

Kiselev 黑洞的热力学性质和物质吸积特性

魏益焕

Thermodynamic properties and matter accretion properties of Kiselev black hole

Wei Yi-Huan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 060402 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182055

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182055>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[黑洞吸积盘系统的喷流加速机制研究](#)

A jet acceleration mechanism for the black hole disk system

物理学报. 2017, 74(3): 039701 <https://doi.org/10.7498/aps.66.039701>

[非对易相空间中谐振子体系热力学性质的探讨](#)

Thermodynamic properties of harmonic oscillator system in noncommutative phase space

物理学报. 2015, 72(14): 140201 <https://doi.org/10.7498/aps.64.140201>

[高温等离子体的状态方程及其热力学性质](#)

Equations of state and thermodynamic properties of hot plasma

物理学报. 2017, 74(3): 030505 <https://doi.org/10.7498/aps.66.030505>

[反常磁矩对弱磁场弱相互作用费米气体热力学性质的影响](#)

Effect of anomalous magnetic moment on thermodynamic properties of weakly interacting Fermi gas in weak magnetic field

物理学报. 2015, 72(8): 080501 <https://doi.org/10.7498/aps.64.080501>

[广义不确定性原理下费米气体低温热力学性质](#)

Thermodynamic properties of Fermi gas under generalized uncertainty principle

物理学报. 2015, 72(8): 080502 <https://doi.org/10.7498/aps.64.080502>

Kiselev 黑洞的热力学性质和物质吸积特性*

魏益焕†

(渤海大学数理学院物理系, 锦州 121000)

(2018 年 11 月 19 日收到; 2019 年 1 月 2 日收到修改稿)

本文考虑带有黑洞视界和宇宙视界的 Kiselev 时空. 研究以黑洞视界和宇宙视界为边界的系统的热力学性质. 统一地给出了两个系统的热力学第一定律; 在黑洞视界半径远小于宇宙视界半径的情况下, 近似地计算了通过宇宙视界和黑洞视界的热能. 然后, 探讨 Kiselev 时空的物质吸积特性. 在吸积能量密度正比于背景能量密度的条件下给出黑洞的吸积率, 讨论了黑洞吸积率与暗能量态方程参数的关系.

关键词: Kiselev 黑洞, 物质吸积, 热力学性质

PACS: 04.70.Dy, 98.80.-k, 04.40.Dg

DOI: 10.7498/aps.68.20182055

1 引言

天文观测表明现在的宇宙正加速膨胀^[1-3]. 在爱因斯坦引力中, 宇宙的加速膨胀被解释为宇宙中暗能量的推动. 暗能量可能是 Quintessence 能量 (Q 暗能量), 也可能是其他形式的能量, 如真空能等. 所谓的 Q 暗能量指宇宙中的正则标量场, 它的态方程参数满足 $-1 < w_q < -2/3$. 对于史瓦西 (Schwarzschild) 黑洞被 Q 暗能量包围的情况, 时空中既有黑洞视界也存在宇宙视界, 此类黑洞属于 Kiselev 黑洞^[4]. 文献^[5]研究了 $w_q = 1/3$ 情况下的 Kiselev 黑洞的热力学问题. 文献^[6]探讨了一般情况下的 Kiselev 黑洞的热力学问题, 包括 Kiselev 黑洞的斯马尔 (Smarr) 关系等.

粒子被引力场加速, 最终会被天体捕获, 此即所谓的天体吸积现象^[7,8]. 对于史瓦西黑洞, 其吸积性质类似于牛顿理论中孤立球对称天体的吸积性质^[9]. 黑洞的稳态吸积问题已经得到了广泛的研究^[10-23]. 在 $w_q = -2/3$ 的情况下, 文献^[24]研究了 Kiselev 黑洞吸积多方流体的问题. 结果显示, 多方

流体的吸积速率和吸积临界点都与 Q 暗能量的能量标度有关. 在文献^[24]中, Kiselev 黑洞被考虑为带有两个黑洞视界的黑洞. 对于黑洞周围存在暗能量的情况, Kiselev 时空存在宇宙视界. 本文研究 Kiselev 时空中以黑洞视界和宇宙视界为边界的时空区域的热力学性质, 探讨 Kiselev 黑洞对无压流体物质的吸积特性.

2 Kiselev 时空的热力学性质

对于时空中存在 Q 暗能量的情况, Kiselev 时空度规取下面的形式^[4]:

$$ds^2 = -f dt^2 + f^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (1)$$

$$f = 1 - \frac{2M}{r} - \left(\frac{r}{\lambda}\right)^{-(3w_q+1)}, \quad (2)$$

其中 λ 是具有宇宙尺度的参数, $M \ll \lambda$ 是黑洞的质量. 该时空有一个黑洞视界 (半径 r_B) 和宇宙视界 (半径 r_C), 其视界半径近似地为

$$r_B \approx 2M \left[1 + \left(\frac{2M}{\lambda}\right)^{-(3w_q+1)} \right], \quad (3)$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 11504027) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yihuanwei@126.com

$$r_c \approx \lambda + \frac{2M}{3w_q + 1}. \quad (4)$$

在上面的计算中, 已经使用了条件 $M \ll \lambda$. 恒星级质量的黑洞显然满足这个条件, 即便是超大质量的星系数黑洞, 这一条件也成立.

由 $T_{B,C} = \left| \frac{1}{2\pi} \kappa_{B,C} \right|$, 其中 $\kappa_{B,C} = \frac{1}{2} \frac{df}{dr} \Big|_{r_{B,C}}$ 是黑洞视界和宇宙视界的表面引力, 得到黑洞视界和宇宙视界的温度

$$T_{B,C} = \frac{1}{4\pi} \left| \frac{M}{r_{B,C}^2} + \frac{3w_q + 1}{2\lambda} \left(\frac{r_{B,C}}{\lambda} \right)^{-(3w_q+2)} \right|. \quad (5)$$

对于宇宙视界, (5) 式右边的第一项是小量, 宇宙视界温度近似为 $T_C = -\frac{3w_q + 1}{8\pi\lambda} \left(\frac{r_C}{\lambda} \right)^{-(3w_q+2)}$. 由度规函数 $f = 0$, 得到 Kiselev 时空 (黑洞) 的质量 $M = \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{r_{B,C}}{\lambda} \right)^{-(3w_q+1)} \right]$, 即

$$M = \frac{1}{2} \sqrt{S_{B,C}/\pi} \left[1 - \left(\frac{\sqrt{S_{B,C}/\pi}}{\lambda} \right)^{-(3w_q+1)} \right], \quad (6)$$

其中 $S_{B,C} = \pi r_{B,C}^2$ 是黑洞视界和宇宙视界的熵. Kiselev 黑洞质量可表示为斯马尔关系的形式 (类似的讨论见文献 [6])

$$M = \pm 2T_{B,C} S_{B,C} + \Theta_{B,C} \lambda, \quad (7)$$

其中

$$\Theta_{B,C} = -\frac{3w_q + 1}{2} \left(\frac{\sqrt{S_{B,C}/\pi}}{\lambda} \right)^{-3w_q}. \quad (8)$$

(7) 式中符号“+”和“-”分别对应到黑洞视界和宇宙视界的情况. 对 (6) 式两边微分得到微分形式的斯马尔关系

$$dM = \pm T_{B,C} dS_{B,C} + \Theta_{B,C} d\lambda. \quad (9)$$

在 Kiselev 黑洞斯马尔关系的表示中, 既可采用定义在黑洞视界上的热力学量, 也可采用定义在宇宙视界上的热力学量. (9) 式给出了 Kiselev 时空的质量增加量与视界熵增加量和参量 λ 增加量的关系.

球对称时空 (1) 中半径为 r 的球面内的爱因斯坦准局域能为 [25]

$$E = \frac{1}{2} r (1 - f). \quad (10)$$

将度规函数 (2) 式代入 (10) 式给出 Kiselev 时空中半径为 r 的球面内的能量

$$E = M + \frac{1}{2} \lambda \left(\frac{r}{\lambda} \right)^{-3w_q}. \quad (11)$$

由 $\rho = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{dE}{dr}$, 得到 Kiselev 时空 (背景时空) 的能量密度

$$\rho = -\frac{3w_q}{8\pi r^2} \left(\frac{r}{\lambda} \right)^{-(3w_q+1)}. \quad (12)$$

Kiselev 时空的径向压强和切向压强分别为 $p_r = -\rho$ 和 $p_\tau = \frac{3w_q + 1}{2} \rho$. 对于 $w_q = -2/3$, 切向压强 $p_\tau = -\frac{1}{2} \rho$. 态方程 w_q 越小, 切向压强与径向压强的比值 p_τ/p_r 就越大. 黑洞视界和宇宙视界附近的背景时空能量密度为

$$\rho_{B,C} = -\frac{3w_q}{8\pi r_{B,C}^2} \left(\frac{r_{B,C}}{\lambda} \right)^{-(3w_q+1)}. \quad (13)$$

宇宙视界附近的能量密度大致正比于 Q 态方程参数的大小, 因此具有相同的量级, 但黑洞视界附近的能量密度却随 w_q 增大而迅速增加 (表 1).

将 $r = r_{B,C}$ 代入 (10) 式得到黑洞视界和宇宙视界内的能量 $E_{B,C} = \frac{1}{2} r_{B,C}$. 容易验证, 由黑洞视界和宇宙视界包围的系统满足热力学第一定律

$$\begin{aligned} dE_{B,C} &= dQ_{B,C} + dw_{B,C} \\ &= \pm T_{B,C} dS_{B,C} - p_{B,C} dV_{B,C}, \end{aligned} \quad (14)$$

其中 dQ_B 和 dQ_C 分别是流入黑洞和宇宙视界内的热量, dw_B 和 dw_C 分别是时空中的流体对黑洞视界和宇宙视界的功, $p_{B,C} = p_r(r_{B,C})$ 和 $V_{B,C} = \frac{4}{3} \pi r_{B,C}^3$. 考虑到 $p_{B,C} = -\rho_{B,C}$, Kiselev 时空中流体对黑洞视界和宇宙视界的功可写为

$$dw_{B,C} = \rho_{B,C} dV_{B,C}. \quad (15)$$

在视界发生微小改变的过程中, 时空中流体对视界的功等于视界所掠过时空区域的能量 $\Delta w_{B,C} = \rho_{B,C} \Delta V_{B,C}$ (图 1).

表 1 黑洞视界附近背景时空的能量密度
Table 1. Energy density of spacetime near the horizon of black hole.

	w_q					
	-2/3	-0.8	-0.9	-0.99	-0.999	-0.9999
$\rho_B \left(\frac{3}{8\pi\lambda^2} \right)$	4.59333×10^{11}	1.01396×10^7	3204.12	2.24275	1.08413	1.00811

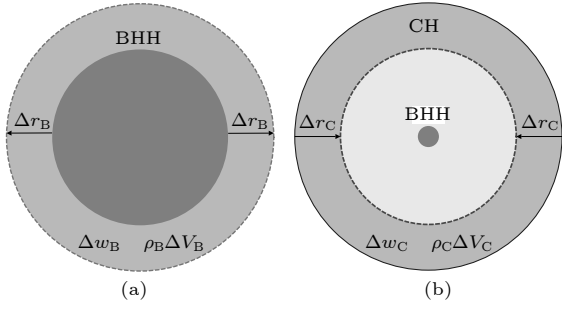


图 1 (a) 黑洞视界做功示意图; (b) 宇宙视界做功示意图; 其中 BHH 和 CH 分别表示黑洞视界和宇宙视界, $\Delta r_{B,C}$ 表示黑洞视界和宇宙视界半径的微小变化, 虚线表示变化后的黑洞视界和宇宙视界

Fig. 1. (a) Doing work of black hole horizon; (b) doing work of cosmic horizon. BHH and CH stand for the black hole horizon and the cosmic horizon, respectively. $\Delta r_{B,C}$ denotes a small change of the radii of black hole horizon and cosmic horizon. The dotted lines represent the changed black hole horizon and the changed cosmic horizon.

3 Kiselev 时空的物质吸积特性

在静态球对称时空中, 沿径向运动的流体四维速度是 $\mathbf{u}^\mu = \frac{d\mathbf{x}^\mu}{ds} = (u^0, u^1, 0, 0)$, 其中 $\mathbf{x}^\mu = (t, r, \theta, \varphi)$. 利用归一化条件 $\mathbf{u}_\mu \mathbf{u}^\mu = -1$, 得到流体四维速度的第 0 分量

$$u^0 = \frac{1}{f} \sqrt{f + u^2}, \quad (16)$$

其中 $u = u^1$. 物质的四维流矢量定义为 $\mathbf{J}^\mu = n\mathbf{u}^\mu$, 其中 n 是流体的粒子数密度. 四维流守恒律 $\mathbf{J}^\mu_{;\mu} = 0$ 给出 [24]

$$r^2 n u = C_J, \quad (17)$$

其中 $C_J \neq 0$ 是常数. 对于流向引力中心的流体, 有 $C_J < 0$.

理想流体的四维能量-动量张量取如下形式:

$$T_{\mu\nu} = p_m g_{\mu\nu} + (\rho_m + p_m) u_\mu u_\nu, \quad (18)$$

其中 ρ_m 和 p_m 分别代表流体的能量密度和压强. 流体四维能量-动量张量守恒方程的零分量方程为

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 (\rho_m + p_m) u (f + u^2)^{1/2} \right] = 0, \quad (19)$$

即

$$r^2 (\rho_m + p_m) u (f + u^2)^{1/2} = C_1, \quad (20)$$

其中 C_1 是常数. 对于 $p_m > -\rho_m$ 的情况, 积分常数 $C_1 < 0$. 方程 $u^\nu T_{\nu;\mu}^\mu = 0$ 给出 [12]

$$\frac{1}{u} \frac{du}{dr} + \frac{1}{\rho_m + p_m} \frac{d\rho_m}{dr} + \frac{2}{r} = 0. \quad (21)$$

对 (21) 式积分得到

$$r^2 u e^{f(\rho_m + p_m)^{-1} d\rho_m} = C_2, \quad (22)$$

这里 $C_2 < 0$ 是积分常数.

若吸积流体是无压的物质, 则 (22) 和 (17) 式是同一方程. 由 (20) 和 (22) 式得到

$$u^2 + f = (C_1/C_2)^2. \quad (23)$$

对 (23) 式求导给出 $2uu' = -f'$, 其中 $f' = df/dr$. 对于 $u \neq 0$, $u' = 0$ 指 $f' = 0$. 方程 $f' = 0$ 给出 Kiselev 时空度规函数取极大值的位置 r_0 (图 2),

$$r_0 = \lambda \left[-\frac{2M}{(3w_q + 1)\lambda} \right]^{-1/3w_q}, \quad (24)$$

它是 Kiselev 黑洞对无压流体的吸积半径. 对于 $w_q = -\frac{2}{3}$ 和 $w_q = -1$, 吸积半径分别为 $r_0 \approx 1.6 \times 10^4$ l.y. 和 $r_0 \approx 1.2 \times 10^6$ l.y., 在 r_0 点 (吸积临界点) 上, 存在下面的关系式:

$$(C_1/C_2)^2 = u_0^2 + f_0, \quad (25)$$

其中 $u_0 = u(r_0)$ 为流体的最大速度. (25) 式右边的 f_0 是 f 在黑洞视界和宇宙视界间的最大取值

$$f_0 = f(r_0) = 1 - \frac{2M}{r_0} - \left(\frac{r_0}{\lambda} \right)^{-(3w_q+1)}. \quad (26)$$

在 $r = r_0$ 附近, Kiselev 时空几乎是平直时空 (图 3). 在 $r = r_0$ 处, 粒子应该有极小速率 ($|u_0| \ll 1$). 在这一假设下, 有 $u_0^2 + f_0 \approx f_0 \approx 1$ 和 $C_2 \approx C_1 = C$. 在接近黑洞视界处 ($f \approx 0$), 流体四维速度的径向分量 u_B 近似地为 -1 .

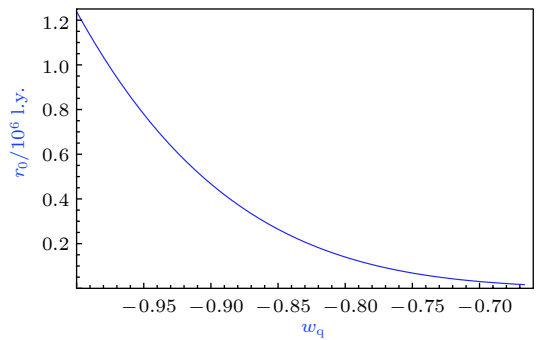


图 2 在 $M = 10^{-2}$ l.y. 和 $\lambda = 1.378 \times 10^{10}$ l.y. 条件下的 r_0 - w_q 曲线

Fig. 2. The r_0 - w_q curve ($M = 10^{-2}$ l.y. and $\lambda = 1.378 \times 10^{10}$ l.y.).

Kiselev 黑洞对无压理想流体的吸积率为

$$\chi_B = -4\pi r^2 \rho_m u = -4\pi C, \quad (27)$$

其中常数 $C = \rho_{mB} u_B r_B^2$, 能量密度 $\rho_{mB} = \rho_m(r_B)$. 黑

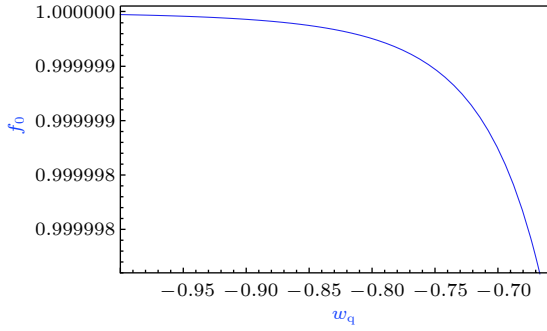


图 3 在 $M = 10^{-2}$ l.y. 和 $\lambda = 1.378 \times 10^{10}$ l.y. 条件下的 f_0 - w_q 曲线, 对于 $w_q = -\frac{2}{3}$ 和 -1 , 分别有 $f_0 \approx 0.999998$ 和 0.99999998

Fig. 3. The f_0 - w_q curve ($M = 10^{-2}$ l.y. and $\lambda = 1.378 \times 10^{10}$ l.y.). For $w_q = -\frac{2}{3}$ and -1 , the metric function $f_0 \approx 0.999998$ and 0.99999998 , respectively.

洞视界附近的流体四维速度 u^μ 的径向分量近似为 -1 , 常数 C 仅依赖黑洞视界半径和吸积流体的能量密度. 假定黑洞视界附近被吸积流体的能量密度与背景能量密度成正比 $\rho_{\text{mB}} = \eta_{\text{B}} \rho_{\text{B}}$, 则黑洞的吸积率为

$$\chi_{\text{B}} = -\frac{3\eta_{\text{B}} w_{\text{q}}}{2} \left(\frac{2M}{\lambda} \right)^{-(3w_{\text{q}}+1)}. \quad (28)$$

被吸积流体的能量密度对时空背景的影响是微小的, 因此要求比例系数 $\eta_{\text{B}} \ll 1$. 对应于 $w_{\text{q}} = -2/3$ 和 $w_{\text{q}} = -1$, 分别有最大吸积率 $\chi_{\text{max}} \approx 1.2 \times 10^{-6} \eta_{\text{B}}$ 和最小吸积率 $\chi_{\text{min}} \approx 1.2 \times 10^{-8} \eta_{\text{B}}$ (图 4). 上面的讨论是在假定参数 η_{B} 不依赖 w_{q} 的情况下进行的. 假定 η_{B} 随 w_{q} 足够缓慢地改变, 则黑洞的吸积率会随 w_{q} 的增大而增大.

4 结论与讨论

在 $M \ll \lambda$ 的情况下, Kiselev 时空中的流体对宇宙视界所做的功和流入宇宙视界的能量近似地为 $-\frac{3w_{\text{q}}}{2} \Delta r_{\text{C}}$ 和 $\frac{1+3w_{\text{q}}}{2} \Delta r_{\text{C}}$. 在 $-1 < w_{\text{q}} < -1/3$ 的范围内, 热量总是从宇宙视界流出 ($\Delta Q_{\text{C}} < 0$). 既然 $r_{\text{B}} \ll \lambda$, 则有 $\Delta w_{\text{B}} \ll \Delta r_{\text{B}}$. 这说明 Kiselev 黑洞能量的增加量主要是来自于流入黑洞的热量贡献.

现在宇宙中约 $1/3$ 和 $2/3$ 的部分为物质和暗能量. 宇宙加速膨胀要求宇宙有效态方程参数 $w_{\text{eff}} < -1/3$. 对于由无压的物质和 Q 能构成的宇宙, 它指暗能量态方程参数的取值被限制在范围 $w_{\text{q}} < -2/3$ 之内. Kiselev 时空的能量分布明显地依赖它的态方程参数 w_{q} . 对于 $w_{\text{q}} = -2/3$ 和 $w_{\text{q}} = -1$

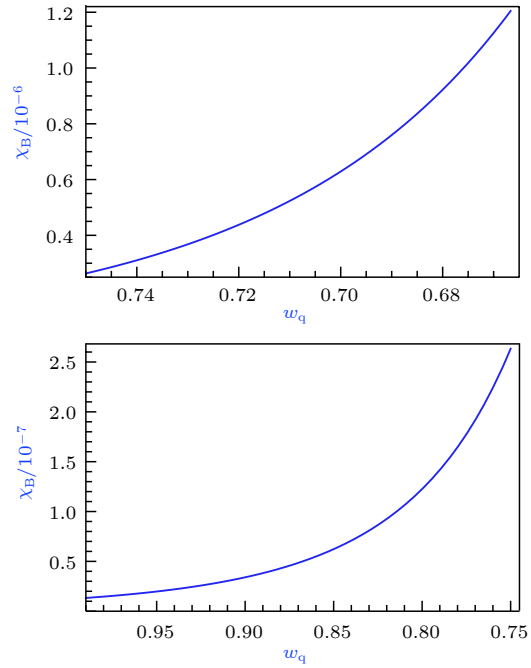


图 4 黑洞吸积率 χ_{B} (单位 η_{B}) 与 w_{q} 的关系图 ($M = 10^{-2}$ l.y. 和 $\lambda = 1.378 \times 10^{10}$ l.y.)

Fig. 4. Relationship between black hole accretion rate χ_{B} (unit η_{B}) and w_{q} ($M = 10^{-2}$ l.y. and $\lambda = 1.378 \times 10^{10}$ l.y.).

这两种情况, 黑洞视界附近的 Q 能密度相差 11 个量级. 另一方面, 随 Q 能的态方程参数减小, r_0 的取值增大. 在 $r_{\text{B}} \leq r < r_0$ 的区域内的球面上, 表面引力 $\kappa > 0$; 而在 $r_0 < r \leq r_{\text{C}}$ 的区域内, 表面引力 $\kappa < 0$. 对于无压的被吸积理想流体, Kiselev 时空的吸积临界点即时空中表面引力为零的球面. Kiselev 时空中 r_0 的取值随态方程参数 w_{q} 的减小而增大, 即黑洞吸积范围增大. 对于 $w_{\text{q}} = -2/3$ 和 $w_{\text{q}} = -1$, r_0 的取值相差 2 个量级. 假定被吸积流体的能量密度正比于背景能量密度, 则在 $-1 \leq w_{\text{q}} < -2/3$ 的范围内 Kiselev 黑洞吸积率相差 2 个量级.

参考文献

- [1] Riess A G, Filippenko A V, Challis P, et al. 1998 *Astron. J.* **116** 1009
- [2] Perlmutter S, Aldering G, Goldhaber G, et al. 1999 *Astrophys. J.* **517** 565
- [3] Garnavich P M, Kirshner R P, Challis P, et al. 1998 *Astrophys. J.* **493** L53
- [4] Kiselev V V 2003 *Class. Quant. Grav.* **20** 1187
- [5] Majeed B, Jamil M, Pradhan P 2015 *Adv. High Energy Phys.* **2015** 124910
- [6] Azreg-Aïmou M, Rodrigues M E 2013 *J. High Energy Phys.* **2013** 146
- [7] Bondi H, Hoyle F 1944 *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **104** 273

- [8] Bondi H 1952 *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **112** 195
- [9] Michel F C 1972 *Astrophys. Space Sci.* **15** 153
- [10] Begelman M 1978 *Astron. Astrophys.* **70** 583
- [11] Malec E 1999 *Phys. Rev. D* **60** 104043
- [12] Jawad A, Shahzad M U 2016 *Eur. Phys. J. C* **76** 123
- [13] Karkowski J, Malec E 2013 *Phys. Rev. D* **87** 044007
- [14] Babichev E, Dokuchaev V, Eroshenko Y 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 021102
- [15] Babichev E, Dokuchaev V, Eroshenko Y 2005 *J. Exp. Theor. Phys.* **100** 528
- [16] Jamil M, Rashid M A, Qadir A 2008 *Eur. Phys. J. C* **58** 325
- [17] Gao C, Chen X, Faraoni V, Shen Y G 2008 *Phys. Rev. D* **78** 024008
- [18] Babichev E, Chernov S, Dokuchaev V, Eroshenko Y 2008 *Phys. Rev. D* **78** 104027
- [19] Kumar R, Ghosh S G 2017 *Eur. Phys. J. C* **77** 577
- [20] Paik B, Gangopadhyay S 2018 *Int. J. Mod. Phys. A* **33** 1850084
- [21] Ahmed A K, Camci U, Jamil M 2016 *Class. Quantum Grav.* **33** 215012
- [22] Sharif M, Iftikhar S 2016 *Eur. Phys. J. C* **76** 147
- [23] Jiao L, Yang R J 2017 *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **9** 023
- [24] Jiao L, Yang R J 2017 *Eur. Phys. J. C* **77** 356
- [25] Sahoo P K, Mahanta K L, Goit D, Sihna A K, Xulu S S, Das U R, Prasad A, Prasad R 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 020402

Thermodynamic properties and matter accretion properties of Kiselev black hole*

Wei Yi-Huan[†]

(Department of Physics, School of Mathematics and Physics, Bohai University, Jinzhou 121000, China)

(Received 19 November 2018; revised manuscript received 2 January 2019)

Abstract

Kiselev black hole possesses the two horizons, i.e. the inner horizon and outer horizon. In some cases, the so-called outer horizon of black hole is actually a cosmic horizon. In this paper, Kiselev space-time with black hole horizon and cosmic horizon is considered. The radius of black hole horizon and the radius of cosmic horizon are approximately obtained to be $r_B \approx 2M \left[1 + (2M/\lambda)^{-(3w_q+1)} \right]$ and $r_C \approx \lambda + \frac{2M}{3w_q+1}$ with $M \ll \lambda$ and w_q a parameter. The energy density of the Kiselev spacetime near the cosmic horizon is approximately proportional to w_q , so the energy densities with some different w_q have the same order of magnitude in the range $-1 < w_q < -1/3$. Near the black hole horizon, it increases rapidly with the increase of w_q .

The thermodynamic properties of the systems with black hole horizon and cosmic horizon as boundary are studied. The first law of thermodynamics for the two systems is given in a unified way. Similarly, Smarr relation for the mass of Kiselev black hole is also obtained. For $M \ll \lambda$, the work done by the fluid on the cosmic horizon and the thermal energy flux flowing into the cosmic horizon of Kiselev spacetime are calculated approximately. In the range of $-1 < w_q < -1/3$, the thermal energy always flows out of the cosmic horizon. The work done by the fluid on the black hole horizon is much smaller than the change in the energy of black hole, $\Delta w_B \ll \Delta r_B$. This indicates that the energy increase of black hole comes mainly from the thermal energy flowing into the black hole through its outer horizon. The problem of accreting the pressureless fluid into Kiselev black hole is discussed. One can find that there are the zero gravity surfaces between the black hole horizon and cosmic horizon of Kiselev spacetime, the radii of which increase with the decrease of w_q . For $w_q = -\frac{2}{3}$ and $w_q = -1$, the accretion radii of Kiselev black hole are respectively determined to be $r_0 \approx 1.6 \times 10^4$ (l.y.) and $r_0 \approx 1.2 \times 10^6$ (l.y.). On condition that the accretion energy density is proportional to the background energy density, $\rho_{mB} = \eta_B \rho_B$ with η_B being a proportionality coefficient, the accretion rate of Kiselev black hole is given as $\chi_B = -\frac{3\eta_B w_q}{2} \left(\frac{2M}{\lambda} \right)^{-(3w_q+1)}$. For $w_q = -2/3$, the accretion rate of the black hole takes its maximum $\chi_{\max} \approx 1.2 \times 10^{-6} \eta_B$; for $w_q = -1$, the accretion rate takes its minimum $\chi_{\min} \approx 1.2 \times 10^{-8} \eta_B$. On the assumption that η_B changes slowly enough with w_q , the accretion rate of Kiselev black hole increases with the increase of w_q .

Keywords: Kiselev black hole, matter accretion, thermodynamic properties

PACS: 04.70.Dy, 98.80.-k, 04.40.Dg

DOI: 10.7498/aps.68.20182055

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11504027).

[†] Corresponding author. E-mail: yihuanwei@126.com