动态球对称 Einstein-Yang-Mills-Chern-Simons 黑洞的霍金辐射*

杨树政[1)†] 林恺[2)]

1) (西华师范大学理论物理研究所, 南充 637002)

2) (电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

(2012 年 5 月 15 日 收到; 2012 年 11 月 12 日 收到修改稿)

用 Hamilton-Jacobi 方法研究了动态球对称 Einstein-Yang-Mills-Chern-Simons 黑洞事件视界处的隧穿辐射特征及其黑洞事件视界处的温度. 其结果表明, 黑洞温度及隧穿率与黑洞的固有性质及其动态特征有关. 这对于进一步研究动态黑洞的热力学性质及其相关问题是有意义的. 其方法的重要意义在于研究这类动态黑洞的霍金辐射时, 不仅适用于标量场隧穿辐射的情形, 同时也适用于研究旋量场、矢量场以及引力波的隧穿辐射.

关键词: Einstein-Yang-Mills-Chern-Simons 黑洞, 霍金隧穿辐射, Hamilton-Jacobi 方程

PACS: 04.70.−s, 97.60.Lf **DOI:** 10.7498/aps.62.060401

1 引 言

1974 年霍金证明在黑洞视界附近, 由于剧烈的量子效应, 黑洞可以辐射出粒子, 这种辐射被证明是一种热辐射, 这就是著名的霍金辐射 [1,2]. 霍金辐射理论的创立成为黑洞热力学的基础, 这个效应暗示着广义相对论、量子理论以及热力学和统计物理理论之间深刻的关联, 因此, 这个理论吸引了许多物理学家的注意. 关于产生霍金辐射的机制主要存在着两种在物理上等效的解释. 其中一种解释认为, 黑洞视界外附近的强烈的量子涨落现象会导致正负粒子对的出现, 随后负能粒子落入黑洞, 而正能粒子辐射到无穷远处形成霍金辐射 [3−10]. 另一种解释基于量子隧穿效应, 这种观点认为黑洞内部的虚粒子在视界处由于量子效应隧穿至黑洞视界之外形成了霍金辐射 [11−33]. 按照后一种观点, 人们通常也称黑洞的霍金辐射为隧穿辐射.

半个世纪以来, 人们已经提出了各种研究黑洞霍金辐射的方法. 其中 Parikh 和 Wilczek [18] 提出的使用作用量积分的方法是一种非常简便的方法. 后来, 人们在他们研究思路的基础上又提出了用半经典的 Hamilton-Jacobi 方程研究黑洞隧穿辐射. 研究者已经在前人研究的基础上运用随动坐标变换研究了动态黑洞的霍金辐射、隧穿率以及霍金温度 [16,17]. 近来, Mann 和 Kerner [27,28] 又将隧穿辐射理论运用于黑洞费米子隧穿理论中. 随后, 人们对各种 4 维、低维和 5 维黑洞视界处的费米子隧穿辐射进行了研究 [29−33]. 我们则进一步证明了在弯曲时空中的 Dirac 方程情形同样可以用 Hamilton-Jacobi 方程半经典的形式描述其 Dirac 粒子的动力学行为, 所以, 这个工作暗示 Hamilton-Jacobi 方程可以普遍地描述黑洞视界处各种性质的粒子的隧穿辐射 [34−39].

本文对最近提出的一种 Einstein-Yang-Mills-Chern-Simons (EYMCS) 黑洞事件视界附近的隧穿辐射行为进行研究. 由于这个黑洞的度规是动态的, 因此我们首先讨论黑洞的事件视界; 接着引入随动坐标变换研究黑洞事件视界处的隧穿辐射, 最后得到黑洞的隧穿率和霍金温度. 在本文研究中, 我们也将用标量场方程、矢量场方程、Dirac 方程以及

---

* 国家自然科学基金 (批准号: 11178018) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: szyang@cwnu.edu.cn

引力波方程研究弯曲时空中的 Hamilton-Jacobi 方程, 证明 Hamilton-Jacobi 方程是一个普遍适用的半经典量子方程.

2 EYMCS 黑洞

关于 Einstein-Yang-Mills 理论的研究可能为构建一个统一量子论和引力论的普适物理理论提供一些有益的结论和方法, 所以这一领域的研究也深深吸引了许多理论物理学家的关注. 近来, Brihaye 等 [40] 在 EYMCS 理论中找到了一个五维的稳定且非阿贝尔的黑洞解. 这个黑洞解对于 EYMCS 理论的研究具有十分重要的意义.

考虑在一个 $4+1$ 维的时空, EYMCS 的作用量可以写成 [40]

$$\begin{aligned} S=&\int_M \mathrm{d}^5x\sqrt{-g}\bigg\{\frac{1}{16\pi G}(R-2\Lambda)\\ &-\frac{1}{4}\mathrm{Tr}\left(F_{uv}F^{uv}\right)-\mathrm{i}\kappa\varepsilon_{\mu\upsilon\rho\sigma\tau}\mathrm{Tr}\Big[A^{\tau}\Big(F^{uv}F^{\rho\sigma}\\ &-gF^{\mu\upsilon}A^{\rho}A^{\sigma}+\frac{2}{5}g^2A^{\mu}A^{\upsilon}A^{\rho}A^{\sigma}\Big)\Big]\bigg\}, \end{aligned} \tag{1}$$

其中, Yang-Mills 项的拉格朗日作用量 $L_{\mathrm{YM}}=\frac{1}{4}\mathrm{Tr}\left(F_{uv}F^{uv}\right)$ 由 SO(6) 规范场 $F_{\mu\upsilon}=\partial_{\mu}A_{\upsilon}-\partial_{\upsilon}A_{\mu}+g\left[A_{\upsilon},A_{\mu}\right]$ 来定义; 作用量的最后一部分是 Chern-Simons 项; G 是引力常数, g 是耦合常数, κ 是 Chern-Simons 系数. 在文献 [40] 中, Brihaye 等选用了一个 $\mathrm{SO}(4)\times\mathrm{SO}(2)$ 的 Ansatz

$$\begin{aligned} A=&\frac{1}{g}\left(\frac{\omega(r,t)+1}{r}\Sigma_{ij}\frac{x^i}{r}\mathrm{d}x^j+V(r,t)\,\Sigma_{56}\mathrm{d}t\right)\\ &i,j=1,2,3,4, \end{aligned} \tag{2}$$

这里 $\Sigma_{\alpha\beta}=-\Sigma_{[\alpha}\tilde{\Sigma}_{\beta]}/4$, 而 $\Sigma_i=-\tilde{\Sigma}_i=\mathrm{i}\gamma_i$, $\Sigma_5=-\tilde{\Sigma}_5=\mathrm{i}\gamma_5$, $\Sigma_6=\tilde{\Sigma}_6=1$, 这里的 γ_i 是 Dirac gamma 矩阵, 最后他们得到了一个球对称的度规 [40,41]

$$\mathrm{d}s^2=-F^2(r,t)\,\mathrm{d}t^2+\frac{\mathrm{e}^{2Ht}}{F(r,t)}\left(\mathrm{d}r^2+r^2\mathrm{d}\Omega_3^2\right), \tag{3}$$

其中

$$\begin{aligned} \mathrm{d}\Omega_3^2=&\mathrm{d}\psi^2+\sin^2\psi\left(d\theta^2+\sin^2\theta\,\mathrm{d}\phi^2\right),\\ F(r,t)=&V(r,t)\\ =&1+\mathrm{e}^{-2Ht}\left(\frac{Q-2}{r^2}+\frac{2\left(r^2+j\right)}{\left(r^2+j/2\right)^2}\right), \end{aligned}$$

Q 是电荷参量, Chern-Simons 系数 $\kappa=1/8$, 而宇宙学常数 $\Lambda=6H^2$, 这里的 j 是一个待定的参数, 它决定于 $\omega(r)=\dfrac{j-2r^2}{j+2r^2}$. Brihaye 等也对这个解的稳定性进行了分析, 他们的结果表明, 当 H 很小的时候, 在小的扰动下这个黑洞可以保持稳定 [40]. 当然, 关于这个时空的更多的细节依然值得进一步研究.

关于稳态黑洞和静态黑洞的霍金辐射研究是相对成熟的, 但是关于动态黑洞的研究依然存在许多争议之处. 实际上, 关于黑洞辐射的起源之处尚有争论, 这是由于在动态黑洞情况下, 黑洞具有许多种视界, 这些不同定义的视界在非动态时空中会重合在一起, 所以使得非动态黑洞的霍金辐射起源避免了这些争议. 但是在动态黑洞情况下, 人们不得不面对霍金辐射到底起源于何处这一问题. 赵峥 [42] 在经过了对动态黑洞深入的研究之后提出, 动态黑洞的热力学性质和霍金辐射依然源于动态黑洞的事件视界, 即零超曲面. 在本文中, 我们沿用这个观点认为黑洞的霍金辐射实际上是源于事件视界, 其定义依然是黑洞的零超曲面, 在动态的球对称黑洞中, 零超曲面也一定是球对称的. 因此我们可以用以下零超曲面来确定这个动态黑洞的事件视界

$$-E^{-1}\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)^2+B\left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)^2=0. \tag{4}$$

具体地, 在这个动态 EYMCS 时空中, 上式中的 $E=F^2(r,t)$, $B=F(r,t)\,\mathrm{e}^{-2Ht}$, 而 f 是一个超曲面. 考虑到恒等关系 $\dfrac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\dfrac{\partial f}{\partial r}+\dfrac{\partial f}{\partial t}=0$, 可以得到确定黑洞事件视界 r_{h} 的方程 $\sqrt{EB}\big|_{r=r_{\mathrm{h}}}=\dot{r}_{\mathrm{h}}$. 接下来, 我们将运用半经典的 Hamilton-Jacobi 方法求解这个黑洞事件视界附近的霍金隧穿辐射行为. 为此, 需要首先证明 Hamilton-Jacobi 方程可以普遍地由各种量子场推导得出.

3 各种量子方程和 Hamilton-Jacobi 方程

现代物理学认为组成物质的各种粒子的行为可以由各种量子场描述, 根据粒子的自旋的不同可以把各种量子场分为标量场、矢量场、旋量场等. 标量场的量子场方程通常称作 Klein-Gordon 方程, 在弯曲时空中最小耦合的标量场可以写为

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{\partial}{\partial x^{\mu}}\left(\sqrt{-g}g^{\mu\upsilon}\frac{\partial\Phi}{\partial x^{\upsilon}}\right)=\frac{m^2}{\hbar^2}\Phi. \tag{5}$$

如果把这个方程的波函数写为作用量的形式 $\Phi=C\mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}}{\hbar}S}$, 把这个形式带入上式, 并且忽略掉所有

含 $\hbar$ 的小量, 就可以从标量场方程推导出 Hamilton-Jacobi 方程

$$g^{\mu\upsilon}\frac{\partial S}{\partial x^{\mu}}\frac{\partial S}{\partial x^{\upsilon}}+m^2=0. \tag{6}$$

由于这里的 Hamilton-Jacobi 方程是由标量场方程推导得到的, 因此原则上而言只能用于描述标量场粒子的动力学行为.

接下来对矢量场方程进行研究. 在弯曲时空中一般的矢量场方程可以写为

$$\nabla_{\mu}F^{\mu\upsilon}=\frac{m^2}{\hbar^2}A^{\upsilon}, \tag{7}$$

这个方程一般叫做 Proca 方程, 这里的 $F_{\mu\upsilon}=\nabla_{\mu}A_{\upsilon}-\nabla_{\upsilon}A_{\mu}$. 当矢量粒子本身没有静止质量, 即 $m=0$ 时, 这个方程变成 Maxwell 方程. 矢量方程由于多余的自由度的存在, 所以通常还需要引入一个规范条件, 可以在这里引入洛伦兹规范 $\nabla_{\mu}A^{\mu}=0$, 于是 Proca 方程可以写为

$$\nabla^2A^{\upsilon}=\frac{m^2}{\hbar^2}A^{\upsilon}, \tag{8}$$

然后, 引入波函数的作用量形式 $A^{\upsilon}=a^{\upsilon}\mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}}{\hbar}S}$. 与标量场情形相同, 把这个形式带入上式, 并且忽略掉所有含 $\hbar$ 的小量, 就可以从矢量场方程推导出 Hamilton-Jacobi 方程 (6). 因此这里证明 Hamilton-Jacobi 方程同样可以描述矢量场粒子的动力学行为.

关于从描述自旋为 1/2 的旋量场粒子行为的 Dirac 方程推导 Hamilton-Jacobi 方程的步骤要复杂一些 [37]. 通常可以把 Dirac 方程写为

$$\gamma^{\mu}\left(\frac{\partial\Psi}{\partial x^{\mu}}+\frac{i}{2}\Gamma_{\mu}^{ab}\Pi_{ab}\Psi\right)+\frac{m}{\hbar}\Psi=0, \tag{9}$$

其中 $\Pi_{ab}=\frac{\mathrm{i}}{4}\left[\gamma^a,\gamma^b\right]$, 而矩阵 γ^{μ} 满足反对易关系 $\left\{\gamma^a,\gamma^b\right\}=2g^{ab}$. 我们引入旋量场波函数的作用量形式 $\Psi=\boldsymbol{p}\,\mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}}{\hbar}S}$, 注意到这里的 $\boldsymbol{p}$ 是一个列矩阵. 把这个形式带入上式, 并且忽略掉所有含 $\hbar$ 的小量, Dirac 方程可以化为

$$\mathrm{i}\gamma^{\mu}\frac{\partial S}{\partial x^{\mu}}\boldsymbol{p}+m\boldsymbol{p}=0. \tag{10}$$

把上式中的 μ 全部换为 υ 依然成立, 所以

$$\mathrm{i}\gamma^{\upsilon}\frac{\partial S}{\partial x^{\upsilon}}\boldsymbol{p}+m\boldsymbol{p}=0, \tag{11}$$

在上式中, 在等式两边乘以 $-\mathrm{i}\gamma^{\mu}\frac{\partial S}{\partial x^{\mu}}$, 可以得到

$$\gamma^{\mu}\frac{\partial S}{\partial x^{\mu}}\gamma^{\upsilon}\frac{\partial S}{\partial x^{\upsilon}}\boldsymbol{p}-\mathrm{i}\gamma^{\mu}\frac{\partial S}{\partial x^{\mu}}m\boldsymbol{p}=0. \tag{12}$$

紧接着, 借助 (10) 式 $m\boldsymbol{p}=-\mathrm{i}\gamma^{\mu}\frac{\partial S}{\partial x^{\mu}}\boldsymbol{p}$, 可以把上式写为

$$\gamma^{\mu}\gamma^{\upsilon}\frac{\partial S}{\partial x^{\mu}}\frac{\partial S}{\partial x^{\upsilon}}\boldsymbol{p}+m^2\boldsymbol{p}=0, \tag{13}$$

同理把上式中的 μ 和 υ 交换则可以得到

$$\gamma^{\upsilon}\gamma^{\mu}\frac{\partial S}{\partial x^{\mu}}\frac{\partial S}{\partial x^{\upsilon}}\boldsymbol{p}+m^2\boldsymbol{p}=0, \tag{14}$$

把 (13) 和 (14) 式相加并除以 2 可以得到

$$\frac{\left\{\gamma^{\upsilon},\gamma^{\mu}\right\}}{2}\frac{\partial S}{\partial x^{\mu}}\frac{\partial S}{\partial x^{\upsilon}}\boldsymbol{p}+m^2\boldsymbol{p}=0. \tag{15}$$

根据 γ^{μ} 矩阵反对易关系并可以得到

$$\left(g^{\mu\upsilon}\frac{\partial S}{\partial x^{\mu}}\frac{\partial S}{\partial x^{\upsilon}}+m^2\right)\boldsymbol{p}=0. \tag{16}$$

如果希望这个方程有非平凡解, 则

$$g^{\mu\upsilon}\frac{\partial S}{\partial x^{\mu}}\frac{\partial S}{\partial x^{\upsilon}}+m^2=0. \tag{17}$$

可见, 这正是 Hamilton-Jacobi 方程. 从这个推导也可以总结出 Hamilton-Jacobi 方程同样适用于描述旋量场费米子动力学行为.

以上的陈述表明 Hamilton-Jacobi 方程可以由各种量子场推导得出. 实际上这个半经典的方程同样可以由弯曲时空中的引力波方程推导得出. 在弯曲时空背景下, 如果考虑到时空本身有扰动, 并把这个扰动看成是时空背景下的波动行为, 于是可以把度规写为 [43]

$$\tilde{g}_{\mu\upsilon}=g_{\mu\upsilon}+\varepsilon h_{\mu\upsilon}+O\left(\varepsilon^2\right), \tag{18}$$

其中 $\tilde{g}_{\mu\upsilon}$ 是总度规, $g_{\mu\upsilon}$ 是背景度规, $\varepsilon h_{\mu\upsilon}$ 是时空扰动. 于是根据爱因斯坦场方程和横向规范条件 $\nabla^{\mu}h_{\mu\upsilon}=0$, 可以得到引力波方程

$$\nabla^2h_{ab}+R_{adbc}h^{ac}=0. \tag{19}$$

从粒子物理的角度来看, 引力波由自旋为 2 的引力子组成. 引力子是一种玻色子, 虽然现在也有一些理论讨论重引力子理论, 但是按照通常的爱因斯坦广义相对论, 这种粒子是没有静止质量的. 根据前面的思路, 设 $h_{ab}=q_{ab}\,\mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}}{\hbar}S}$, 把这个形式带入弯曲时空中的引力波方程, 并且忽略掉所有含 $\hbar$ 的小量, 就可以从引力波方程推导出无质量的 Hamilton-Jacobi 方程

$$g^{\mu\upsilon}\frac{\partial S}{\partial x^{\mu}}\frac{\partial S}{\partial x^{\upsilon}}=0, \tag{20}$$

这说明 Hamilton-Jacobi 方程可以普遍的描述各种粒子的动力学行为. 在下一节中, 具体地研究球对称 EYMCS 黑洞事件视界处的隧穿辐射的性质.

4 EYMCS 黑洞的隧穿辐射

根据前面的计算, 我们得出了 EYMCS 黑洞的事件视界, 为了研究这个黑洞事件视界附近的量子隧穿行为, 首先引入随动坐标变换

$$\mathrm{d}r = \mathrm{d}R + \dot{r}_{\mathrm{h}}\mathrm{d}t. \tag{21}$$

在随动坐标中, 虽然黑洞的事件视界随着时间变化, 但是观测者也随着这个事件视界的变化而运动. 于是, 这个黑洞的度规可以写为

$$\begin{aligned}\mathrm{d}s^2 = &\left(B^{-1}\dot{r}_{\mathrm{h}}^2 - E\right)\mathrm{d}t^2 \\ &+ B^{-1}\left(\mathrm{d}R^2 + 2\dot{r}_{\mathrm{h}}\mathrm{d}R\mathrm{d}t + r^2\mathrm{d}\Omega_3^2\right),\end{aligned} \tag{22}$$

其逆变度规则可以写为

$$\begin{aligned}\partial_s^2 = &-\frac{1}{E}\partial_t^2 + 2\frac{\dot{r}_{\mathrm{h}}}{E}\partial_t\partial_R \\ &+ \left(B - E^{-1}\dot{r}_{\mathrm{h}}^2\right)\partial_R^2 + \frac{B}{r^2}\partial_{\Omega_3}^2.\end{aligned} \tag{23}$$

把这个度规带入 Hamilton-Jacobi 方程, 具体可以写为

$$\begin{aligned}&-\frac{1}{E}\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)^2 + 2\frac{\dot{r}_{\mathrm{h}}}{E}\frac{\partial S}{\partial t}\frac{\partial S}{\partial R} + \left(B - E^{-1}\dot{r}_{\mathrm{h}}^2\right)\left(\frac{\partial S}{\partial R}\right)^2 \\ &+ \frac{B}{r^2}\left\{\left(\frac{\partial S}{\partial \psi}\right)^2 + \frac{1}{\sin^2\psi}\left[\left(\frac{\partial S}{\partial \theta}\right)^2\right.\right. \\ &\left.\left.+ \frac{1}{\sin^2\theta}\left(\frac{\partial S}{\partial \phi}\right)^2\right]\right\} + m^2 = 0.\end{aligned} \tag{24}$$

由于黑洞的霍金辐射仅仅是径向的物理性质, 因此只需要研究上式的径向部分即可. 所以, 可以将作用量 S 分离变量为 $S = W(t,r)Y(\psi,\theta,\phi)$, 并且假设 $\dfrac{\partial W(t,r)}{\partial t} = -\omega$, 可以得到径向的 Hamilton-Jacobi 方程

$$\begin{aligned}&-\frac{\omega^2}{E} - 2\omega\frac{\dot{r}_{\mathrm{h}}}{E}\frac{\partial W}{\partial R} + \left(B - E^{-1}\dot{r}_{\mathrm{h}}^2\right)\left(\frac{\partial W}{\partial R}\right)^2 \\ &+ m^2 - \lambda\frac{B}{r^2} = 0,\end{aligned} \tag{25}$$

这里 λ 是分离变量常数. 求解上式方程可以得到

$$\begin{aligned}&\frac{\partial W_{\pm}}{\partial R} = \\ &\frac{\omega \pm \sqrt{\omega^2 - \dot{r}_{\mathrm{h}}^{-1}\left(EB\dot{r}_{\mathrm{h}}^{-1} - \dot{r}_{\mathrm{h}}\right)\left(m^2E - \lambda BEr^{-2} - \omega^2\right)}}{EB\dot{r}_{\mathrm{h}}^{-1} - \dot{r}_{\mathrm{h}}},\end{aligned} \tag{26}$$

考虑到这个黑洞的事件视界由方程 $\sqrt{EB}\big|_{r=r_{\mathrm{h}}} = \dot{r}_{\mathrm{h}}$ 决定, 在黑洞事件视界处有关系

$$\begin{aligned}&\frac{EB}{\dot{r}_{\mathrm{h}}} - \dot{r}_{\mathrm{h}} = \left(\sqrt{EB} - \dot{r}_{\mathrm{h}}\right)'R \\ &= \left[-3\,\mathrm{e}^{-3Ht}\sqrt{F(t,r_{\mathrm{h}})}\left(\frac{2r\left(r^2+3\mathrm{j}/2\right)}{\left(r_{\mathrm{h}}^2+\mathrm{j}/2\right)^3} + \frac{Q-2}{r_{\mathrm{h}}^3}\right)\right]R.\end{aligned} \tag{27}$$

接下来在事件视界附近对 (26) 式进行积分, 并取虚部得到其虚部的总量为

$$\begin{aligned}&\mathrm{Im}W = \mathrm{Im}W_+ - \mathrm{Im}W_- \\ &= \frac{\pi\omega}{\dfrac{3}{2}\mathrm{e}^{-3Ht}\sqrt{F(t,r_{\mathrm{h}})}\left(\dfrac{2-Q}{r_{\mathrm{h}}^3} - \dfrac{2r\left(r_{\mathrm{h}}^2+3\mathrm{j}/2\right)}{\left(r_{\mathrm{h}}^2+\mathrm{j}/2\right)^3}\right)},\end{aligned} \tag{28}$$

其中 W_+ 是出射解, 而 W_- 是入射解. 根据黑洞隧穿辐射的隧穿率特征, 得到

$$\begin{aligned}&\Gamma = \mathrm{e}^{-2\,\mathrm{Im}W} \\ &= \mathrm{Exp}\left[\frac{-4\pi\omega}{3\,\mathrm{e}^{-3Ht}\sqrt{F(t,r_{\mathrm{h}})}\left(\dfrac{2-Q}{r_{\mathrm{h}}^3} - \dfrac{2r\left(r_{\mathrm{h}}^2+3\mathrm{j}/2\right)}{\left(r_{\mathrm{h}}^2+\mathrm{j}/2\right)^3}\right)}\right],\end{aligned} \tag{29}$$

而黑洞的霍金温度是

$$\begin{aligned}T_{\mathrm{H}} = &\frac{3\,\mathrm{e}^{-3Ht}}{4\pi}\left[\frac{2-Q}{r_{\mathrm{h}}^3} - \frac{2r\left(r_{\mathrm{h}}^2+3\mathrm{j}/2\right)}{\left(r_{\mathrm{h}}^2+\mathrm{j}/2\right)^3}\right] \\ &\times\sqrt{F(t,r_{\mathrm{h}})}.\end{aligned} \tag{30}$$

以上理论及其方法的应用, 我们得到了动态球对称 EMYCS 黑洞的霍金温度, 其结果表明, 此黑洞的霍金温度与黑洞荷电参数及黑洞的动态特征有关.

5 结 论

本文用随动坐标系研究了动态球对称黑洞的隧穿辐射. 本文也证明了弯曲时空中的各种量子场方程在半经典近似下都可以化为 Hamilton-Jacobi 方程, 因此这个方程可以普遍地描述弯曲时空中各种粒子的动力学行为. 另一方面, 虽然引入了随动坐标并把霍金辐射视为事件视界处的量子效应, 但是, 我们发现所得结果并不十分简洁和漂亮. 实际上, 即使不把霍金辐射视为事件视界的性质, 而认为霍金辐射起源于其他视界, 同样会导致或多或少的不优美的黑洞辐射形式. 这是黑洞动态特征所致. 如果我们重新思考黑洞热力学, 发现黑洞热力学的第零定律的表述是稳态黑洞的温度是一个常数, 这对应着普通的热力学定律. 然而, 黑洞热力学第零

定律强调的是稳态黑洞的性质, 这个定律似乎并不能完全约束动态黑洞情况. 实际上, 当今人们研究得最透彻的热力学是平衡态的热力学, 然而, 更实际的情况是非平衡态热力学. 我们推测可能动态黑洞的性质并不对应于平衡态热力学, 而是对应于非平衡态热力学. 如果这个推测是正确的, 也许会极大地推动黑洞物理的研究, 甚至促进整个理论物理理论的研究工作. 这些内容在物理学和宇宙学的研究中是非常重要的, 因此, 相关这些前沿课题应该引起研究者的高度重视, 我们下一步的工作将密切关注这些热点课题.

[1] Hawking S W 1974 *Nature* **248** 30
[2] Hawking S W 1975 *Commun. Math. Phys.* **43** 199
[3] Robinson S P, Wilczek F 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 011303
[4] Iso S, Umetsu H, Wilczek F 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 151302
[5] Das S, Robinson S P, Vagenas E C 2008 *Int. J. Mod. Phys.* D **17** 533
[6] Xu Z, Chen B 2007 *Phys. Rev.* D **75** 024041
[7] Jiang Q Q, Wu S Q, Cai X 2007 *Phys. Lett.* B **651** 58
[8] Murata K, Soda J 2006 *Phys. Rev.* D **74** 044018
[9] Vagenas E C, Das S 2006 *JHEP* **0610** 025
[10] Setare M R 2007 *Eur. Phys. J.* C **49** 865
[11] Jiang Q Q, Wu S Q, Cai X, 2007 *Phys. Rev.* D **75** 064029
[12] Jiang Q Q, Wu S Q 2007 *Phys. Lett.* B **647** 200
[13] Iso S, Umetsu H, Wilczek F 2006 *Phys. Rev.* D **74** 044017
[14] Iso S, Morita T, Umetsu H 2007 *J. High. Energy Phys.* **04** 068
[15] Yang S Z, Li H L, Jiang Q Q, Liu M Q 2007 *Sci. China* G **50** 249
[16] Yang S Z, Chen D Y 2007 *Inter. J. Theor. Phys.* **46** 2923
[17] Chen D Y, Yang S Z 2007 *New J. Phys.* **9** 252
[18] Parikh M K, Wilczek F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5042
[19] Vagenas E C 2001 *Phys. Lett.* B **503** 399
[20] Vagenas E C 2002 *Mod. Phys. Lett.* A **17** 609
[21] Vagenas E C 2002 *Phys. Lett.* B **533** 302
[22] Medved A J M 2002 *Class. Quant. Grav.* **19** 589
[23] Parikh M K 2002 *Phys. Lett.* B **546** 189
[24] Medved A J M 2002 *Phys. Rev.* D **66** 124009
[25] Vagenas E C 2003 *Phys. Lett.* B **559** 65
[26] Parikh M K 2004 *Energy Conservation and Hawking Radiation* arXiv: 0402166[hep-th]
[27] Kerner R, Mann R B 2008 *Class. Quant. Grav.* **25** 095014
[28] Kerner R, Mann R B 2008 *Phys. Lett.* B **665** 277
[29] Li R, Ren J R, Wei S W 2008 *Class. Quant. Grav.* **25** 125016
[30] Li R, Ren J R 2008 *Phys. Lett.* B **661** 370
[31] Chen D Y, Jiang Q Q, Zu X T 2008 *Class. Quant. Grav.* **25** 205022
[32] Chen D Y, Jiang Q Q, Zu X T 2008 *Phys. Lett.* B **665** 106
[33] Zeng X X, Yang S Z 2008 *Gen. Rel. Grav.* **40** 2107
[34] Lin K, Yang S Z 2009 *Phys. Rev.* D **79** 064035
[35] Lin K, Yang S Z 2009 *Phys. Lett.* B **674** 127
[36] Lin K, Yang S Z 2009 *Phys. Lett.* B **680** 506
[37] Lin K, Yang S Z 2010 *Chin. Phys.* B **11** 110403
[38] Yang S Z, Lin K 2010 *Sci. China* **40** 507 (in Chinese) [杨树政, 林恺 2010 中国科学 **40** 507]
[39] Yang S Z, Lin K 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5266 (in Chinese) [杨树政, 林恺 2010 物理学报 **59** 5266]
[40] Brihaye Y, Radu E, Tchrakian D H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 071101
[41] Brihaye Y, Radu E, Tchrakian D H 2010 *Phys. Rev.* D **81** 064005
[42] Zhao Z, Zhu J Y, Liu W B 1999 *Chin. Phys. Lett.* **16** 698
[43] Flanagan E E, Hughes S A 2005 *New J. Phys.* **7** 204

Hawking radiation from the dynamical spherical symmetrically Einstein-Yang-Mills-Chern-Simons black hole*

Yang Shu-Zheng[1)†] Lin Kai[2)]

1) (*Institute of Theoretical Physics, China West Normal University, Nanchong* 637002*, China*)

2) (*Department of Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu* 610054*, China*)

(Received 15 May 2012; revised manuscript received 12 November 2012)

Abstract

Using Hamilton-Jacobi method, the Hawking tunneling radiation and temperature are investigated near the event horizon of the Einstein-Yang-Mills-Chern-Simons black hole. The results show that the temperature and tunneling rate depend on the charge and horizon of black holes, and the conclusion is significant for investigating other dynamical black holes. What is more, we also prove that this method can be used to study Hawking radiation in the scalar, vector, Dirac field and gravitational wave cases.

Keywords: Einstein-Yang-Mills-Chern-Simons black hole, Hawking tunneling radiation, Hamilton-Jacobi equation

PACS: 04.70.−s, 97.60.Lf **DOI:** 10.7498/aps.62.060401

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11178018).

† Corresponding author. E-mail: szyang@cwnu.edu.cn