)$$

k_B 为玻耳兹曼常数。而且,必然有事件视界伴随新时空一起出现,其表面重力

$$k = \omega. \quad (10)$$

二、命题的证明

作坐标变换

$$\Delta T = \frac{\partial T}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial T}{\partial t} \Delta t, \quad \Delta X = \frac{\partial X}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial X}{\partial t} \Delta t, \quad (11)$$

代入(1)式并与(2)式比较可得

$$\begin{aligned} g_{00} &= - \left[G_0 \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)^2 - G_1 \left(\frac{\partial X}{\partial t} \right)^2 \right], \\ g_{11} &= G_1 \left(\frac{\partial X}{\partial x} \right)^2 - G_0 \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2, \\ g_{01} &= G_1 \frac{\partial X}{\partial x} \frac{\partial X}{\partial t} - G_0 \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial t}. \end{aligned} \quad (12)$$

时轴正交导致

$$G_1 \frac{\partial X}{\partial x} \frac{\partial X}{\partial t} = G_0 \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (13)$$

时空稳态意味着

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} g_{00} &= - \frac{\partial}{\partial t} \left[G_0 \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)^2 - G_1 \left(\frac{\partial X}{\partial t} \right)^2 \right] = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} g_{11} &= \frac{\partial}{\partial t} \left[G_1 \left(\frac{\partial X}{\partial x} \right)^2 - G_0 \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 \right] = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} G_2 &= \frac{\partial}{\partial t} G_3 = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

由(13)式知,

$$G_1 \left(\frac{\partial X}{\partial x} \right)^2 - G_0 \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 = \frac{G_0 \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2}{G_1 \left(\frac{\partial X}{\partial t} \right)^2} \left[G_0 \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)^2 - G_1 \left(\frac{\partial X}{\partial t} \right)^2 \right]. \quad (15)$$

利用(5)和(14)式得到

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2}{\left(\frac{\partial X}{\partial t}\right)^2} \right] = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\left(\frac{\partial X}{\partial x}\right)^2}{\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)^2} \right] = 0. \quad (16)$$

把(3)式代入,有

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{g_1(t)}{g_2'(t)} \right] = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{g_2(t)}{g_1'(t)} \right] = 0. \quad (17)$$

所以

$$g_1(t) = c_1 g_2'(t), \quad g_2(t) = c_2 g_1'(t), \quad (18)$$

式中 c_1 与 c_2 为常数. 由(18)式可得

$$g_1''(t) - \omega^2 g_1(t) = 0, \quad g_2''(t) - \omega^2 g_2(t) = 0, \quad (19)$$

式中

$$\omega^2 = \frac{1}{c_1 c_2}. \quad (20)$$

显然, ω 是与 t, x, Y, Z 均无关的常数. 如果 $\omega = 0$, 得到

$$g_1(t) = c_1' t + c_1'', \quad g_2(t) = c_2' t + c_2'', \quad (21)$$

式中 c_1', c_1'', c_2', c_2'' 均为任意常数. 代入(18)式可知 $c_1' = c_2' = 0$, 即 $g_1(t)$ 与 $g_2(t)$ 均为常数. 这与(3)式的要求矛盾, 所以, 必须有

$$\omega \neq 0. \quad (22)$$

把形如 $g(t) = e^{\lambda t}$ 的解代入(19)式可得 $\lambda = \pm \omega$, 通解为

$$g_1(t) = A e^{\omega t} + B e^{-\omega t}, \quad (23)$$

式中 A 和 B 为不依赖于 t 的任意常数. 应用初条件(7)式, 得 $A = -B$, 故

$$g_1(t) = A' \sinh \omega t, \quad (24)$$

类似可得

$$g_2(t) = A'' \cosh \omega t, \quad (25)$$

式中 $A' = 2A$, $A'' = C_2 \omega A'$, 于是有

$$T = A' f_1(x) \sinh \omega t, \quad X = A'' f_2(x) \cosh \omega t. \quad (26)$$

把上式代入(14)式可有

$$G_0 f_1''(x) = G_1 \frac{c_2}{c_1} f_2''(x), \quad G_1 \frac{c_2}{c_1} f_2''(x) = G_0 f_1''(x). \quad (27)$$

上式又可写成 $G_0/G_1 = c_2 f_2''/c_1 f_1''$, 等号右边与 Y, Z 无关, 所以左边 G_0/G_1 也与 Y, Z 无关.

当 $\omega^2 = (c_1 c_2)^{-1} > 0$ 时, 由(1)式知, $G_1 c_2/G_0 c_1 > 0$, (27)式化成

$$f_1(x) = \pm \left(\frac{G_1 c_2}{G_0 c_1} \right)^{1/2} f_2(x), \quad f_1'(x) = \pm \left(\frac{G_1 c_2}{G_0 c_1} \right)^{1/2} f_2'(x). \quad (28)$$

$$\text{二式相乘得 } f_1 \cdot f_1' = \pm \left(\frac{G_1 c_2}{G_0 c_1} \right) f_2 \cdot f_2'. \quad (29)$$

当(28)式中两式同号时, (29)式右边取“+”号; 当(28)式中两式异号时, (29)式右边取“-”号. 另一方面, 由时轴正交 $g_{01} = 0$ 可得

$$f_1 \cdot f'_1 = \left(\frac{G_1 c_2}{G_0 c_1} \right) f_2 \cdot f'_2. \quad (30)$$

所以(28)式中两式必须同号. 微分(28)式第一式可得

$$f'_1(x) = \left[\pm \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{G_1 c_2}{G_0 c_1} \right)^{1/2} \right] f_2(x) \pm \left(\frac{G_1 c_2}{G_0 c_1} \right)^{1/2} f'_2(x). \quad (31)$$

与(28)式第二式比较知,

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{G_1 c_2}{G_0 c_1} \right) = 0,$$

c_1 与 c_2 为常数, 因此 $\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{G_1}{G_0} \right) = 0$.

结合(5)式可知, $G_1 = c G_0$, (32)

式中 c 为不依赖于 t, x, Y 和 Z 的常数, 而且从(1)式可知, c 为正常数. 由(28)式知

$$f_1(x) = \pm \left(\frac{c_2 c}{c_1} \right)^{1/2} f_2(x),$$

所以, (26)式可写成

$$T = f(x) \operatorname{sh} \omega t, \quad X = \pm c^{-1/2} f(x) \operatorname{ch} \omega t, \quad (33)$$

式中 $f(x) = A' f_1(x)$.

如果 $\omega^2 = (c_1 c_2)^{-1} < 0$, (26) 式可表示为

$$T = B' f_1(x) \sin \omega' t, \quad X = B'' f_2(x) \cos \omega' t,$$

式中 $\omega' = |\omega| = (-c_1 c_2)^{-1/2}$, $B' = 2iA$, $B'' = c_2 \omega' B'$. 这时(27)式依然成立, 但 $c_2/c_1 < 0$, 所以

$$f_1(x) = \pm i \left(\frac{-G_1 c_2}{G_0 c_1} \right)^{1/2} f_2(x), \quad f'_1(x) = \pm i \left(\frac{-G_1 c_2}{G_0 c_1} \right)^{1/2} f'_2(x).$$

类似于(32)式有 $G_1 = c' G_0$,

式中 c' 也为正常数. 不难得出

$$T = f(x) \sin \omega' t, \quad X = \pm i c'^{-1/2} f(x) \cos \omega' t, \quad (34)$$

式中 $f(x) = B' f_1(x)$. 现在, X 为复函数. 而且, 把(34)式代入(1)式后, 新时空的 g_{00} 与 g_{11} 正负号相同, 新时空不具有洛伦兹号差, 这是不合理的. 所以, ω^2 必须大于零. (33)式是我们得到的唯一的坐标变换.

然而, (33)式还可进一步化简. 变换

$$T = f(x) \operatorname{sh} \omega t, \quad X = \frac{-1}{\sqrt{c}} f(x) \operatorname{ch} \omega t \quad (35)$$

$$\text{只不过是 } T = f(x) \operatorname{sh} \omega t, \quad X = \frac{1}{\sqrt{c}} f(x) \operatorname{ch} \omega t \quad (36)$$

在反射 $t \rightarrow -t$, $f(x) \rightarrow -f(x)$ 下的结果. 不难看出, 变换(35)和(36)式给出的两个新坐标系 (t, x) 和 (t', x') , 覆盖 (T, X) 时空的相同部分, 只不过对应区有所不同. 因此, 以后变换(33)式可只取“+”号, 即用(36)式代替.

虽然 G_0 与 G_1 有可能为 x 和 Y, Z 的函数, 但 $c = G_1/G_0$ 为纯粹的常数, 因此可对 X

作伸缩变换 $X' = \sqrt{c} X$, (37)

将常数 c 吸收到 X' 中. 这时, 变换(36)式简化为

$$T = f(x) \operatorname{sh} \omega t, \quad X = f(x) \operatorname{ch} \omega t. \quad (38)$$

这里最后一步已把 X' 形式地换成了 X . (38)式就是要证明的(8)式.

不管上述坐标变换是否产生新坐标奇点, 总可以把 g_{00} 和 g_{11} 写成如下的形式^[7,8]:

$$g_{00} = (x - \xi)^n / \theta(x, Y, Z), \quad g_{11} = 1 / F(x, Y, Z) (x - \xi)^m. \quad (39)$$

由于时空稳态, 度规不含 t , 新奇点只能出现在 x 取某值处, 设新奇点处于 $x = \xi$, 其中 ξ 可以为 Y, Z 的函数. 其中 $m = n = 0$ 表示并无新奇点出现的情况. 利用(1), (2)和(7)式不难证明

$$g_{00} = -G_0 \omega^2 f^2(x), \quad g_{11} = G_0 f'^2(x). \quad (40)$$

与(39)式比较得

$$-G_0 \omega^2 f^2(x) = (x - \xi)^n / \theta, \quad (41)$$

$$G_0 f'^2(x) = 1 / F(x - \xi)^m. \quad (42)$$

从(41)式知,

$$f = \pm \frac{(x - \xi)^{n/2}}{\omega (-G_0 \theta)^{1/2}}. \quad (43)$$

$$\text{微分得 } f' = \pm \frac{(x - \xi)^{n/2-1}}{2\omega (-G_0 \theta)^{1/2}} \left[n - \frac{(G_0' \theta + G_0 \theta')}{G_0 \theta} (x - \xi) \right].$$

代入(42)式得

$$F = \frac{-4\omega^2 \theta}{\left[n - (x - \xi) \frac{\partial}{\partial x} \ln(-G_0 \theta) \right]^2 (x - \xi)^{m+n-2}}. \quad (44)$$

由于 F, θ 在 $x = \xi$ 附近非零非奇异, 且已证明 $\omega > 0$, 所以只可能有

$$m = 0, \quad n = 0 \quad (45)$$

或

$$m + n = 2, \quad n \neq 0. \quad (46)$$

(45)式意味着坐标变换不产生新奇点. (46)式意味着有一种特别的新奇点产生. 新奇点当然位于旧坐标 (T, X, Y, Z) 取有限值的范围内, 这就是说(8)式在 $x = \xi$ 处不应发散, 即 $f(\xi)$ 不应发散. 所以, 从(43)式可得

$$n \geq 0. \quad (47)$$

结合(46)和(47)式可知, 新奇点必有以下特点:

$$m + n = 2, \quad n > 0. \quad (48)$$

这正是表面重力大于零的事件视界的充要条件^[7,8]. 于是, 证明了坐标变换如果产生新奇点, 此新奇点必是表面重力大于零的事件视界. 不难算出其表面重力

$$\kappa = \lim_{x \rightarrow \xi} \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{\frac{-F}{\theta}} (x - \xi)^{m+n-2} \cdot \left[n - \frac{\theta'}{\theta} (x - \xi) \right] \right\} = \omega. \quad (49)$$

由于 ω 为常数, 显然 κ 也为常数. 对于有视界的稳态时空, 在文献[6—9]中已证明, 必然存在黑体辐射, 其温度为

$$T = \frac{\kappa}{2\pi k_B}. \quad (50)$$

由(49)式可知, 即 $T = \omega/2\pi k_B$. (51)

然而, 不管新时空有没有坐标奇点, 由坐标变换(8)式可知, 新时空一定有温度. 形如(7)式的坐标变换, 有虚的时间 ($t = i\sigma$) 周期 $2\pi/\omega$, 它导致旧时空中的零温格林函数变成新时空中虚时周期为

$$\beta = 2\pi/\omega$$

的温度格林函数. 温度如(51)式所示.

从上面的讨论可知, 只要坐标变换满足命题所给的条件, 新时空就一定出现温度. 如果新时空出现新的坐标奇点, 它一定是事件视界, 其表面重力一定满足 $\kappa = \omega$. 这表明 κ 与 ω 不能相互独立取值. 实际上, (8)式为一个通解, 对一切大于零的 ω 均成立. 如果给定 ω 一个值, 例如 $\omega = \omega_0$, 则新时空视界的表面重力只能取 $\kappa = \omega_0$, 这就是说, 给定 $\omega = \omega_0$, 相当于限定了新时空视界的物理性质. 反之, 如果给定了视界的表面重力, 则相当于给出了边界条件, 变换(8)式中的 ω 不再能随便取值, 它必须满足 $\omega = \kappa$.

实际上, 不管坐标变换是否产生新的坐标奇点, 有温度的新时空都一定存在事件视界, 它正是新时空的边界. 未出现新坐标奇点的情况, 不是没有视界出现, 而是视界出现于坐标无穷远处. 从(8)式可得

$$X^2 - T^2 = f^2(x) \quad \text{th}\omega t = \frac{T}{X}. \quad (52)$$

因为 $|\text{th}\omega t| = 1$ 只在 $t \rightarrow \pm\infty$ 时成立, 而 $f(x) = 0$ 一般又是新度规的坐标奇点, 所以新坐标满足

$$f^2(x) > 0, \quad |\text{th}\omega t| < 1. \quad (53)$$

这表明, 新系只覆盖旧时空中

$$X^2 > T^2 \quad (54)$$

的区域. 由上式可知, 新坐标系只覆盖旧时空的一部分, 覆盖不了全部旧时空. 不难看出, 新时空的边界

$$X^2 - T^2 = 0 \quad (55)$$

是零曲面. 这里讨论的稳态时空存在 Killing 矢量 $\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)^a$, 把它作为法矢量可决定超曲面

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)^a \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_a = g_{00} = -G_0 \omega^2 f^2(x). \quad (56)$$

与(52)和(55)式比较可知, 在新时空的边界处

$$f(x) = 0. \quad (57)$$

(56)式化成

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)^a \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_a = 0. \quad (58)$$

这是静态时空中零曲面的充要条件. 这个作为新时空边界的零超曲面, 正是事件视界. 下面计算此视界的表面重力. 静止于新时空中的质点承受的坐标重力加速度为

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} = -\Gamma_{00}^1 \left(\frac{dt}{d\tau} \right)^2 = \frac{G_0'f + 2G_0f'}{2G_0^2(f')^2}. \quad (59)$$

固有加速度为 $\sqrt{g_{11}} \frac{d^2x}{d\tau^2}$, 再乘上红移因数得

$$\sqrt{-g_{00}} \sqrt{g_{11}} \frac{d^2x}{d\tau^2} = G_0 \omega f' \frac{d^2x}{d\tau^2} = \omega \frac{G_0'f + 2G_0f'}{2G_0f'}. \quad (60)$$

对于静止于视界附近的物体, 由(57)式可知, $f(x) \rightarrow 0$, 所以视界表面重力

$$\kappa = \lim_{f(x) \rightarrow 0} \left(\sqrt{-g_{00}g_{11}} \frac{d^2x}{d\tau^2} \right) = \omega. \quad (61)$$

于是得到与(49), (50)式相同的结论, 然而这里没有要求视界一定出现在新坐标取有限值处, $f(x) = 0$ 包括了视界位于新系的坐标无穷远处的情况.

可以看到, 只要时空坐标变换取分离变量(3)式, 就必有 $\omega > 0$, $|\text{th}\omega t| < 1$; 也必有 $f^2(x) > 0$. 这两点都导致(54)和(55)式成立, 也即导致新坐标系不能覆盖全部旧时空. 新时空的边界必定为事件视界, 其表面重力 $\kappa = \omega$ 决定新时空的温度. 这就是说, 有温度的新时空, 在几何上只能是零温时空的一部分, $\kappa \neq 0$ 的事件视界必定伴随温度一起出现.

三、讨 论

1. 条件 2) 要求新时空时轴正交, 从而保证了同时具有传递性. 在文献[11]中指出, 同时具有传递性即热力学第零定律的一种表达方式.

2. 条件 3) 和 4) 都是为了保证新时空处于稳态, 即度规不随时间变化. 这一点是存在热平衡的前提条件. 条件 4) 保证了 $g_{00} < 0$ 而 $g_{11} > 0$, 即保证了在新时空中 t 为时间坐标, x 为空间坐标, 从而使条件 3) 确实导致新时空处于稳态, 引力场(度规)不随时间变化. 当然, 条件 4) 还可放宽, 只要能保证 $g_{00} < 0$ 而 $g_{11} > 0$ 就行.

总之, 条件 3) 和 4) 保证新时空处于稳态, 条件 2) 保证热力学第零定律成立. 它们都是热平衡的必要条件, 但不是导致热效应的充分条件. 例如, Minkowski 时空满足上述条件, 但温度为零.

3. 条件 1) 要求坐标变换具有(3)式所示的分离变量性质. 这一条件是新时空出现热效应的关键. 从定理的推导过程可以看出, 在时空稳态和时轴正交的前提下, (19)式在 $\omega^2 = 0$ 时的解不满足分离变量关系(3)式. 因此, 分离变量要求 $\omega^2 \neq 0$, 由(19)式可知, 这意味着

$$g_1'(t) \neq 0, \quad g_2'(t) \neq 0. \quad (62)$$

即(3)式中时间 t 的函数必须呈现非线性. 对方程(34)的讨论可知, $\omega^2 < 0$ 得到的新空间不取洛伦兹号差, 无物理意义. 因此, 唯一的可能是 $\omega^2 > 0$, 这导致(8)式所示的坐标变换形式, 从而在新时空中引进有限温度.

综上所述, 在时空稳态和时轴正交的前提下, $\omega^2 > 0$ 的充要条件(也即新时空出现

热效应的充分条件)是“时空坐标变换取分离变量(3)式”。新时空出现有限温度,意味着旧时空中的纯态在新时空中呈现为混和态。已指出,新时空只是旧时空的一部分,新时空中的观测者失去了自己时空之外的一切信息,因此新时空中的观测者要比旧时空中的观测者得到的信息少。所以,新时空中的熵要比旧时空高。这可以看作新时空呈现有限温度的几何解释。

我们看到,在时空稳态和时轴正交的前提下,时空坐标变换的分离变量形式是导致热效应、导致纯态变成混和态的根源。由 Minkowski 等人时空的例子可知,无论是“时空稳态”、“时轴正交”还是这两个条件的结合,都不是引进热效应和统计因素的关键。所以,作者推测,(8)式所示的分离变量型的时空坐标变换应该是统计物理基本假设的一种表述形式。这种变换,在用新坐标的函数表示旧时空坐标 (X, T) 时,把新时间坐标 t 的函数和新空间坐标 x 的函数分离开来,写成相互独立的乘积形式。这一点有些类似于“分子混沌假设”的表达式^[11],然而那里写成乘积形式的是单粒子分布函数,这里却是时间函数和空间函数,差异还是很大的。作者认为,这里存在尚待进一步探索的内在联系。

4. 不难看出, Rindler 效应和史瓦西等时空的 Hawking 效应均可作为特例从本文的结果推出。

四、结 论

本文给出了从零温时空到有限温度时空坐标变换的普遍形式和前提条件。指出这类坐标变换必然导致事件视界的出现。研究表明,在时空稳态和时轴正交的前提下,“分离变量型的时空坐标变换”是导致新时空出现有限温度的充分条件。因此,作者推测,时空坐标的“分离变量”假设,是统计物理基本假设的一种表达方式。

作者与刘辽、梁灿彬教授、王永成副教授等作了有益的讨论,在此表示感谢。

- [1] G.W. Gibbons and S.W. Hawking, *Phys. Rev.*, **D15** (1977), 2738.
- [2] D.W. Sciama, P. Candelas and D. Deutsch, *Adv. Phys.* **30** (1981), 327.
- [3] W. G. Unruh and R.M. Wald, *Phys. Rev.* **D29** (1984), 104.
- [4] W. Israel, *J. Can. Phys.*, **63** (1985), 34.
- [5] 徐锋、刘辽, *物理学报*, **37**(1988), 1267.
- [6] 刘辽、赵峰, *科学通报*, **26**(1981), 1253.
- [7] 赵峰, *物理学报*, **30**(1981), 1508.
- [8] 赵峰、桂元星, *天体物理学报*, **3**(1983), 146.
- [9] Zhao Zheng, Gui Yuan-xing, In Hu Ning ed. *Proceeding of the Third Marcel Grossmann Meeting on General Relativity*, Beijing, Science Press, (1983), p. 1177.
- [10] 刘辽, *物理学报*, **31**(1982), 519.
- [11] 赵峰, *北京师范大学学报(自然科学版)*, (2)(1986), 12.
- [12] 黄祖洽、丁鄂江, *物理学进展*, **6**(1986), 300.

UNIVERSAL COORDINATE TRANSFORMATION LEADING TO HAWKING EFFECT

ZHAO ZHENG

Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing, 100875

(Received 27 November 1989)

ABSTRACT

A universal coordinate transformation leading to Hawking effect is obtained from only a few conditions whose physical meaning is clear. It is pointed out that the separation of the time variable and the space variable in the coordinate transformation is a sufficient condition for introducing the thermal effect when the new space-time is stationary and time-orthogonal. It is inferred that the "separation" in the coordinate transformation may be regarded as a new representation of the fundamental postulate upon which statistical mechanics is built.

PACC:9760L; 0420

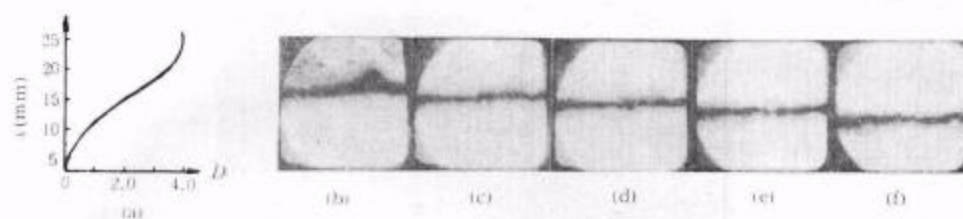


图4 楔形目标的等光密切片度 (a) 为楔形目标的密度分布; (b)至 (f) 为等密度照片, 对应外电压分别为 $+600, +200, 0, -200, -600\text{V}$

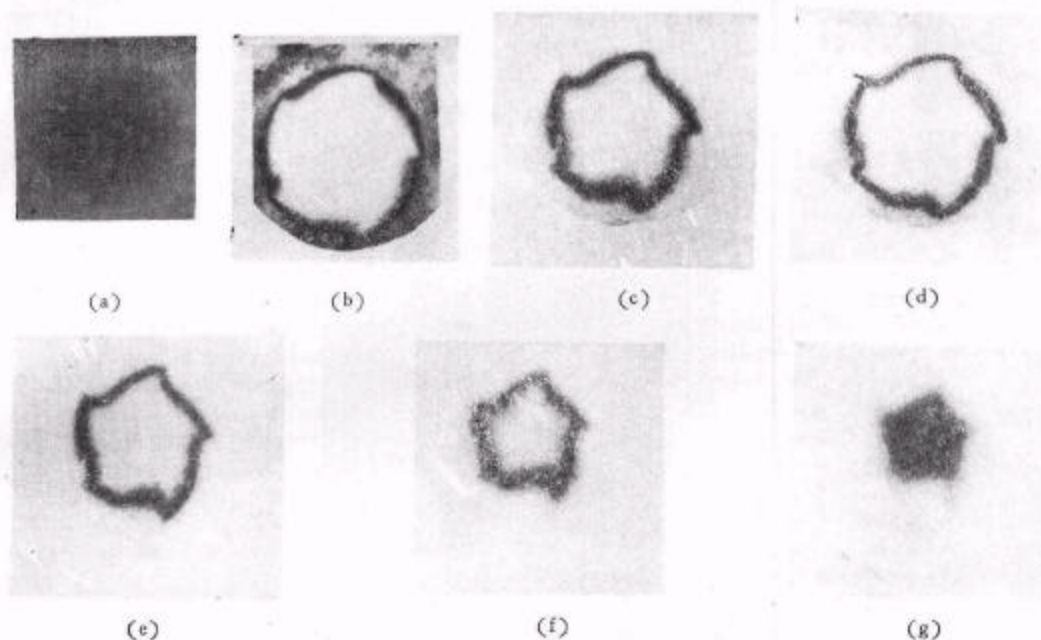


图5 星形灰度目标的等光密切片 (a) 为星形目标; (b) 至 (g) 为等密度照片, 对应外电压分别为 $-1200, -600, -300, 0, +300, +600\text{V}$

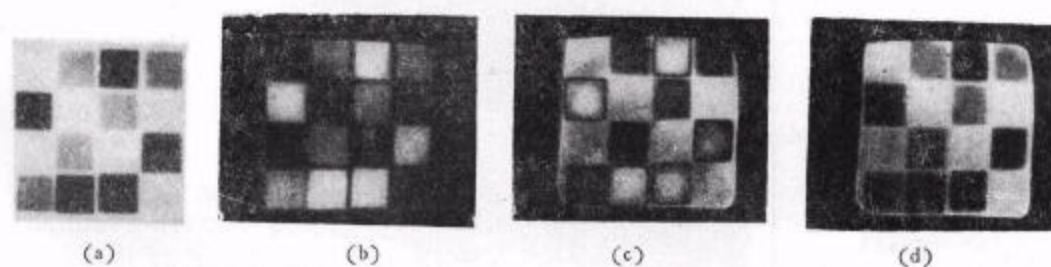
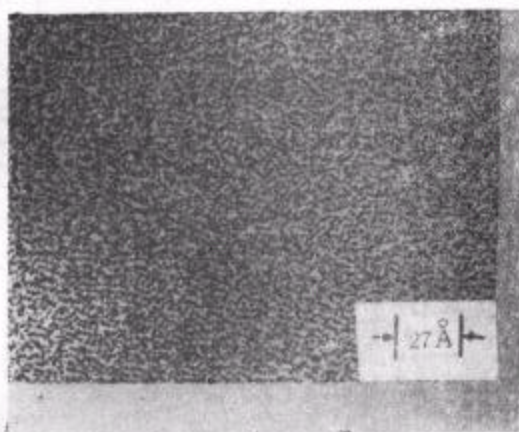
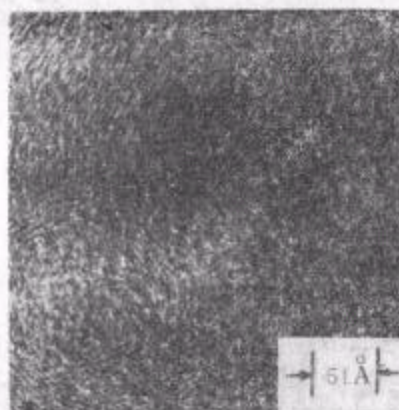


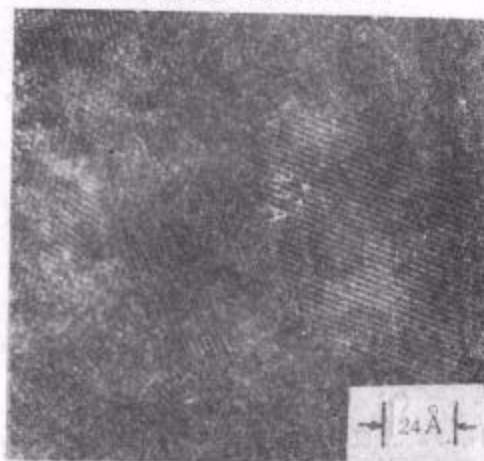
图6 矩阵形目标的等光密切片 (a) 为矩阵形目标; (b), (c), (d) 为外电压分别为 $-1100, 0, +900\text{V}$ 时的等密度照片



(a) 无序网络中的链状组织



(b) 无序网络中螺旋状硅原子团



(c) 微晶粒中平整的晶面,各晶粒取向为无序

图4 a-Si:H 薄膜 (a,b) 和 μ c-Si:H 薄膜 (c) 的 HREM 显微图象