第 49 卷 第 3 期 2000 年 3 月
1000-3290/2000/49(03)/0586-06
物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA
Vol. 49, No. 3, March, 2000

黑洞碰撞的模拟*

赵 峥 刘文彪
(北京师范大学物理系,理论物理研究所,北京 100875)

蒋亚铃
(襄樊学院物理系,襄樊 441053)

(1999 年 9 月 30 日收到)

当加速黑洞的视界与其 Rindler 视界接触的时候,黑洞变形为椭球状,接触点的 Hawking-Unruh 温度降低到绝对零度,而黑洞尾部的温度趋于无穷大,形成高温喷流. 此结果可以看作两个黑洞碰撞的模拟. 预期黑洞碰撞时接触点的温度会降低到绝对零度,而两个黑洞尾部的温度均会趋于无穷大,出现反向的高温喷流.

PACC: 9760L; 0420

1 引 言

许多人推测,宇宙中的类星体和喷流现象可能与黑洞的活动有关[1,2]. 一般认为,当巨型黑洞吸积周围的气体、尘埃或其他物质时,有可能产生喷流现象. 那么,当一个小黑洞落入大黑洞中,或者两个黑洞相互碰撞时,会发生什么现象呢?这是一个十分有趣的问题. 黑洞不能看作一般的星体,它的表面是作为事件视界的零超曲面,与其说它是一颗"物质星",还不如说它是一颗"几何星". 一些研究已经表明,当两个视界相互接触时,接触点的温度会降到绝对零度,这是热力学第三定律所禁止的[3,4]. 因此,第三定律很可能会阻止两个黑洞相互接触. 所以小黑洞落入大黑洞的过程,会十分不同于一般物体掉入黑洞的过程. 两个黑洞的碰撞,也会非常不同于两个普通星球的碰撞. 因此,深入研究两个黑洞相互接触的过程,具有十分重大的意义.

然而,进行这一研究有很大的困难. 首先,至今还没有得到两个运动黑洞相互碰撞的严格解. 由于爱因斯坦场方程的非线性,用近似解来模拟这一过程很可能会丢掉重要效应. 第二个困难是,目前普遍采用的研究黑洞表面附近量子效应和热效应的方法一般只适用于稳态黑洞,不能用来研究两个黑洞相互靠近时的动态过程.

对于第二个困难,我们近年来已经发展起来一种新方法,可以用来研究运动、演化中的动态黑洞的热性质和量子性质,可以逐点确定黑洞表面各处的温度. 因此,这一困难已经有办法解决[5-7].

由于尚未找到"两个运动黑洞相互碰撞"的严格解,目前还不能直接研究这个问题. 但是,Kinnersley 等人的工作给予我们一个模拟黑洞碰撞的机会[8]. Kinnersley 等人得到了变加速运动的动态黑洞的严格解. 这类解中除去有黑洞视界外还存在 Rindler 视界. 可以把 Rindler 视界看作某个巨大黑洞的视界. 加速黑洞视界与 Rindler 视界相互接触的过程,类似于两个黑洞视界相互接触的过程. 我们推测,与 Rindler 视界接触时黑洞表现出的性质,会非常类似于两个黑洞相互碰撞(即它们的视界相互接触)时表现出的性质.

本文仔细研究 Kinnersley 黑洞与它的 Rindler 视界相互接触时所表现出的性质,以此来模拟两个黑洞相互碰撞的情况.

2 Kinnersley 时空的局部事件视界

用超前 Eddington-Finkelstein 坐标描述的变加速直线运动的 Kinnersley 时空的线元是[8]

$$\mathrm{d}s^2 = \left(1 - 2ar\cos\theta - r^2f^2 - \frac{2m}{r}\right)\mathrm{d}v^2 - 2\mathrm{d}v\mathrm{d}r - 2r^2f\mathrm{d}v\mathrm{d}\theta - r^2\mathrm{d}\theta^2 - r^2\sin^2\theta\mathrm{d}\varphi^2, \qquad (1)$$

式中 $f = -a\sin\theta$, m, a 分别为黑洞的质量和加速度,它们均是 Eddington 时间 v 的函数. $\theta = \pi$ 指向加速的方向,$\theta = 0$ 指向加速黑洞所受惯性力的方向. 把产生 Hawking 效应的零超曲面定义为局部事件视界,以下简称视界. 从零曲面方程

* 国家自然科学基金(批准号:19773003)及教育部博士点基金(批准号:96002701)资助的课题.

$$g^{\mu\nu}\left(\frac{\partial F}{\partial x^{\mu}}\right)\left(\frac{\partial F}{\partial x^{\nu}}\right)=0, \tag{2}$$

不难得出决定视界位置的表达式

$$1-2\dot{r}_{\mathrm{H}}-2ar_{\mathrm{H}}\cos\theta-2mr_{\mathrm{H}}^{-1}-2r_{\mathrm{H}}'\sin\theta + r_{\mathrm{H}}'^{2}r_{\mathrm{H}}^{-2}=0, \tag{3}$$

r_{H} 为视界位置. $\dot{r}_{\mathrm{H}}=(\partial r/\partial v)_{\mathrm{H}}$,$r_{\mathrm{H}}'=(\partial r/\partial\theta)_{\mathrm{H}}$. 下面将指出,从(3)式可得到 r_{H} 的两个正根,一个是黑洞视界,另一个是加速运动导致的 Rindler 视界.

另一方面,在 θ,φ 固定下线元(1)式描述的类光线为

$$0=g_{00}\mathrm{d}v^{2}-2\mathrm{d}v\mathrm{d}r, \tag{4}$$

即

$$\mathrm{d}v=0 \tag{5}$$

和

$$\mathrm{d}r/\mathrm{d}v=g_{00}/2, \tag{6}$$

式中

$$g_{00}=1-2ar\cos\theta-2mr^{-1}-a^{2}r^{2}\sin^{2}\theta. \tag{7}$$

(6)式中的 $\mathrm{d}r/\mathrm{d}v$ 实际上就是 $\dot{r}=(\partial r/\partial v)_{\theta,\varphi}$,所以(6)式可重写为

$$\dot{r}=g_{00}/2. \tag{8}$$

(5)式描述穿越视界进入黑洞内部的光线,(8)式则为零曲面(视界)的母线. 把(8)式代入(3)式,得

$$r'=ar^{2}\sin\theta. \tag{9}$$

可见,视界面除满足(3)式外,还须满足(8)与(9)式. 这与零曲面的法矢量同时是它母线的切矢量有关[9]. 此外也表明,视界面 r_{H} 对时间 v 和角度 θ 的依赖不是互不相关的. 把(9)式代入(3)式,可得到局部事件视界的另一表达式

$$1-2\dot{r}_{\mathrm{H}}-2ar_{\mathrm{H}}\cos\theta-2mr_{\mathrm{H}}^{-1}-a^{2}r_{\mathrm{H}}^{2}\sin^{2}\theta=0, \tag{10}$$

它即为(8)式.

求解三次代数方程(10),可得到三个根

$$r_{1}=2\sqrt{-p}\cos\left(\alpha-\frac{\pi}{3}\right)-\frac{2\cos\theta}{3a\sin^{2}\theta}, \tag{11}$$

$$r_{2}=2\sqrt{-p}\cos\left(\alpha+\frac{\pi}{3}\right)-\frac{2\cos\theta}{3a\sin^{2}\theta}, \tag{12}$$

$$r_{3}=-2\sqrt{-p}\cos\alpha-\frac{2\cos\theta}{3a\sin^{2}\theta}, \tag{13}$$

式中

$$\begin{aligned}\alpha&=\frac{1}{3}\arccos\left[\frac{q}{(-p)^{3/2}}\right],\\ p&=\frac{-3(1-2\dot{r})\sin^{2}\theta-4\cos^{2}\theta}{9a^{2}\sin^{4}\theta},\\ q&=\left(\frac{2\cos\theta}{3a\sin^{2}\theta}\right)^{3}+\frac{(1-2\dot{r})\cos\theta}{3a^{3}\sin^{4}\theta}+\frac{m}{a^{2}\sin^{2}\theta},\end{aligned} \tag{14}$$

r_{3} 为负根,没有物理意义. r_{1} 与 r_{2} 为两个局部事件视界.

(11)与(12)式较复杂. 不过,从(10)式出发可以很容易得到一些直观的结果. 令(10)式中 $a=0$,即黑洞不加速,这时方程只有一个根

$$r_{\mathrm{H}}=2m/(1-2\dot{r}_{\mathrm{H}}), \tag{15}$$

它正是 Vaidya 黑洞的视界[6].

如果令 $m=0$,$\dot{r}_{\mathrm{H}}=0$,黑洞不再存在,(10)式应化成匀加速观测者的 Rindler 视界. 这时,从(10)式得到两个根

$$r_{\mathrm{H}}=1/a(1+\cos\theta),\quad \tilde{r}_{\mathrm{H}}=-1/a(1-\cos\theta), \tag{16}$$

负根 $\tilde{r}_{\mathrm{H}}$ 无物理意义,所示的正根即为 Rindler 视界. 在 Kinnersley 选择的坐标系中,它是一个旋转抛物面.

当 m 与 a 均不为零时,黑洞视界与 Rindler 视界同时存在,视界面方程如(11)与(12)式所示,比较复杂. 不过,它们都应是旋转对称的.

(11)与(12)式中令 $m=0$,$\theta=\pi/2$,有 $p=-1/3a^{2}$ 和 $\alpha=\pi/6$,容易算出

$$r_{1}=1/a,\quad r_{2}=0. \tag{17}$$

这时,黑洞视界消失,只有 Rindler 视界存在,可见 r_{1} 为 Rindler 视界,r_{2} 为黑洞视界,此结果与(15)和(16)式一致.

3　Kinnersley 时空的 Hawking 效应

在 Kinnersley 时空中,Klein-Gordon 方程在引入广义乌龟坐标[5,11]

$$\begin{aligned}r_{*}&=r+\frac{1}{2\kappa}\ln\{[r-r_{\mathrm{H}}(v,\theta)]/r_{\mathrm{H}}(v_{0},\theta_{0})\},\\ v_{*}&=v-v_{0},\quad \theta_{*}=\theta-\theta_{0}\end{aligned} \tag{18}$$

后可写成

$$\begin{aligned}&\{\{2\dot{r}_{\mathrm{H}}-(1-2ar\cos\theta-2mr^{-1})[2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})\\ &+1]-2fr_{\mathrm{H}}'\}r^{2}[2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})+1]-r_{\mathrm{H}}'^{2}\}/\\ &\{2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})[2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})+1]r^{2}\}\\ &\times\frac{\partial^{2}\Phi}{\partial r_{*}^{2}}-2\frac{\partial^{2}\Phi}{\partial r_{*}\partial v_{*}}+\left\{\frac{2r_{\mathrm{H}}'}{r^{2}[2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})+1]}\right.\\ &\left.+2f\right\}\frac{\partial^{2}\Phi}{\partial r_{*}\partial\theta_{*}}+\left[1+\frac{1}{2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})}\right]^{-1}\\ &\times\left\{\frac{-2\dot{r}_{\mathrm{H}}}{2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})^{2}}+\frac{2\dot{r}_{\mathrm{H}}}{2\kappa r(r-r_{\mathrm{H}})}+\right.\end{aligned}$$

$$\frac{1-2ar\cos\theta-2mr^{-1}}{2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})^2}-\frac{2(r-8ar^2\cos\theta-m)}{r^2}$$

$$\times\left[1+\frac{1}{2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})}\right]+\frac{2fr'_{\mathrm{H}}}{2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})^2}$$

$$-\frac{2fr'_{\mathrm{H}}}{2\kappa r(r-r_{\mathrm{H}})}+\frac{r'^2_{\mathrm{H}}+r''_{\mathrm{H}}(r-r_{\mathrm{H}})}{2\kappa r^2(r-r_{\mathrm{H}})^2}$$

$$\left.+\frac{r'_{\mathrm{H}}\cos\theta}{2\kappa r^2(r-r_{\mathrm{H}})\sin\theta}\right\}\frac{\partial\Phi}{\partial r_*}-\left[1+\frac{1}{2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})}\right]^{-1}$$

$$\times\left\{\frac{2}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial v_*}+\frac{1}{r}\left(-2f+\frac{\cot\theta}{r}\right)\frac{\partial\Phi}{\partial\theta_*}\right.$$

$$\left.+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial\theta_*^2}+\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\Phi}{\partial\varphi^2}+\mu^2\Phi\right\}=0, \tag{19}$$

式中 κ 为可调节的待定参数,在乌龟变换下是一个常数.当时空退化为稳态时,κ 即为视界的表面重力.

当 $r\to r_{\mathrm{H}}(v_0,\theta_0)$,$v\to v_0$,$\theta\to\theta_0$ 时,方程(19)可约化为

$$A\frac{\partial^2\Phi}{\partial r_*^2}+2\frac{\partial^2\Phi}{\partial r_*\partial v_*}-G\frac{\partial\Phi}{\partial r_*}=0, \tag{20}$$

式中

$$A=\lim_{\substack{r\to r_{\mathrm{H}}(v_0,\theta_0)\\ v\to v\\ \theta\to\theta_0}}\{\{2\dot r_{\mathrm{H}}-(1-2ar\cos\theta-2mr^{-1})$$

$$\cdot[2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})+1]-2fr'_{\mathrm{H}}\}r^2$$

$$\cdot[2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})+1]-r'^2_{\mathrm{H}}\}/$$

$$\{-2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})[2\kappa(r-r_{\mathrm{H}})+1]r^2\},$$

$$G=\left(-\frac{2}{r_{\mathrm{H}}}+16a\cos\theta+\frac{2m}{r_{\mathrm{H}}^2}-\frac{r'^2_{\mathrm{H}}}{r_{\mathrm{H}}^3}+\frac{r'_{\mathrm{H}}}{r_{\mathrm{H}}^2}\cot\theta\right)_{\substack{v=v_0\\ \theta=\theta_0}}, \tag{21}$$

式中已经用了(3)和(9)式.当把参数 κ 选作

$$\kappa=\frac{1}{2r_{\mathrm{H}}}\left|\frac{m/r_{\mathrm{H}}^2-a\cos\theta-r'^2_{\mathrm{H}}/r_{\mathrm{H}}^3}{m/r_{\mathrm{H}}^2+a\cos\theta+r'^2_{\mathrm{H}}/2r_{\mathrm{H}}^3}\right| \tag{22}$$

时,$A=1$,方程(20)可化成

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r_*^2}+2\frac{\partial^2\Phi}{\partial r_*\partial v_*}-G\frac{\partial\Phi}{\partial r_*}=0. \tag{23}$$

分离变量

$$\Phi=R(r_*)\Theta(\theta_*)\exp(-\mathrm{i}\omega v_*+\mathrm{i}n\varphi), \tag{24}$$

可得如下径向波解:

$$\psi_{\mathrm{in}}=\exp(-\mathrm{i}\omega v_*), \tag{25}$$

$$\psi_{\mathrm{out}}=\exp(-\mathrm{i}\omega v_*+Gr_*+2\mathrm{i}\omega r_*), \tag{26}$$

ψ_{in}和 ψ_{out}分别为入射波和出射波.用 Damour-Ruffini 法不难得出 Hawking 辐射谱为[11,12]

$$N_\omega=[\exp(\omega/k_{\mathrm{B}}T)-1]^{-1}, \tag{27}$$

式中

$$T=\frac{\kappa}{2\pi k_{\mathrm{B}}}=\frac{1}{2\pi k_{\mathrm{B}}}\cdot\frac{1}{2r_{\mathrm{H}}}$$

$$\cdot\left|\frac{m/r_{\mathrm{H}}^2-a\cos\theta-r'^2_{\mathrm{H}}/r_{\mathrm{H}}^3}{m/r_{\mathrm{H}}^2+a\cos\theta+r'^2_{\mathrm{H}}/2r_{\mathrm{H}}^3}\right|, \tag{28}$$

T 为辐射温度,k_{B} 为玻耳兹曼常数.可以看到,视界位置 r_{H} 和温度 T 均依赖于时间 v 和极角 θ.

通过讨论可以知道,当 $a=0$ 时,Kinnersley 时空退化为只含一个动态黑洞的 Vaidya 时空,黑洞温度为

$$T=(1-2\dot r_{\mathrm{H}})/8\pi k_{\mathrm{B}}m. \tag{29}$$

当 $m=0$,$\dot r=0$ 时,Kinnersley 时空退化为匀加速观测者的 Rindler 时空,温度为一常数

$$T=a/2\pi k_{\mathrm{B}}. \tag{30}$$

这些结果都与以往文献中的结果一致.

4 黑洞视界与 Rindler 视界的接触

现在讨论黑洞视界 r_2 与 Rindler 视界 r_1 接触的情况.从(11)和(12)式可知,在接触点处必须有 $a=0$.(14)式表示这意味着 $q=(-p)^{3/2}$.把(14)式代入,得

$$8\cos^3\theta+9(1-2\dot r)\sin^2\theta\cos\theta+27ma\sin^4\theta$$

$$=[3(1-2\dot r)\sin^2\theta+4\cos^2\theta]^{3/2}. \tag{31}$$

此方程的解为

$$\theta=0,\quad \theta=\pi. \tag{32}$$

这是接触点的必要条件,但不是充分条件.

把 $\theta=0$ 代入(10)式,得

$$2ar_0^2-(1-2\dot r_0)r_0+2m=0, \tag{33}$$

有两个根

$$r_{01}=[(1-2\dot r_0)+\sqrt{(1-2\dot r_0)^2-16ma}]/4a, \tag{34}$$

$$r_{02}=[(1-2\dot r_0)-\sqrt{(1-2\dot r_0)^2-16ma}]/4a. \tag{35}$$

接触时,有

$$r_{01}=r_{02}=(1-2\dot r_0)/4a,\quad (1-2\dot r_0)^2=16ma. \tag{36}$$

接触前

$$r_{01}>\frac{1-2\dot r_{01}}{4a},\quad r_{02}<\frac{1-2\dot r_{02}}{4a}. \tag{37}$$

显然,r_{01}属于 Rindler 视界,r_{02}属于黑洞视界.趋于接触的过程中,r_{01}应当减小,r_{02}应当增加

$$\dot r_{01}<0,\quad \dot r_{02}>0. \tag{38}$$

接触时 $r_{01}=r_{02}$,从(36)和(37)式可知,必有 $\dot{r}_{01}=\dot{r}_{02}$,考虑到(38)式成立,所以在接触时有

$$\dot{r}_{01}=\dot{r}_{02}=0. \tag{39}$$

这表明在接触时,接触点 $\theta=0$ 处视界位置的改变速率为零. 从(36)和(39)式可知,在 $\theta=0$ 处,两个视界接触时

$$r_{01}=r_{02}=\sqrt{m/a}=1/4a=4m,\quad 16ma=1,\quad \dot{r}_{01}=\dot{r}_{02}=0. \tag{40}$$

把 $\theta=\pi$ 代入(10)式,得

$$2ar_\pi^2+(1-2\dot{r}_\pi)r_\pi-2m=0 \tag{41}$$

解为

$$r_{\pi1}=\left[-(1-2\dot{r}_\pi)-\sqrt{(1-2\dot{r}_\pi)^2+16ma}\right]/4a, \tag{42}$$

$$r_{\pi2}=\left[-(1-2\dot{r}_\pi)+\sqrt{(1-2\dot{r}_\pi)^2+16ma}\right]/4a, \tag{43}$$

$r_{\pi1}$为负根,无物理意义. 可见,在 $\theta=\pi$ 方向,不存在 Rindler 视界. 实际上,$\theta=\pi$ 并非两个视界的接触点. $r_{\pi2}$(以下简写为 r_π)为黑洞视界上与接触点相对的一极. 下面对这一极点进行分析. 从(41)式可得

$$\dot{r}_\pi=\frac{1}{2}+\left(ar_\pi-\frac{m}{r_\pi}\right). \tag{44}$$

当视界面的伸缩速率为

$$\dot{r}=1/2 \tag{45}$$

时,从零曲面方程(10)可知此时有

$$2ar\cos\theta+a^2r^2\sin^2\theta+2m/r=0, \tag{46}$$

即 $g_{00}=1$. 从(8)式知 $\dot{r}=g_{00}/2$ 代表光迹. 可见,$\dot{r}=1/2$ 表示视界面的伸缩速率达到光速. 由于光速是最大传播速度,从(44)式可知应有

$$r_\pi^2\leqslant m/a. \tag{47}$$

5　两个视界接触时的温度

现在研究黑洞视界与 Rindler 视界相互接触时的温度. 把(9)式代入(22)与(28)式,可得

$$\kappa=\frac{1}{2r_{\mathrm{H}}}\left|\frac{m/r_{\mathrm{H}}^2-a\cos\theta-r_{\mathrm{H}}a^2\sin^2\theta}{m/r_{\mathrm{H}}^2+a\cos\theta+(1/2)r_{\mathrm{H}}a^2\sin^2\theta}\right|,$$
$$T=\kappa/2\pi k_{\mathrm{B}}. \tag{48}$$

在接触点 $\theta=0$ 处

$$\kappa_0=\frac{1}{2r_0}\left|\frac{m/r_0^2-a}{m/r_0^2+a}\right|=0,\quad T_0=0, \tag{49}$$

式中用了(40)式. 上式表明,Rindler 视界和黑洞视界在接触点处的温度都是绝对零度.

以往我们曾经讨论过许多两个视界相互接触的例子,接触点处的温度无一例外都是绝对零度. 不过,那些例子大都属于稳态时空,不反映演化的过程. 本文的例子是一个动态的过程,随着加速度 a 的增加,黑洞逐渐趋近 Rindler 视界,最后,当 $a=1/16m$ 时,两个视界在 $\theta=0$ 处接触,接触点处的 Hawking 温度降到绝对零度. 这一“过程”违背热力学第三定律,不可能发生. 一定会有一种物理效应阻止第三定律的破缺.

注意到加速黑洞后半部($\theta>\pi/2$)的温度有可能升高. 例如,在 $\theta=\pi$ 处,黑洞的表面重力化成

$$\kappa_\pi=\frac{1}{2r_\pi}\left|\frac{m/r_\pi^2+a}{m/r_\pi^2-a}\right|. \tag{50}$$

如果

$$r_\pi=\sqrt{m/a}, \tag{51}$$

则

$$\kappa_\pi\to\infty,\quad T_\pi\to\infty, \tag{52}$$

黑洞尾部的温度将升到无穷大. 事实上,不仅 $\theta=\pi$ 这一点,整个 $\theta>\pi/2$ 的黑洞后半部的温度都会升高,只不过 $\theta=\pi$ 处升得最快最高而已.

我们认为正是这一效应阻止了黑洞与它的 Rindler 视界相互接触,保证了热力学第三定律不被破坏. 由于这一效应,加速黑洞的尾部将出现一个高温喷流,使得黑洞在与其 Rindler 视界接触前就被烧掉.

从(44)—(47)式的讨论可以知道,这时 $\dot{r}_\pi=1/2$,这意味着 $\theta=\pi$ 处的黑洞视界面以光速伸缩. 当黑洞视界与 Rindler 视界在 $\theta=0$ 处相互接触时,接触点处

$$r_{01}=r_{02}=\sqrt{m/a},\quad \dot{r}_{01}=\dot{r}_{02}=0,$$
$$T_{01}=T_{02}=0, \tag{53}$$

而在 $\theta=\pi$ 处,则有

$$r_\pi=\sqrt{m/a},\quad \dot{r}_\pi=1/2,\quad T_\pi=\infty. \tag{54}$$

现在再考查 $\theta=\pi/2$ 处黑洞的半径. 从(14)式知,此时

$$q=\frac{m}{a^2},\quad p=\frac{-(1-2\dot{r})}{3a^2},$$
$$\alpha=\frac{1}{3}\arccos\frac{3\sqrt{3}ma}{(1-2\dot{r})^{3/2}}. \tag{55}$$

当黑洞视界与 Rindler 视界在 $\theta=0$ 处接触时,从(40)式知 $ma=1/16$,可算出 $\alpha\approx24^\circ$,代入方程(12),得

$$r_{\pi/2}\approx1/8.6a<2m. \tag{56}$$

可见，黑洞半径在 $\theta=\pi/2$ 方向上收缩.

从(48)式可知，在 $\theta=\pi/2$ 的黑洞中部，视界的表面重力为

$$\kappa_{\pi/2}\approx 1/2r_{\pi/2}. \tag{57}$$

从(56)式可知，这是一个有限值，约小于 $1/4m$. 可见黑洞中部视界的温度是一个有限值，与不加速时的温度差不多.

6　结论与讨论

黑洞在加速前是一个半径约为 $r_{\mathrm{H}}=2m$ 的球体，在加速过程中变成类似椭球的形状，在加速方向上伸长，横向收缩，当黑洞与其 Rindler 视界接触时，在 $\theta=0$ 和 $\theta=\pi$ 的加速方向上，半径伸长为 $r_0=r_\pi=4m$，在 $\theta=\pi/2$ 方向上，半径收缩为 $r_{\pi/2}<2m$.

加速前，黑洞表面各点温度相同，加速后，黑洞表面各点温度开始出现差异，面向 Rindler 视界的一面($\theta<\pi/2$)温度降低($\theta=0$ 处最低)，背向 Rindler 视界的一面($\theta>\pi/2$)温度升高($\theta=\pi$ 处最高). 当黑洞与其 Rindler 视界在 $\theta=0$ 处趋于接触时，T_{01} 与 T_{02} 趋于绝对零度，而 T_π 趋于 ∞，黑洞后部出现高温喷流，使得黑洞在与 Rindler 视界接触前烧掉，从而避免了破缺热力学第三定律的现象出现.

上面描述的加速黑洞与其 Rindler 视界相互接触的情况，与两个黑洞相互碰撞(它们的视界面相互接触)的情况非常类似. 通过上面的研究我们推测，两个黑洞相互碰撞时，也会出现接触点温度趋于绝对零度，而两个黑洞的尾部均产生高温喷流的现象. 这一效应有可能用来解释宇宙中的喷流现象.

不过，本文的研究还有不足之处：

1. 两个相互碰撞的黑洞都沿测地线运动，而本文用以模拟的 Kinnersley 黑洞的世界线却不是测地线. 本文模拟的不是两个自由下落相互逼近的黑洞，而是两个相互间存在排斥力而正在抗拒斥力相互逼近的黑洞.

2. 本文严格证明了加速黑洞与其 Rindler 视界接触时接触点的温度一定趋于绝对零度，但并未严格证明黑洞尾部一定出现高温，只是指出那里有可能出现高温，而出现高温是保证热力学第三定律不被破坏的一个可能机制.

由于 Hawking 效应是运动学效应，与爱因斯坦场方程无关，所以我们推测，本文所讨论的两个视界相互接触时产生的热效应，对于沿测地线自由运动并相互碰撞的两个黑洞同样存在.

[1] 韦大明、陆　　，天文学进展，**13**(1995)，206[Wei Da-ming，Lu Tan，*Progress in Astronomy*，**13**(1995)，206(in Chinese)].

[2] 张福俊、C. E. Akujor，天文学进展，**14**(1996)，227[Zhang Fu-jun，C. E. Akujor，*Progress in Astronomy*，**14**(1996)，227(in Chinese)].

[3] 赵　峥、孟晓东、沈　超，中国科学，**A23**(1993)，750[Zhao Zheng，Meng Xiao-dong，Shen Chao，*Science in China*，**A23**(1993)，750(in Chinese)].

[4] Zhao Zheng，Yang Cheng-quan，Ren Qin-an，*Gen. Rel. Grav.*，**26**(1994)，1055.

[5] Zhao Zheng，Dai Xian-xin，*Chin. Phys. Lett.*，**8**(1991)，548.

[6] Zhao Zheng，Dai Xian-xin，*Modern Phys. Lett.*，**A7**(1992)，1771.

[7] 罗志强、赵　峥，物理学报，**42**(1993)，506[Luo Zhi-qiang，Zhao Zheng，*Acta Physica Sinica*，**42**(1993)，506(in Chinese)].

[8] W. Kinnersley，*Phys. Rev.*，**186**(1969)，1335.

[9] R. M. Wald，General Relativity (Univesity of Chicago Press，Chicago，1984).

[10] W. A. Hiscock，*Phys. Rev.*，**D23**(1981)，2813—2823.

[11] T. Damour，R. Ruffini，*Phys. Rev.*，**D14**(1976)，332.

[12] S. Sannan，*Gen. Rel. Grav.*，**20**(1988)，239.

MODELING ON BLACK HOLES COLLIDING WITH ONE ANOTHER*

ZHAO ZHENG LIU WEN-BIAO
(*Department of Physics and Institute of Theoretical Physics*, *Beijing Normal University*, *Beijing* 100875)
JIAN YA-LING
(*Department of Physics*, *Xiangfan College*, *Xiangfan* 441053)
(Received 30 September 1999)

ABSTRACT

When the event horizon of an accelerating black hole touches its Rindler horizon, the shape of the black hole deforms to a ellipsoid-like. Hawking-Unruh temperature at the contact point decreases to absolute zero, but the temperature at the tail of black hole goes to infinity, where a high-temperature jet forms. This results can be resgarded as a modeling on black holes colliding with one another. We expect that, when two black holes colliding with each other, the temperature at contact point will decrease to absolute zero, but at the tails of the two colliding black holes, the temperature will diverge, where two opposite thermal jets will appear.

PACC: 9760L; 0420

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19773003) and the Doctorate Fund of the Chinese Ministry of Education (Grant No. 96002701).