и поверхность S_+, заключённая внутри S_m, определяемая условием $g_{11}\to\infty$ $(\Delta=0)$. Последняя описывается ур-нием

$$r=r_+=M\left(1+\sqrt{1-a^2}\right)$$

и представляет собой горизонт событий вращающейся Ч. д. Поверхность S_m является пределом статичности. За этой поверхностью ур-ние $d\varphi/dt=0$ не имеет корней вдоль геодезических и, следовательно, никакое пробное тело внутри S_m не может иметь $\varphi=\mathrm{const}$. Все стационарные ($r=\mathrm{const}$, $\theta=\mathrm{const}$) наблюдатели обязаны вращаться относительно далёкой инерциальной системы отсчёта с положительной угл. скоростью, стремящейся при $r\to r_+$ к величине угл. скорости увлечения на горизонте

$$\Omega_+=\frac{aM}{r_+^2+a^2M^2},$$

называемой угл. скоростью вращения Ч. д. Угл. момент и угл. скорость Ч. д. ограничены сверху требованием, чтобы линейная скорость вращения не превышала скорость света. Для экстремально вращающейся Ч. д. $a=1$ и $\Omega_+=(2M)^{-1}$.

Эффект увлечения инерциальных систем проявляется в асимметрии геодезич. линий, зависящей от взаимной ориентации направления движения частицы и оси вращения. В метрике Керра при движении вдоль геодезических сохраняются энергия частицы $\mathscr{E}$ и проекция её момента импульса L_z на ось вращения.

Траектории падения на вращающуюся Ч. д. вблизи дыры с необходимостью закручиваются в направлении её вращения. Радиальное на бесконечности падение ($L_z=0$) превращается в падение вдоль спирали, навивающейся на коническую поверхность $\theta=\theta_\infty=\mathrm{const}$. При падении на вращающуюся Ч. д. облака слабо взаимодействующих между собой частиц их траектории стремятся собраться на конических поверхностях $\theta_{1,2}=\pm\arcsin\,[L_z^2/a^2(\mathscr{E}^2-1)]^{1/4}$ и закрутиться в направлении вращения Ч. д. (здесь и далее $\mathscr{E}\to\mathscr{E}/m$, $L_z\to L_z/mM$).

Знаменитый эффект отклонения лучей в поле массивного тела, предсказанный Эйнштейном, в случае вращающегося тела зависит от ориентации луча относительно оси. Отклонение лучей в экваториальной плоскости описывается ф-лой

$$\Delta\varphi=\frac{4}{d}+\frac{15\pi-16}{4d^2}-\frac{4a}{d^2}\frac{\rho}{|\rho|},\ (d\gg r_+),$$

где $\rho=L_z/\mathscr{E}$ — прицельный параметр, d — расстояние ближайшего подхода, выраженные в единицах GM/c^2. Поправка, зависящая от вращения, имеет разные знаки для фотонов, движущихся по и против вращения, причём фотоны, движущиеся против вращения, отклоняются сильнее. Фотоны, ориентированные по вращению, вовлекаются во вращение и отклоняются слабее. В случае произвольного угла между осью и плоскостью орбиты полное отклонение луча определяется выражением

$$\delta\varphi=\frac{4}{d}+\frac{15\pi-16}{4d^2}-\frac{4\boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{e}}{d^2},$$

где $\boldsymbol{e}$ — единичный вектор, перпендикулярный плоскости орбиты. В сильном поле вращающейся Ч. д. зависимость отклонения лучей от ориентации орбитального момента относительно оси приводит к тому, что фотоны, ориентированные по вращению, могут подходить к Ч. д. гораздо ближе, чем фотоны, ориентированные против вращения. В результате сечение гравитац. захвата фотонов становится асимметрич. и зависящим от угла падения θ_0.

Для частиц, падающих на Ч. д. в экваториальной плоскости, критич. значения прицельного параметра ρ, соответствующие разным знакам L_z, равны

$$\rho_{\text{кр}}^+=\frac{2c}{v_\infty}\left(1-\sqrt{1-a}\right),\ \rho_{\text{кр}}^-=-\frac{2c}{v_\infty}\left(1+\sqrt{1-a}\right).$$

Мин. значение расстояния ближайшего подхода

$$r_0=2\mp a+2\sqrt{1\mp a}$$

является одновременно радиусом предельной нестабильной круговой экваториальной орбиты и мин. периастром орбит ухода. Частицы с прицельными параметрами $\rho>\rho_{\text{кр}}$ огибают Ч. д. и уходят на бесконечность по параболич. орбитам с периастром

$$r_p=\frac{\rho^2}{4}\left\{1+\left[1-\frac{16(\rho-a)^2}{\rho^4}\right]^{1/2}\right\}.$$

В отличие от фотонов, гравитац. захват частиц является более эффективным при падении параллельно оси.

Характеристики рассеяния частиц и фотонов экстремально вращающейся ($a=1$) Ч. д. приведены в табл. 1. Рассеяние на вращающемся центре характеризуется двумя прицельными параметрами:

$$\rho_\perp=\frac{1}{v_\infty}r^2\sin^2\theta_0\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_\infty=\frac{L_z}{\mathscr{E}v_\infty\sin\theta_0}$$

$$\rho_\parallel=\frac{1}{v_\infty}r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_\infty,$$

к-рые могут быть как положительными, так и отрицательными. Величины, приведённые в табл. 1, выражены в единицах GM/c^2 [сечение захвата в единицах $(GM/c^2)^2$].

Табл. 1.

Угол падения	Прицельные параметры захвата	Расстояние ближайшего подхода	Сечение гравитационного захвата
	ЧАСТИЦЫ		
$\sin^2\theta_0\ll 1$	$3{,}85c/v_\infty$	3,37	$14{,}8\pi\left(\frac{c}{v_\infty}\right)^2$
90°	$\lvert\rho_\parallel\rvert\leqslant 3{,}85c/v_\infty$; $-4{,}8\frac{c}{v_\infty}\leqslant\rho_\perp\leqslant 2\frac{c}{v_\infty}$	$1\leqslant d\leqslant 5{,}83$	$14{,}2\pi\left(\frac{c}{v_\infty}\right)^2$
Изотропный поток			$14{,}4\pi\left(\frac{c}{v_\infty}\right)^2$
	ФОТОНЫ		
0°	$2(1+\sqrt{2})$	$1+\sqrt{2}$	$23{,}31\pi$
30°	$\lvert\rho_\parallel\rvert\leqslant 4{,}94$; $-6\leqslant\rho_\perp\leqslant 3{,}5$	$1{,}5\leqslant d\leqslant 3{,}23$	$23{,}56\pi$
45°	$\lvert\rho_\parallel\rvert\leqslant 5{,}04$; $-6{,}4\leqslant\rho_\perp\leqslant 2{,}8$	$1{,}06\leqslant d\leqslant 3{,}55$	$23{,}66\pi$
60°	$\lvert\rho_\parallel\rvert\leqslant 5{,}12$; $-6{,}73\leqslant\rho_\perp\leqslant 2{,}31$	$1\leqslant d\leqslant 3{,}80$	$23{,}80\pi$
90°	$\lvert\rho_\parallel\rvert\leqslant 3\sqrt{3}$; $-7\leqslant\rho_\perp\leqslant 2$	$1\leqslant d\leqslant 4$	$24{,}27\pi$
Изотропный поток			$23{,}90\pi$

Область гравитац. захвата нерелятивистских частиц расположена далеко от Ч. д. ($\rho\sim c/v_\infty$). В этой области «кориолисово» ускорение при падении параллельно оси

$$\boldsymbol{w}_\parallel=\frac{4M^2a}{r^3}\frac{\rho_\parallel^2v_\infty^2}{r^2}\boldsymbol{e}^\varphi$$

и соответствует закручиванию траекторий в направлении вращения Ч. д. При падении в плоскости экватора