

The theoretical measurement error of a novel static polarization wind imaging interferometer^{*}

Liu Ning Zhang Chun-Min[†] Wang Jin-Chan Mu Ting-Kui

(*Key Laboratory for Non-equilibrium Condensed Matter and Quantum Engineering of Ministry of Education, School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

(Received 6 August 2009; revised manuscript received 3 December 2009)

Abstract

The principle of a novel static polarization wind imaging interferometer is described, and the Jones matrix of the system is derived in general case. The theoretical measurement errors of the wind and temperature, introduced by some important parameter errors of all the polarization components in the system, is calculated and analyzed by computer simulation. The tolerances of the parameters are proposed according to accuracy of the system. The study provides a theoretical basis and practical guidance for the development, calibration and data post-processing of the novel static polarization wind imaging interferometer.

Keywords: static polarization wind imaging interferometer, Jones matrix, azimuthal angle error, phase retardation error

PACC: 9410D, 9410S, 4225J

^{*} Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40537031), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2006AA12Z152), the National Defense Basic Scientific Research Program of China (Grant No. A1420080187), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 40875013, 40375010, 60278019) and the Science and Technology Key Program of Shaanxi Province, China (Grant Nos. 2001K06-G12, 2005K04-G18).

[†] E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn

带电带磁粒子的量子隧穿辐射*

周 亮 张靖仪[†]

(广州大学天体物理中心, 广州 510006)

(2008 年 5 月 15 日收到; 2009 年 10 月 28 日收到修改稿)

运用 Parikh-Wilczek 的半经典量子隧穿法, 计算了带电带磁粒子穿过黑洞视界时的量子隧穿辐射谱. 以带有时空拓扑缺陷的双荷 Reissner-Nordström 黑洞为例进行研究, 计算结果表明带电带磁粒子的出射过程满足么正性原理, 支持 Parikh-Wilczek 的结论, 出射谱不再是纯热谱.

关键词: 黑洞, Hawking 辐射, 量子理论

PACC: 9760L, 0420

1. 引 言

对于黑洞的 Hawking 辐射, 2000 年 Parikh 和 Wilczek 曾提出了一种半经典的计算方法^[1-3]. 这种方法将黑洞的 Hawking 辐射看成是一种量子隧穿, 在计算中考虑能量守恒以及由此引起的出射粒子自引力相互作用. Parikh 和 Wilczek 分别研究了 Schwarzschild 黑洞和 Reissner-Nordström (R-N) 黑洞的量子隧穿辐射, 得到的黑洞 Hawking 辐射谱不再是纯热谱, 但出射过程满足量子力学中的么正性原理, 支持了信息守恒的结论. 随后, 人们利用这种半经典的计算方法研究了大量静态、稳态黑洞的 Hawking 辐射^[4-17]. 2005—2007 年, 这种半经典的方法又进一步被推广到出射粒子的静止质量不为零或黑洞带有电荷、磁荷的情况, 所得到的粒子出射修正谱均满足么正性原理, 支持信息守恒的结论^[18-35].

文献[4—35]的推广所研究的时空背景都没有拓扑缺陷, 黑洞的质量等于它的质量参数. 最近, Hawking 辐射又被推广到带有时空拓扑缺陷的 Schwarzschild 黑洞、R-N 黑洞以及 Barriola-Vilenki 黑洞等^[36-39]. 然而, 文献[36—39]中所研究的出射粒子都没有涉及到带有磁荷的情况. 本文将讨论带有电荷和磁荷的粒子从有时空拓扑缺陷的双荷(电

荷、磁荷) R-N 黑洞视界穿出的行为, 并求其出射谱.

由于 R-N 黑洞带有了磁荷, 且时空背景有拓扑缺陷及出射粒子是带电带磁的, 所以计算中要注意以下几点: 首先, 对于带有磁荷的 R-N 黑洞, 考虑到场源有磁荷时电磁场张量的具体形式将不同于一般的情况, 就要先对电磁场张量进行修正. 为了研究简便, 参照文献[33]中的处理方法, 认为 R-N 黑洞的电荷和磁荷全都集中在黑洞表面, 并且把黑洞看作是一个导体球, 电荷与磁荷的密度比为常数, 这样就可以引入一个广义电磁张量, 找到与带有电荷和磁荷的场源相应的 Maxwell 方程, 重写出电磁场的拉格朗日函数. 其次, 考虑带电带磁的出射粒子的世界线是类时曲线, 求得出射粒子的德布罗意波的群速度和相速度, 从而得到出射粒子的运动方程. 第三, 当粒子在有拓扑缺陷的时空背景中沿测地线运动时, 粒子和时空的 Arnowitt-Deser-Misner (ADM) 质量、电荷及黑洞的熵都要多一个因子 $(1 - 8\pi\eta^2)$. 最后, 采用 Parikh 和 Wilczek 的半经典的方法计算出射粒子的辐射谱, 并验证出射率与隧穿前后黑洞的熵变关系.

2. 双荷场源的 Maxwell 方程组

对应场源含有电荷和磁荷时, 电磁张量可以定

* 国家自然科学基金(批准号: 10873003)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 2007CB815405)和广东省自然科学基金(批准号: 7301224)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: physicz@tom.com

义为^[33-35,40,41]

$$F_{\mu\nu} = \nabla_\nu A_\mu - \nabla_\mu A_\nu + G_{\mu\nu}^+, \quad (1)$$

式中 $G_{\mu\nu}^+$ 是 Dirac 弦项. Maxwell 方程可以写为

$$\nabla_\nu F^{\mu\nu} = 4\pi\rho_e u^\mu, \quad (2)$$

$$\nabla_\nu F^{+\mu\nu} = 4\pi\rho_m u^\mu, \quad (3)$$

式中 $F^{+\mu\nu}$ 是 $F^{\mu\nu}$ 的共轭张量, ρ_e 和 ρ_m 分别是电荷和磁荷的密度, u^μ 是四速. 为了使 Maxwell 方程化为一个简单的形式, 定义一个新的反对称张量

$$\tilde{F}^{\mu\nu} = F^{\mu\nu} \cos\alpha + F^{+\mu\nu} \sin\alpha, \quad (4)$$

式中 α 是一个不变的真实角. 将(2)和(3)式代入(4)式得到

$$\nabla_\nu \tilde{F}^{\mu\nu} = 4\pi(\rho_e \cos\alpha + \rho_m \sin\alpha) u^\mu, \quad (5)$$

$$\nabla_\nu \tilde{F}^{+\mu\nu} = 4\pi(-\rho_e \sin\alpha + \rho_m \cos\alpha) u^\mu. \quad (6)$$

这里假定

$$\rho_e \cos\alpha + \rho_m \sin\alpha = \rho_h, \quad (7)$$

$$-\rho_e \sin\alpha + \rho_m \cos\alpha = 0. \quad (8)$$

可见(8)式满足 $\frac{\rho_e}{\rho_m} = \cot\alpha$, Maxwell 方程变为

$$\nabla_\nu \tilde{F}^{\mu\nu} = 4\pi\rho_h u^\mu, \quad (9)$$

$$\nabla_\nu \tilde{F}^{+\mu\nu} = 0, \quad (10)$$

即

$$\frac{\partial}{\partial x^\nu} (\sqrt{-g} \tilde{F}^{\mu\nu}) = 4\pi \sqrt{-g} J^\mu. \quad (11)$$

式中

$$J^\mu = \rho_h u^\mu.$$

显然, (9)–(11)式与仅带有电荷的场源相应的 Maxwell 方程类似.

根据黑洞的无毛定理, 这里认为黑洞的电荷和磁荷全部集中在黑洞表面, 且按一定比例均匀分布, 所以上述的处理适用于带电带磁的黑洞产生的电磁场. 当黑洞所带电荷和磁荷的密度关系满足(7)和(8)式, 可得

$$Q_h^2 = Q_e^2 + Q_m^2, \quad (12)$$

式中的 Q_e 和 Q_m 分别是黑洞所带的总电荷和总磁荷, Q_h 是与 ρ_h 对应的等效电荷. 这样, 带电带磁的黑洞源就可以看作是一个等效电荷源. 电磁场的拉格朗日量可以写成

$$L_h = -\frac{1}{4} \tilde{F}_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu},$$

对应的广义坐标为

$$\tilde{A}_\mu = (\tilde{A}_t, \tilde{A}_1, \tilde{A}_2, \tilde{A}_3).$$

3. Painlevé 坐标以及出射粒子的径向运动方程

带有时空整体缺陷的双荷 R-N 黑洞的线元可以通过 Kasuya 复延拓的方法, 或者用本文给出的等效电荷的方法从带有时空整体缺陷的 R-N 黑洞得到, 其具体形式为

$$\begin{aligned} ds^2 = & - \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q_e^2 + Q_m^2}{r^2} \right) dt_r^2 \\ & + \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q_e^2 + Q_m^2}{r^2} \right)^{-1} dr^2 \\ & + (1 - 8\pi\eta^2) r^2 d\Omega^2, \end{aligned} \quad (13)$$

式中 η 是规范对称破缺的尺度.

为了消除(13)式的坐标奇异性, 选择在视界处表现良好的 Painlevé 坐标系. 令

$$dt_r = dt + \frac{\sqrt{\frac{2M}{r} - \frac{Q_e^2 + Q_m^2}{r^2}}}{1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q_e^2 + Q_m^2}{r^2}} dr. \quad (14)$$

将(14)式代入(13)式, 得 Painlevé 坐标系下的线元

$$\begin{aligned} ds^2 = & - \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q_e^2 + Q_m^2}{r^2} \right) dt^2 \\ & + 2 \sqrt{\frac{2M}{r} - \frac{Q_e^2 + Q_m^2}{r^2}} dt dr + dr^2 \\ & + (1 - 8\pi\eta^2) r^2 d\Omega^2. \end{aligned} \quad (15)$$

黑洞的电荷和磁荷用(12)式中的等效电荷 Q_h 来代替, 则(15)式又可以写为

$$\begin{aligned} ds^2 = & - \left(1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q_h^2}{r^2} \right) dt^2 \\ & + 2 \sqrt{\frac{2M}{r} - \frac{Q_h^2}{r^2}} dt dr + dr^2 \\ & + (1 - 8\pi\eta^2) r^2 d\Omega^2. \end{aligned} \quad (16)$$

作为一种特例, 本文仅讨论出射粒子电荷与磁荷之比等于黑洞电荷与磁荷之比的情况, 即 $\frac{q_e}{q_m} = \frac{Q_e}{Q_m}$. 此时, 出射粒子的电荷和磁荷也用一等效电荷 q_h 来代替, 隧穿过程仍沿类时曲线进行.

下面讨论双荷出射粒子的运动方程. 把出射粒子看成是德布罗意 s 波, 根据德布罗意波相速度 v_p 和群速度 v_g , 可以得到 \dot{r} 的表达式^[23]

$$\dot{r} = v_p = \frac{1}{2} v_g. \quad (17)$$

在量子力学中,一般认为隧穿过程是一个瞬时过程,粒子进入和穿出势垒是两个同时事件. 又根据朗道对钟条件,两个同时事件的坐标时之差为

$$\begin{aligned} dt &= -\frac{g_{0i}}{g_{00}} dx^i \\ &= -\frac{g_{01}}{g_{00}} dr_c \quad (d\theta = d\varphi = 0). \end{aligned} \quad (18)$$

因而可得出德布罗意波的群速度 v_g 为

$$\begin{aligned} v_g &= \frac{dr_c}{dt} \\ &= -\frac{g_{00}}{g_{01}}. \end{aligned} \quad (19)$$

将(19)式代入(17)式得

$$\dot{r} = v_p = \frac{1}{2} v_g = -\frac{1}{2} \frac{g_{00}}{g_{01}}. \quad (20)$$

将(16)式中 g_{00} 和 g_{01} 的具体表达式代入(20)式得

$$\dot{r} = \frac{1}{2r} \frac{r^2 - 2Mr + Q_h^2}{\sqrt{2Mr - Q_h^2}}. \quad (21)$$

4. 带电带磁粒子的隧穿辐射谱

当把 R-N 黑洞的电荷和磁荷看作为一个等效电荷时,考虑到能量守恒和等效电荷守恒,带有能量 ω 和等效电荷 q_h 的带电带磁粒子穿出黑洞的事件视界后,黑洞的质量和等效电荷分别变为 $M - \omega$ 和 $Q_h - q_h$. 隧穿视界的有效线元和 \dot{r} 的表达式分别变为

$$\begin{aligned} ds^2 &= -\left(1 - \frac{2(M - \omega)}{r} + \frac{(Q_h - q_h)^2}{r^2}\right) dt^2 \\ &+ 2 \sqrt{\frac{2(M - \omega)}{r} - \frac{(Q_h - q_h)^2}{r^2}} dt dr + dr^2 \\ &+ (1 - 8\pi\eta^2) r^2 d\Omega^2, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \text{Im}S &= \text{Im} \left\{ \int_{r_i}^{r_f} \left[\int_{(1-8\pi\eta^2)(M, Q_h)}^{(1-8\pi\eta^2)(M-\omega, Q_h-q_h)} \frac{1}{\dot{r}} dH \Big|_{(r; \tilde{A}_t, P_{\tilde{A}_t})} - \frac{1}{\dot{r}} dH \Big|_{(\tilde{A}_t; r, P_r)} \right] dr \right\} \\ &= \text{Im} \left\{ \int_{(1-8\pi\eta^2)(M, Q_h)}^{(1-8\pi\eta^2)(M-\omega, Q_h-q_h)} \int_{r_i}^{r_f} \frac{2r}{r^2 - 2(M - \omega)r + (Q_h - q_h)^2} \sqrt{2(M - \omega)r - (Q_h - q_h)^2} \right. \\ &\quad \left. \times (1 - 8\pi\eta^2) \left[d(M - \omega) - \frac{Q_h - q_h}{r} d(Q_h - q_h) \right] dr \right\}. \end{aligned} \quad (30)$$

可以看出(30)式中存在一个极点,积分可以围绕极点的上半复平面进行,使正能解随着时间而衰减,

$$\dot{r} = \frac{1}{2r} \frac{r^2 - 2(M - \omega)r + (Q_h - q_h)^2}{\sqrt{2(M - \omega)r - (Q_h - q_h)^2}}. \quad (23)$$

考虑到受黑洞外面电磁场的影响,此时的物质-引力系统是由黑洞和其外面的电磁场组成,其拉格朗日函数写成

$$L = L_m + L_h. \quad (24)$$

其中 $L_h = -\frac{1}{4} \tilde{F}_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$ 是电磁场的拉氏量,广义坐标 $\tilde{A}_\mu = (\tilde{A}_t, 0, 0, 0)$ 中 \tilde{A}_t 是可遗坐标. 为了消除与可遗坐标相对应的自由度的影响,出射粒子作用量的表达式应写为

$$S = \int_{t_i}^{t_f} (L - P_{\tilde{A}_t} \dot{\tilde{A}}_t) dt, \quad (25)$$

其作用量的虚部为

$$\begin{aligned} \text{Im}S &= \text{Im} \left\{ \int_{r_i}^{r_f} \left[P_r - \frac{P_{\tilde{A}_t} \dot{\tilde{A}}_t}{\dot{r}} \right] dr \right\} \\ &= \text{Im} \left\{ \int_{r_i}^{r_f} \left[\int_{(0,0)}^{(P_r, P_{\tilde{A}_t})} dP'_r - \frac{\dot{\tilde{A}}_t}{\dot{r}} dP'_{\tilde{A}_t} \right] dr \right\}, \end{aligned} \quad (26)$$

式中 $P_{\tilde{A}_t}$ 是与 \tilde{A}_t 共轭的电磁场广义动量.

根据哈密顿方程

$$\dot{r} = \frac{dH}{dP_r} \Big|_{(r; \tilde{A}_t, P_{\tilde{A}_t})}, \quad (27)$$

$$\dot{\tilde{A}}_t = \frac{dH}{dP_{\tilde{A}_t}} \Big|_{(\tilde{A}_t; r, P_r)},$$

将黑洞看作是一个导体^[42],考虑到时空的拓扑缺陷,有

$$dH \Big|_{(r; \tilde{A}_t, P_{\tilde{A}_t})} = (1 - 8\pi\eta^2) d(M - \omega), \quad (28)$$

$$dH \Big|_{(\tilde{A}_t; r, P_r)} = (1 - 8\pi\eta^2) \frac{Q_h - q_h}{r} d(Q_h - q_h). \quad (29)$$

将(23), (27) — (29)式代入(26)式得

完成(30)式的积分后得

$$\text{Im}S = -\frac{\pi}{2} (1 - 8\pi\eta^2) \{ [(M - \omega)$$

$$\begin{aligned}
& + \sqrt{(M - \omega)^2 - (Q_h - q_h)^2}]^2 \\
& - [M - \sqrt{M^2 - Q_h^2}]^2 \} \\
= & - \frac{\pi}{2} (1 - 8\pi\eta^2) (r_f^2 - r_i^2) \\
= & - \frac{1}{2} \Delta S_{\text{BH}}, \tag{31}
\end{aligned}$$

式中 ΔS_{BH} 是粒子出射前后黑洞的熵差.

在半经典极限下, 运用 Wentzel, Kramers 和 Brillouin 提出的 WKB 近似法, 粒子的隧穿概率可以表示为

$$\begin{aligned}
\Gamma & \propto \exp[-2\text{Im}S] \\
& = \exp[\Delta S_{\text{BH}}]. \tag{32}
\end{aligned}$$

显然, 双荷粒子的出射谱偏离纯热谱, 满足么正性原理, 支持信息守恒的结论.

5. 结 论

作为一种特例, 本文讨论了电荷磁荷比与黑洞

所带电荷磁荷比相同的双荷粒子的出射行为, 所得的出射修正谱满足 $\Gamma \propto \exp[-2\text{Im}S] = \exp[\Delta S_{\text{BH}}]$ 的形式, 偏离了纯热谱, 满足量子力学中的么正性原理, 支持信息守恒的结论. 不同于一般带电黑洞的带电粒子出射, 双荷黑洞的双荷粒子出射需修改电磁场张量, 把电荷和磁荷看作为一个等效电荷, 并重写电磁场的拉格朗日函数. 在整体磁单极子时空中, 粒子和时空的 ADM 质量、电荷及黑洞的熵都多一个因子 $(1 - 8\pi\eta^2)$. 但值得指出的是, 当出射粒子所带电荷与磁荷为任一比例的时候, 讨论它们的出射将是一个比较困难的问题, 目前还没有解决这一问题的好办法. 因为当这样的粒子出射时, 会影响到黑洞双荷比例的改变, 此时的有效度规、洞外电磁场的表达式中的 Q_h 都不能简单地通过用 $Q_h - q_h$ 来替换. 故对于更一般的出射粒子(双荷比为任一比例的情况), 这是一个值得进一步研究的问题.

-
- [1] Parikh M K, Wilczek F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5042
- [2] Parikh M K 2002 *Phys. Lett. B* **546** 189
- [3] Parikh M K 2004 *Int. J. Mod. Phys. D* **13** 2355
- [4] Hemming S, Keski-Vakkuri E 2001 *Phys. Rev. D* **64** 044006
- [5] Medved A J M 2002 *Phys. Rev. D* **66** 124009
- [6] Alves M 2001 *Int. J. Mod. Phys. D* **10** 575
- [7] Vagenas E C 2001 *Phys. Lett. B* **503** 399
- [8] Vagenas E C 2002 *Phys. Lett. B* **533** 302
- [9] Vagenas E C 2002 *Mod. Phys. Lett. A* **17** 609
- [10] Vagenas E C 2003 *Phys. Lett. B* **559** 65
- [11] Vagenas E C 2004 *Phys. Lett. B* **584** 127
- [12] Vagenas E C 2005 *Mod. Phys. Lett. A* **20** 2449
- [13] Arzano M, Medved A J M, Vagenas E C 2005 *J. High Energy Phys.* (9) 037
- [14] Setare M R, Vagenas E C 2005 *Int. J. Mod. Phys. A* **20** 7219
- [15] Han Y W 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5018 (in Chinese) [韩亦文 2005 物理学报 **54** 5018]
- [16] Yang S Z, Jiang Q Q, Li H L 2005 *Chin. Phys.* **14** 2411
- [17] Li H L, Jiang Q Q, Yang S Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 539 (in Chinese) [李惠玲, 蒋青权, 杨树政 2006 物理学报 **55** 539]
- [18] Zhang J Y, Zhao Z 2005 *Mod. Phys. Lett. A* **20** 1673
- [19] Zhang J Y, Zhao Z 2005 *Phys. Lett. B* **618** 14
- [20] Zhang J Y, Zhao Z 2005 *Nucl. Phys. B* **725** 173
- [21] Zhang J Y, Zhao Z 2005 *J. High Energy Phys.* (10) 055
- [22] Zhang J Y, Zhao Z 2006 *Phys. Lett. B* **638** 110
- [23] Zhang J Y, Zhao Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3796 (in Chinese) [张靖仪, 赵 峥 2006 物理学报 **55** 3796]
- [24] Zhang J Y, Hu Y P, Zhao Z 2006 *Mod. Phys. Lett. A* **21** 1865
- [25] Liu C Z, Zhang J Y, Zhao Z 2006 *Phys. Lett. B* **639** 670
- [26] Hu Y P, Zhang J Y, Zhao Z 2006 *Mod. Phys. Lett. A* **21** 2143
- [27] Liu W B 2006 *Phys. Lett. B* **634** 541
- [28] Wu S Q 2006 *J. High Energy Phys.* (10) 079
- [29] Yang S Z, Jiang Q Q, Li H L 2006 *Int. J. Theor. Phys.* **45** 965
- [30] Jiang Q Q, Li H L, Yang S Z 2005 *Chin. Phys.* **14** 2411
- [31] Jiang Q Q, Wu S Q, Yang S Z 2006 *Chin. Phys.* **15** 2523
- [32] Jiang Q Q, Wu S Q, Cai X 2006 *Phys. Rev. D* **73** 064003
- [33] Zhang J Y 2007 *Mod. Phys. Lett. A* **22** 1821
- [34] Zhang J Y, Fan J H 2007 *Phys. Lett. B* **648** 133
- [35] He T M, Zhang J Y 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 3336
- [36] Cao J L, Ren J, Yang B, Zhao Z 2006 *J. Beijing Normal Univ. (Natural Science)* **42** 276 (in Chinese) [曹江陵, 任军, 杨波, 赵 峥 2006 北京师范大学学报(自然科学版) **42** 276]
- [37] Chen D Y, Jiang Q Q, Li H L, Yang S Z 2006 *Chin. Phys.* **15** 1425
- [38] Jiang Q Q, Wu S Q 2006 *Phys. Lett. B* **635** 151
- [39] Meng Q M, Su J Q, Jiang J J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3723 (in Chinese) [孟庆苗, 苏九清, 蒋继建 2007 物理学报 **56** 3723]
- [40] Zhang J Y 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 2294 (in Chinese) [张靖仪 1997 物理学报 **46** 2294]

- [41] Zhang J Y 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2158 (in Chinese) [张靖 仪 1999 物理学报 **48** 2158]
- [42] Damour T 1978 *Phys. Rev. D* **18** 3598

Tunneling radiation of particles with electrical and magnetic charges^{*}

Zhou Liang Zhang Jing-Yi[†]

(Center for Astrophysics, Guangzhou University, Guangzhou 510006, China)

(Received 15 May 2008; revised manuscript received 28 October 2009)

Abstract

In the Parikh-Wilczek's semiclassical tunneling framework, the Hawking radiation of particles with electrical and magnetic charges tunneling across the event horizon of black hole is investigated. Taking the Reissner-Nordström black hole with topological defects and with magnetic charges for an example, the calculation shows that the tunneling process of the outgoing particle is consistent with an underlying unitary theory, and supports Parikh-Wilczek's conclusion. The emission spectrum is no longer precisely thermal.

Keywords: black hole, Hawking radiation, quantum theory

PACC: 9760L, 0420

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10873003), the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2007CB815405) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 7301224).

[†] Corresponding author. E-mail: physicz@tom.com