

# 静态 dilaton 黑洞中带电磁荷粒子的隧穿效应<sup>\*</sup>

刘成周<sup>1)†</sup> 张昌平<sup>2)</sup> 王忠林<sup>2)</sup>

1) (绍兴文理学院物理系, 绍兴 312000)

2) (滨州学院理论物理研究所, 滨州 256600)

(2007 年 10 月 8 日收到, 2009 年 3 月 27 日收到修改稿)

利用 Parikh 和 Wilczek 的隧穿模型, 在 Gibbons-Maeda dilaton 黑洞时空中, 通过计算带有电荷和磁荷的粒子在事件视界上的隧穿概率, 研究了该黑洞的 Hawking 辐射. 在粒子的隧穿过程中, 强调了时空的能量守恒和电磁荷守恒, 考虑了隧穿粒子对背景时空的反作用. 计算表明, 在 Gibbons-Maeda dilaton 黑洞时空中, 带电磁荷的粒子通过事件视界的隧穿概率取决于粒子出射前后黑洞熵的变化. 这表示, 黑洞辐射过程中可以满足信息守恒和量子理论的么正性.

关键词: 黑洞, 霍金辐射, 量子理论

PACC: 0460, 0470

## 1. 引 言

霍金辐射是 20 世纪理论物理学的重大发现<sup>[1,2]</sup>, 它奠定了黑洞热力学的基础, 并使量子力学、广义相对论和统计物理得到了一次有深刻意义的结合. 但与此同时, 霍金辐射也揭示了黑洞信息丢失疑难, 并提出了对量子力学的挑战<sup>[3]</sup>. 这就是说, 由于霍金辐射是纯热谱, 不能带有除温度以外的任何信息, 当一个黑洞被完全蒸发掉时, 形成黑洞的物质所带有的全部信息将消失, 而这意味着形成黑洞物质的纯量子态演化成了黑体辐射的混合量子态, 从而出现了么正性的丢失这一违反量子力学基本原理的现象. 另外, 黑洞的霍金辐射是一个量子效应<sup>[1,2]</sup>: 黑洞视界附近的真空涨落会产生正、负粒子对, 而正能粒子会进行量子隧穿并通过视界到达无穷远, 同时负能粒子会通过视界落入黑洞并降低黑洞的质量. 但实际上, 由于缺少隧穿势垒, 通常对霍金辐射的推导<sup>[1-17]</sup>并没有通过具体的隧穿分析来进行, 而且过程中没有考虑辐射粒子对背景的引力反作用, 而是应用了固定背景下的量子场论.

在 2000 年, Parikh 和 Wilczek 给出了一种通过分析粒子在视界上的隧穿效应来计算霍金辐射的半

经典方法<sup>[18-20]</sup>. 该量子隧穿方法的关键概念是考虑时空能量守恒的应用, 从而在粒子的隧穿过程中背景度规是动力学演化的, 并自然地通过辐射粒子的引力反作用给出粒子的隧穿势垒. 在技术上, 为了计算隧穿概率, 应用了在事件视界上无坐标奇异性的 Painleve 坐标<sup>[21]</sup>. 该方法的计算表明<sup>[18-20]</sup>, 无质量粒子在 Schwarzschild 黑洞中的辐射率与辐射前后黑洞 Bekenstein-Hawking (B-H) 熵的变化相联系, 黑洞辐射可以满足信息守恒和遵守量子力学的么正原理. 这样, 量子隧穿方法不仅给出了一种把霍金辐射看成是视界上粒子隧穿效应的具体描述, 而且给出了一种可能的解决黑洞信息疑难的方法. 也就是说, 在这一隧穿方法中, 粒子可以通过经典禁止的轨道从黑洞内部隧穿出来, 而且黑洞内部的信息可以从黑洞辐射中得到. 随后, 在不同的静态和稳态黑洞中, 针对不同的出射粒子, 已有许多研究隧穿效应的工作<sup>[22-32]</sup>. 其中, 文献 [24, 25] 克服了给出有质量粒子径向坐标变化率和轨道作用量的困难, 首先将量子隧穿方法推广到了有质量和带电粒子的隧穿辐射的情况. 这些工作进一步证实了黑洞辐射率取决于辐射前后黑洞 B-H 熵的改变量, 黑洞辐射过程可以满足信息守恒和量子力学的么正性.

这里, 我们应用 Parikh 和 Wilczek 的量子隧穿方

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10875012), 山东省自然科学基金(批准号: Y2008A33), 山东省教育厅科研发展计划项目(批准号: J08L151) 和滨州学院博士基金(批准号: 2007Y02)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: czlj20@yahoo.com.cn

法,通过分析带有电荷和磁荷的粒子的隧穿效应来研究 Gibbons-Maeda (G-M) dilaton 黑洞的霍金辐射. 考虑到 3+1 维带电 G-M dilaton 黑洞是来自于弦理论的低能效应,具有许多与普通爱因斯坦引力理论中的黑洞明显不同的性质和较复杂的结构,因而有必要研究 Parikh 和 Wilczek 的半经典模型和它对应的结果是否仍适用于带电磁荷粒子在该 dilaton 黑洞中的隧穿辐射情况. 在粒子的隧穿过程中,不仅强调了时空的能量守恒,也要求了电磁荷守恒,这样,黑洞就要相应地减少其能量和电磁荷,进而出现收缩和减小其半径. 这就是说,这里的背景时空处于动力学演化中,而且粒子的隧穿势垒产生于粒子的自引力. 而为了计算粒子的隧穿概率,这里提出和应用了与文献 [24, 25] 有不同之处的方法来给出有质量和带电磁荷粒子的径向坐标变化率. 研究表明,在 G-M dilaton 黑洞时空中,带有电磁荷的粒子通过事件视界的隧穿概率取决于粒子出射前后黑洞 B-H 熵的变化,黑洞辐射过程可以满足信息守恒和么正原理. 以下将采用  $G = \hbar = c = k = 1$  的几何单位制.

## 2. 粒子的径向坐标变化率

静态 G-M dilaton 黑洞的时空线元为<sup>[33]</sup>

$$ds^2 = -\frac{(r - r_+) \chi(r - r_-)}{R^2} dt_s^2 + \frac{R^2 dr^2}{(r - r_+) \chi(r - r_-)} + R^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (1)$$

其中  $R^2 = r^2 - D^2$ , 而  $D$  为黑洞的 dilaton 荷. 当  $D = 0$  时,该时空就约化成 Reissner-Nordstrom 时空,而当  $D \neq 0$  时,该时空与 Reissner-Nordstrom 时空具有明显不同的性质. G-M dilaton 黑洞的事件视界  $r_+$  和内视界  $r_-$  分别为

$$r_{\pm} = M \pm \sqrt{M^2 + D^2 - P^2 - Q^2}, \quad (2)$$

其中  $M, Q, P$  分别为黑洞的质量、电荷和磁荷,而黑洞的温度可以通过其表面引力得到,且为

$$T = \frac{1}{2\pi} \frac{\sqrt{M^2 + D^2 - P^2 - Q^2}}{(M + \sqrt{M^2 + D^2 - P^2 - Q^2})^2 - D^2} = \frac{1}{4\pi} \frac{r_+ - r_-}{r_+^2 - D^2}. \quad (3)$$

为了方便对隧穿效应的讨论和计算,首先将(1)式改写为

$$ds^2 = -A(M, F, r) \chi dt_s^2 + A^{-1}(M, F, r) \chi dr^2 + B(M, F, r) \chi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (4)$$

其中  $A(M, F, r) \equiv (r - r_+)(r - r_-)/R^2$ ,  $B(M, F,$

$r) \equiv R^2$ , 而  $F \equiv Q + P$  表示黑洞的电磁荷. 这里,我们没有将  $D$  作为变量,这是考虑到该时空的 dilaton 荷不是一个独立参数而是可以通过黑洞的质量  $M$  和电荷  $Q$  来确定,而且我们讨论的隧穿过程也不涉及 dilaton 荷的变化.

为了进行具体地隧穿分析和计算,需要去掉事件视界处的坐标奇异性. 为此,对(4)式进行如下形式的 Painleve 类型的坐标转换<sup>[21]</sup>:

$$dt_s = dt - \alpha(r) dr, \quad (5)$$

其中  $\alpha(r)$  有下式给出:

$$A^{-1}(M, Q, r) - A(M, Q, r) G^2(r) = 1. \quad (6)$$

这样(4)式就可转化为

$$ds^2 = -A(M, F, r) dt^2 + 2\sqrt{1 - A(M, F, r)} dt dr + dr^2 + B(M, F, r) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (7)$$

可以看出,在 Painleve 类型坐标中,对于粒子在事件视界上的隧穿过程分析和隧穿概率计算,线元(7)有许多优点. 首先,度规的所有分量和倒数都不发散. 其次,这一坐标系具有 Killing 矢量场  $\partial/\partial t$ , 从而可以在整个时空应用能量和电磁荷守恒. 还有,在这一坐标系中,径向时空片是欧氏平直的,这样,量子力学的基本原理可以直接应用. 另外,该度规还满足 Landau 坐标钟同步条件<sup>[34]</sup>, 即有

$$\frac{\partial}{\partial x^i} \left( \frac{g_{0j}}{g_{00}} \right) = \frac{\partial}{\partial x^j} \left( \frac{g_{0i}}{g_{00}} \right), \quad (i, j = 1, 2, 3). \quad (8)$$

这一特点可以帮助我们确定粒子的径向坐标变化率.

考虑一带有能量  $\omega$ 、电荷  $q$  和磁荷  $p$  的粒子在 G-M dilaton 黑洞事件视界上的隧穿过程. 像对无质量粒子的隧穿分析那样,在当前的球对称时空中,可以将该带电磁荷的出射粒子看成带有电磁荷的球壳,即德布罗意 S 波. 要求时空的能量和电磁荷守恒,则粒子辐射前后黑洞的质量和电磁荷就要相应减少. 这就是说,由于辐射粒子的引力反作用,背景时空是动力学的. 而文献 [35, 36] 的具体研究表明,在描述视界与球壳间的几何度规中,  $M, Q$  和  $P$  应该分别被  $M - \omega, Q - q$  和  $P - p$  取代,即隧穿粒子运动的背景度规可以表示为

$$ds^2 = -A(M - \omega, F - f, r) dt^2 + 2\sqrt{1 - A(M - \omega, F - f, r)} dt dr + dr^2 + B(M - \omega, F - f, r) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (9)$$

其中  $f = q + p$  表示辐射粒子的电磁荷. 事实上,这是与 Birkhoff 定理相一致的. 按 Birkhoff 定理,在球对

称时空中, 球壳的反作用对时空的唯一影响就是使得球壳内外的质量和电磁荷能够进行定量衔接. 这样, 结合(2)式和(9)式就可以看出, 随着粒子的辐射, 黑洞要发生收缩, 其视界位置就发生变化并出现宽度为

$$\Delta r = r_i - r_f \quad (10)$$

的隧穿势垒. 其中  $r_i = r_+(M, F) = M + \sqrt{M^2 + D^2 - P^2 - Q^2}$  和  $r_j = r_+(M - \omega, F - f) = M - \omega + \sqrt{(M - \omega)^2 + D^2 + (P - p)^2 + (Q - q)^2}$  分别表示粒子辐射前后黑洞的视界位置.

在 Parikh 和 Wilczk 的隧穿方法中, 为了进行隧穿概率计算, 需要用到粒子的径向标变化率<sup>[18-20]</sup>. 而对于带有电磁荷从而静止质量不为零的粒子, 该变化率无法从时空的径向类光测地线中得到. (8)式表明, 可以在线元(9)中定义坐标钟同时的概念. 另外, 量子隧穿是一个同时过程, 也就是说粒子进入和穿出势垒是两个同时事件. 因此, 按照(8)式表示的 Landau 坐标钟同步条件, 这就要求按隧穿描述沿径向出射的粒子进入和穿出势垒对应的坐标时间差为

$$\Delta t = -\frac{g_{tr}}{g_{tt}} \Delta r = \frac{2\sqrt{1 - A(M - \omega, F - f, r)}}{A(M - \omega, F - f, r)} \Delta r. \quad (11)$$

这样, 就可得到 G-M dilaton 黑洞中带电磁荷的辐射粒子的径向坐标变化率为

$$\begin{aligned} \dot{r} &= \frac{dr}{dt} = \frac{A(M - \omega, F - f, r)}{2\sqrt{1 - A(M - \omega, F - f, r)}} \\ &= \frac{(r - r_+)(r - r_-)}{2R\sqrt{R^2 - (r - r_+)(r - r_-)}}. \end{aligned} \quad (12)$$

我们看到, 对于这里带电磁荷的隧穿粒子, 不用考虑势函数和波函数的具体情况, 利用量子隧穿的同时性和朗道坐标钟同时条件这样的基本概念, 就可以对其径向坐标变化率给出(12)式所示的描述, 而这一隧穿情况描述正是在 Parikh 和 Wilczk 的隧穿方法中计算粒子的隧穿概率所需要的<sup>[18-20, 24, 25]</sup>.

### 3. 粒子的隧穿概率

在 Parikh 和 Wilczk 的隧穿方法中, 粒子的隧穿概率可以通过轨道作用量的虚部得到<sup>[18-20]</sup>. 而当计算带电磁荷粒子在 G-M dilaton 黑洞中的轨道作用量和隧穿概率时, 除了引力场, 我们还需要考虑时空的电磁场效应. 为了分析黑洞外的电磁场, 可以将球对称黑洞处理成导体球<sup>[37]</sup>, 从而可以得到 G-M

dilaton 黑洞的电磁势为<sup>[33]</sup>

$$A_\mu = \left( -\frac{Q + P}{r} \rho, 0, 0 \right). \quad (13)$$

进一步, 依据(5)式表示的坐标变换, 再考虑到时空的电磁荷守恒, 则可以得到, 在 Painleve 类型线元(9)中, 影响粒子运动的 4 维电磁势的非零分量为

$$A_t = -\frac{F - f}{r}. \quad (14)$$

这样, 我们这里考虑的系统就是由黑洞和电磁场组成的物质-引力系统, 且该物质-引力系统的拉氏函数可以写成

$$L = L_m + L_e, \quad (15)$$

其中  $L_e = -1/4F^2$  是电磁场对应广义坐标  $A_\mu$  的拉氏函数<sup>[38]</sup>. 这里, 广义坐标  $A_t$  是一个可遗坐标<sup>[25]</sup>. 而为了消除该可遗坐标的自由度, 该物质-引力系统的拉氏函数  $L$  应该写成  $L - P_{A_t} \dot{A}_t$ . 依据正则哈密顿处理, 对于这里的球对称黑洞-球壳系统, 其总作用量可以通过下式得到<sup>[35, 36]</sup>:

$$I = \int dt (P_t + P_r \dot{r}), \quad (16)$$

这里  $t$  和  $r$  是 Painleve 坐标, 而  $P_t$  和  $P_r$  是相应的共轲动量. 这样, 系统的作用量就可以表示成

$$I = \int_{t_i}^{t_f} (L - P_{A_t} \dot{A}_t) dt = \int_{t_i}^{t_f} (P_t + P_r \dot{r} - P_{A_t} \dot{A}_t) dt, \quad (17)$$

这里  $P_{A_t}$  是对应  $A_t$  的电磁场共轲动量, 而  $t_i$  和  $t_f$  表示粒子隧穿前后的 Painleve 坐标时间.

依据 WKB 近似分析, 辐射粒子的隧穿概率可以通过作用量的虚部得到<sup>[18-20]</sup>, 且有

$$\Gamma \propto \exp(-2\text{Im}I), \quad (18)$$

这里, 仅有(17)式中第二和第三项对作用量的虚部有贡献. 这样, 对于这里出射的带电磁荷的粒子, 其隧穿概率就可以通过(17)式得到, 即

$$\begin{aligned} \text{Im}I &= \text{Im} \int_{r_i}^{r_f} \left( P_r - \frac{P_{A_t} \dot{A}_t}{\dot{r}} \right) dr \\ &= \text{Im} \int_{r_i}^{r_f} \int_{(0,0)}^{(P_r, P_{A_t})} \left( dP'_r - \frac{\dot{A}_t}{\dot{r}} dP'_{A_t} \right) dr. \end{aligned} \quad (19)$$

而为了进行具体的计算, 应用下面的哈密顿方程

$$\begin{aligned} \dot{r} &= \frac{dH}{dP_r} \Big|_{(r, A_t, P_{A_t})} = \frac{dM'}{dP_r}, \\ \dot{A}_t &= \frac{dH}{dP_{A_t}} \Big|_{(A_t, r, P_r)} = \frac{dE_F}{dP_{A_t}}, \end{aligned} \quad (20)$$

这里  $M' = M - \omega'$ ,  $E_{F'}$  表示电磁场能, 且  $F' = F - q' - p'$ . 考虑到黑洞可视为一带电导体球, 可以得到<sup>[37]</sup>

$$dE'_{F'} = -\frac{F'}{r}df' = \frac{F'}{r}dF', \quad (21)$$

其中  $Q' = Q - q'$ ,  $P' = P - p'$ . 将 (20) 式和 (21) 式代入 (19) 式, 且改变其中的积分次序, 可以得到

$$\begin{aligned} \text{Im}I &= \int_{r_i}^{r_f(M-\omega', E_{F-f})} \int_{(M, E_F)} \frac{dM' - dE_{F'}}{r} dr \\ &= \text{Im} \int_{(M, F)}^{(M-\omega', F-f)} \int_{r_i}^{r_f} \left( dM' - \frac{F'}{r} dF' \right) \frac{dr}{r}. \quad (22) \end{aligned}$$

注意到隧穿粒子的反作用效应, 在方程 (22) 中,  $r_i$  应是  $M'$  和  $F'$  的函数, 且其函数形式与方程 (12) 相同. 这样可以得到

$$\begin{aligned} \text{Im}I &= \text{Im} \int_{(M, F)}^{(M-\omega', F-f)} \int_{r_i}^{r_f} \left( dM' - \frac{F'}{r} dF' \right) \\ &\times \frac{2\sqrt{(r^2 - D^2)(r^2 - D^2 - (r - r'_+)(r - r'_-))}}{(r - r'_+)(r - r'_-)} \\ &\times dr, \quad (23) \end{aligned}$$

其中  $r'_\pm = M' \pm \sqrt{M'^2 + D^2 - P'^2 - Q'^2}$ . 考虑到粒子通过事件视界进行隧穿, 可以看出, 在方程 (23) 中  $r'_+$  是一个单极点, 从而该积分可以通过绕该极点的围道进行. 通过这种方式可以完成对  $r$  的积分, 而且得到

$$\text{Im}I = - \int_{(M, F)}^{(M-\omega', F-f)} 2\pi \frac{r_+^2 - D^2}{r'_+ - r'_-} \left( dM' - \frac{F'}{r'_+} dF' \right). \quad (24)$$

另外, G-M dilaton 黑洞对应  $M'$ ,  $Q'$  和  $P'$  的 B-H 熵<sup>[39]</sup>

$$\begin{aligned} S' &= \pi(r'_+^2 - D^2) \\ &= \pi \left[ (M' + \sqrt{M'^2 - Q'^2 - P'^2 + D^2})^2 - D^2 \right], \quad (25) \end{aligned}$$

从而有

$$\begin{aligned} dS' &= \frac{\partial S'}{\partial M'} dM' + \frac{\partial S'}{\partial Q'} dQ' + \frac{\partial S'}{\partial P'} dP' \\ &= 2\pi \frac{(M' + \sqrt{M'^2 - Q'^2 - P'^2 + D^2})^2 - D^2}{\sqrt{M'^2 - Q'^2 - P'^2 + D^2}} \\ &\times \left[ dM' + \frac{Q' + P'}{M' + \sqrt{(M')^2 - (Q')^2 - P'^2 + D^2}} \right. \\ &\left. \times (dQ' + dP') \right] \end{aligned}$$

$$= 4\pi \frac{r'_+{}^2 - D^2}{r'_+ - r'_-} \left( dM' - \frac{F'}{r'_+} dF' \right). \quad (26)$$

将 (26) 式代入 (24) 式, 可以得到

$$\text{Im}I = -\frac{1}{2} \int_{S(M, F)}^{S(M-\omega', F-f)} dS' = -\frac{1}{2} \Delta S, \quad (27)$$

这里  $\Delta S = S(M - \omega', F - f) - S(M, Q)$  是粒子辐射前后的该 dilaton 黑洞 B-H 熵的变化量.

这样, 将 (27) 式代入 (24) 式, 带电磁荷粒子在 G-M dilaton 黑洞中的隧穿概率就可以得到, 即

$$\Gamma \propto \exp(-2\text{Im}I) = \exp(\Delta S). \quad (28)$$

这说明, 对于这里的霍金辐射, 可以满足黑洞信息守恒和遵守量子力学的么正性原理.

## 4. 结论和讨论

通过计算带电磁荷的粒子在 G-M dilaton 黑洞中的隧穿率研究了黑洞的霍金辐射. 要求时空的总能量和总电磁荷都要保持不变, 当隧穿粒子通过事件视界时, 黑洞会减少它的质量和电磁荷, 并发生收缩. 因此, 隧穿过程中的背景度规是动力学演化的, 而且隧穿势垒是由粒子的自引力产生的. 过程中通过考虑量子隧穿的瞬时性和朗道对钟方案, 比较简洁地给出了隧穿粒子的径向坐标变化率. 分析中, 考虑的物质-引力系统由该 dilaton 黑洞和其外部的电磁场组成, 同时隧穿粒子被看成 S 波, 而黑洞被处理成导体球. 计算表明, 在 G-M dilaton 黑洞时空中, 带电磁荷的粒子通过事件视界的隧穿概率取决于粒子出射前后黑洞 B-H 熵的变化. 而这一计算结果表明, 在 G-M dilaton 黑洞辐射带电磁荷粒子的过程中, 可以保持信息守恒和满足量子力学的么正性. 该结论支持了 Parikh 和 Wilczek 的隧穿模型<sup>[18-20]</sup>, 同时也与以前的相关工作结论相一致<sup>[22-32]</sup>.

应当指出, 考虑到 (3) 式所示的温度表达式, 可以看到方程 (26) 正是形式为  $dM' - dE_{F'} = T' dS'$  的黑洞热力学第一定理. 这说明, 这里的隧穿过程满足黑洞热力学第一定理. 考虑到黑洞热力学第一定理要求黑洞的蒸发处于可逆过程中, 但黑洞具有负热容特性, 与其外部并没有稳定的热平衡存在, 特别是在黑洞蒸发的后期. 这样, 在 Parikh 和 Wilczek 的隧穿模型中, 要通过霍金辐射最终得到黑洞内部隐藏的全部信息应该仅是在理想情况下才有可能. 实际上, 对霍金辐射和黑洞信息疑难的完全解决需要依靠量子引力理论, 但目前完备的量子引力理论还没

有建设起来,尽管弦理论可以在满足么正性的情况下得到霍金辐射,但如何具体获得黑洞中的信息仍然是不清楚的<sup>[6]</sup>.而 Parikh 和 Wilczek 的隧穿模型只

是提供了一个对黑洞辐射进行了半经典分析的简单方法,是一个增加对霍金辐射和黑洞信息疑难进行理解和认识的有效尝试.

- [ 1 ] Hawking S W 1974 *Nature* **248** 30
- [ 2 ] Hawking S W 1975 *Commun. Math. Phys.* **43** 199
- [ 3 ] Hawking S W 1976 *Phys. Rev. D* **14** 2460
- [ 4 ] Page D N 2005 *New. J. Phys.* **7** 203
- [ 5 ] Hajicek P 1987 *Phys. Rev. D* **36** 1065
- [ 6 ] Callan C G, Maldacena J M 1996 *Nucl. Phys. B* **472** 591
- [ 7 ] Zhao Z 1981 *Acta. Phys. Sin.* **30** 1508( in Chinese )[ 赵 峥 1981 物理学报 **30** 1508 ]
- [ 8 ] Liu L, Zhao Z 1981 *Acta. Phys. Sin.* **30** 1036( in chinese )[ 刘 辽、赵 峥 1997 物理学报 **46** 1036 ]
- [ 9 ] Li Z H, Zhao Z 1981 *Acta. Phys. Sin.* **30** 1273( in chinese )[ 黎忠恒、赵 峥 1997 物理学报 **46** 1273 ]
- [ 10 ] Cai X, Jiang Q Q, Yan M L, Zeng Y 2003 *Acta. Phys. Sin.* **52** 1340( in Chinese )[ 蔡 勳、蒋青权、闫沐霖、曾 瑜 2003 物理学报 **52** 1340 ]
- [ 11 ] Meng Q M, Su J Q, Jiang J J 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 5077( in Chinese )[ 孟庆苗、苏九清、蒋继建 2007 物理学报 **56** 5077 ]
- [ 12 ] Hu S Q, Zhang L C, Zhao R 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 3898( in chinese )[ 胡双启、张丽春、赵 任 2006 物理学报 **55** 3898 ]
- [ 13 ] Cao J L 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 2682( in Chinese )[ 曹江陵 2006 物理学报 **55** 2682 ]
- [ 14 ] Meng Q M 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 471( in Chinese )[ 孟庆苗 2005 物理学报 **54** 471 ]
- [ 15 ] Yang S Z 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 4007( in Chinese )[ 杨树政 2004 物理学报 **53** 4007 ]
- [ 16 ] Gao X Q, Qiang L E, Zhao Z 2004 *Acta. Phys. Sin.* **53** 3619( in Chinese )[ 高新琴、强丽鹤、赵 峥 2004 物理学报 **53** 3619 ]
- [ 17 ] Song T P, Yao G Z 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 11447( in Chinese ) [ 宋太平、姚国政 2002 物理学报 **51** 1144 ]
- [ 18 ] Parikh M K, Wilczek F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5042
- [ 19 ] Parikh M K 2004 *Int. J. Mod. Phys. D* **13** 2355
- [ 20 ] Parikh M K 2004 hep-th/0402166
- [ 21 ] Kraus P, Wilczek F 1994 *Mod. Phys. Lett. A* **9** 3713
- [ 22 ] Vagenas E C 2002 *Phys. Lett. B* **533** 302
- [ 23 ] Arzano M, Medved A J M, Vagenas E C 2005 *J. High Energy Phys.* **9** 37
- [ 24 ] Zhang J, Zhao Z 2005 *Nucl. Phys. B* **725** 173
- [ 25 ] Zhang J Y, Zhao Z 2005 *J. High Energy Physics* **10** 055
- [ 26 ] Liu C Z, Zhang J Y, Zhao Z 2006 *Phys. Lett. B* **619** 670
- [ 27 ] Jiang Q Q, Wu S Q, Cai X 2006 *Phys. Rev. D* **73** 064003
- [ 28 ] Jiang J J, Meng Q M, Su J Q 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 3723( in Chinese )[ 蒋继建、孟庆苗、苏九清 2007 物理学报 **56** 3723 ]
- [ 29 ] Hu Y P, Zhang J Y, Zhao Z 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 683( in Chinese )[ 胡亚朋、张静仪、赵 峥 2007 物理学报 **56** 683 ]
- [ 30 ] Zhang J Y, Zhao Z 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 3796( in Chinese ) [ 张静仪、赵 峥 2007 物理学报 **55** 3796 ]
- [ 31 ] Cai M, Jiang Q Q, Wu S Q 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 3083( in Chinese )[ 蔡 瑁、蒋青权、吴双清 2007 物理学报 **56** 3083 ]
- [ 32 ] Jiang Q Q, Wu S Q 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 4428( in chinese ) [ 蒋青权、吴双清 2006 物理学报 **55** 4428 ]
- [ 33 ] Gibbons G W, Maeda K 1988 *Nucl. Phys. B* **298** 741
- [ 34 ] Landau L D, Lifshitz E M 1975 *The Classical Theory of Field*, Pergamon, London
- [ 35 ] Kraus P, Wilczek F 1995 *Nucl. Phys. B* **437** 231
- [ 36 ] Kraus P, Wilczek F 1994 *Nucl. Phys. B* **433** 403
- [ 37 ] Dampur T 1978 *Phys. Rev. D* **18** 3598
- [ 38 ] Makela J, Repo P 1998 *Phys. Rev. D* **57** 4899
- [ 39 ] Gao C J, Shen Y G 2002 *Phys. Rev. D* **65** 084043
- [ 40 ] York J W 1983 *Phys. Rev. D* **28** 2929
- [ 41 ] Visser M 2001 hep-th/0106111
- [ 42 ] Arzano M 2006 *Phys. Lett. B* **634** 536
- [ 43 ] koga J I, Maeda K I 1995 *Phys. Rev. D* **52** 7066

# Charged particle tunneling in a static dilaton black hole<sup>\*</sup>

Liu Cheng-Zhou<sup>1</sup> <sup>✉</sup> Zhang Chang-Ping<sup>2</sup> Wang Zhong-Lin<sup>2</sup>

1) ( *Department of Physics , Shaoxing College of Art and Science , Shaoxing 312000 , China* )

2) ( *Institute of Theoretical Physics , Binzhou College , Binzhou 256600 , China* )

( Received 8 October 2007 ; revised manuscript received 27 March 2009 )

## Abstract

In the Parikh and Wilczek 's tunneling framework ,Hawking radiation of charged particle in the Gibbons-Maeda dilaton black hole is investigated. When a particle with electromagnetic charge tunnels across the event horizon ,energy conservation and electromagnetic charge conservation of the spacetimes are emphasized and the back-reaction effects of the charged particle are considered. The present results show that the tunneling probability is related to the difference of the Benkenstin-Hawking entropy of the black hole. This implies that black hole radiation is consistent with information conservation and the underlying unitary theory.

**Keywords** : black hole , Hawking radiation , quantum theory

**PACC** : 0460 , 0470

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10875012 ) , the Natural Science Foundation of Shandong Province , China ( Grant No. Y2008A33 ) , the Research Projects of Education Bureau of Shandong Province , China ( Grant No. J08L151 ) and the Dr. Foundation of Binzhou University , China ( Grant No. 2007Y02 ).

<sup>✉</sup> E-mail : czlbj20@yahoo.com.cn