

Конечное состояние черной дыры соответствует теореме Хокинга о том, что стационарное состояние должно быть осесимметричным. Пресс (1972) отметил, что если внешнее магнитное (или любое другое) поле неосесимметрично, то черная дыра в конце концов полностью потеряет свой угловой момент J согласно теореме Хокинга. При этом, если поле B плавно меняется на масштабах, много больших размеров черной дыры, то можно снова разложить J на J_{\parallel} и J_{\perp} относительно направления поля в ее окрестности. Уменьшение J_{\perp} по-прежнему определяется по порядку величины формулой (7.4.7), а уменьшение J_{\parallel} оценивается формулой

$$\frac{dJ_{\parallel}}{dt} \approx -\frac{J_{\parallel}}{\tau} O\left(\frac{r_g}{R}\right), \quad (7.4.9)$$

где R – масштаб неоднородности поля.

В сноске на с. 149 отмечалось, что в случае $a = a_{\max}$ осесимметричное магнитное поле не пронизывает горизонт черной дыры. Бичак (1983, 1985) показал, что в случае наклонного к оси вращения однородного на бесконечности магнитного поля B_0 поток через половину *) горизонта компоненты поля $B_{0\perp}$ максимальен при $a = a_{\max}$ и равен

$$\tilde{\Phi}_{\max} \approx 2,25 B_{0\perp} \pi M^2. \quad (7.4.10)$$

Наконец, рассмотрим *невращающуюся* черную дыру, помещенную в однородное на бесконечности сильное магнитное поле B_0 [Бичак, (1983)]. Пусть оно настолько сильное, что необходимо учитывать его самогравитацию. Тогда оказывается, что для фиксированной массы черной дыры M существует такое критическое $B_{0\text{cr}}$, при котором поток Φ через половину горизонта событий максимальен:

$$B_{0\text{cr}} = 2c^4 G^{-3/2} M^{-1} = 5 \cdot 10^{13} \text{ Гс} \cdot \left(\frac{10^6 M_{\odot}}{M}\right), \quad (7.4.11)$$

$$\tilde{\Phi}_{\max,1} = 4\pi G^{1/2} M. \quad (7.4.12)$$

Потока поля через горизонт, большего, чем $\tilde{\Phi}_{\max,1}$, быть не может.

§ 7.5. Магнитосфера черной дыры

Задачи, рассмотренные в предыдущем параграфе, иллюстрируют важные свойства электрических и магнитных полей в окрестности черных дыр. Однако эти задачи вряд ли непосредственно приложимы к описанию реальных электродинамических процессов, которые должны протекать в астрофизических условиях. Причина этого, как уже отмечалось, состоит в том, что в окрестности черной дыры поля не могут рассматриваться как вакуумные – всегда имеется разреженная плазма (и поле становится бессиловым) или же возникают еще сложные ситуации.

*) Полный поток магнитного поля через любую замкнутую поверхность, в том числе и горизонт, конечно, равен нулю (см. § 7.1). Когда говорят о потоке поля, пронизывающего дыру, рассматривают только входящие (или выходящие) силовые линии.

Напомним, что в случае вращающихся замагниченных нейтронных звезд — пульсаров поля в их окрестности также нельзя рассматривать как вакуумные — возникает сложная магнитосфера пульсара [см. Гольдрайх, Юlian (1969), Рудерман, Сюзерленд (1975), Аронс (1983), Бескин и др. (1983), Кардашев и др. (1984*), Гуревич, Истомин (1985*)].

По аналогии с пульсарами область вокруг черной дыры с замагниченной плазмой называют *магнитосферой* черной дыры. Полной ее теории пока не существует ввиду сложности и многообразия процессов, которые могут в ней возникать. Более того, сегодня отсутствует сколько-нибудь законченная теория магнитосферы пульсаров, на создание которой потрачено очень много сил и времени.

Мы не будем здесь обсуждать все стороны теории магнитосферы черных дыр, а лишь рассмотрим важнейшие аспекты электродинамических процессов, которые могут возникать в их окрестности и являются специфическими именно для черных дыр. Поэтому мы ограничимся изложением теории простейшей магнитосферы черной дыры, затрагивая лишь процессы, вызываемые самой черной дырой, и оставляя в стороне процессы, связанные, например, с движением облаков плазмы в аккреционном газовом диске, который может существовать вокруг черной дыры, и т.д.

Мы будем рассматривать стационарную осесимметричную модель магнитосферы черной дыры, подвергающейся дисковой акреции замагниченного газа (схема магнитосферы показана на рис. 68). Такая модель была рассмотрена Блендфордом (1976), Блендфордом, Знаеком (1977), Макдональдом, Торном (1982), Финнеем (1983); см. также Лавлейс (1976), Лавлейс и др. (1979), Торн, Блендфорд (1982), Рис и др. (1982).

Чтобы в окрестности черной дыры выполнялись условия существования бессилового поля (7.2.20)–(7.2.21), необходимо наличие разреженной плазмы, в которой текут токи вдоль магнитных силовых линий. На магнитных силовых линиях, пронизывающих черную дыру, заряды, обеспечивающие токи, должны все время возобновляться, так как они стекают в нее. Вытекать из черной дыры заряды, разумеется, не могут*). Таким образом, в окрестности черной дыры должны существовать механизмы рождения свободных зарядов. Такие механизмы рассмотрены Блендфордом и Знаеком (1977) и Кардашевым и др. (1983*). Не останавливаясь на них, заметим только, что для их осуществления необходимо наличие малой компоненты электрического поля, параллельной магнитному. Эта компонента столь мала, что не нарушает неравенства (7.2.20)–(7.2.24).

Рассмотрим тонкую трубку силовых линий, пронизывающих черную дыру. Эта трубка обращается с постоянной угловой скоростью Ω^F вокруг нее (§ 7.2). При этом, согласно формуле (7.3.16), извлекается вращательная энергия черной дыры

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -c^2 \frac{dM}{dt} = \frac{\Omega^F(\Omega^H - \Omega^F)}{4\pi c} \frac{A^H \sin^2 \theta}{\rho_H^2} B_1^2 d\Sigma^H. \quad (7.5.1)$$

Эта энергия передается вдоль магнитных силовых линий в район 3 (см.

*). Полный заряд черной дыры, естественно, все время равен нулю в стационарном решении, так как полное количество зарядов противоположного знака, втекающих в черную дыру, одинаково.

рис. 68), где нарушается условие бессилового поля, происходит перекачка энергии в ускоренные частицы, излучение и т.д.

Частицы в этом районе своей инерцией оказывают обратное действие на силовую линию и тем самым определяют Ω^F . Если инерция велика, то угловая скорость Ω^F мала ($\Omega^F \ll \Omega^H$) и в пределе $\Omega^F \rightarrow 0$. В этом случае мощность dE/dt рассматриваемой "машины", как следует из (7.5.1), очень мала. В противоположном случае (малая инерция частиц в области 3) $\Omega^F \rightarrow \Omega^H$, и снова из (7.5.1) получаем малую мощность.

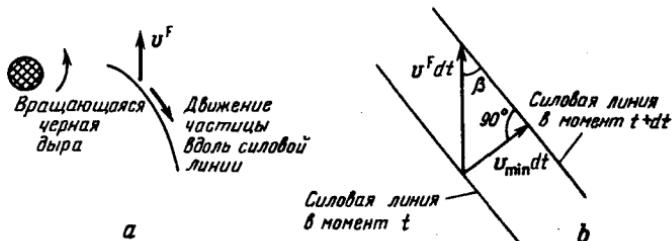


Рис. 71a. Схема движения заряженной частицы вдоль силовой линии магнитного поля, вращающейся вокруг черной дыры

Рис. 71b.. Положение отрезка силовой линии магнитного поля в плоскости векторов B^P и B^T в моменты t и $t + dt$. Если вектор скорости частицы в абсолютном пространстве, скользящей наружу вдоль силовой линии, перпендикулярен к ней, то скорость частицы минимальна

Наибольшая мощность получается при $\Omega^F = \Omega^F/2$.

Макдональд и Торн (1982) показали, что, вероятно, именно это условие реально осуществляется в данной модели. Их аргументы сводятся к следующему. Вдали от черной дыры можно считать угловую скорость невращающихся наблюдателей нулевой, и точки силовых линий вдали от оси симметрии имеют (относительно невращающихся наблюдателей, а значит, в абсолютном пространстве, так как $\omega = 0$) скорость v^F много больше световой:

$$|v^F| = |\Omega^F m| \gg c. \quad (7.5.2)$$

Заряженные частицы не могут двигаться со скоростью больше c . Однако, оставаясь на силовой линии и скользя вдоль нее наружу (как показано на рис. 71a), они могут иметь скорость меньше $|v^F|$. Участок силовой линии изображен на рис. 71b в плоскости, определяемой векторами B^P и B^T . Существует оптимальный темп скольжения вдоль силовой линии (которая в свою очередь движется со скоростью v^F) такой, что полная скорость частицы в абсолютном пространстве минимальна (это ясно из рис. 71b). Угол β есть угол между направлением сильной линии и направлением φ -координаты, поэтому он определяется из соотношения

$$\sin \beta = \frac{|B^P|}{\sqrt{(B^P)^2 + (B^T)^2}}. \quad (7.5.3)$$

С помощью (7.5.3) находим $|v_{min}|$:

$$|v_{min}| = \frac{v^F}{\sqrt{1 + (B^T)^2/(B^P)^2}}. \quad (7.5.4)$$

Оказывается, что условие $|v_{\min}| \approx c$ эквивалентно условию наибольшей мощности $\Omega^F \approx \Omega^H/2$. Действительно, запишем для $|v^F|$, $|B^T|$ и $|B^P|$ следующие выражения, справедливые вдали от черной дыры и оси симметрии. Для $|v^F|$ имеем

$$|v^F| \approx \Omega^F |\mathbf{m}|. \quad (7.5.5)$$

Для $|B^T|$, используя формулы (7.2.14), (7.3.11), (7.3.13) и определение (7.2.2), получаем

$$|B^T| \approx \frac{(\Omega^H - \Omega^F)\Psi}{\pi c |\mathbf{m}|}. \quad (7.5.6)$$

Наконец, для $|B^P|$ из формулы (7.2.13) и соотношения $|\nabla \Psi| \approx 2\Psi/|\mathbf{m}|$ находим

$$|B^P| \approx \frac{\Psi}{\pi |\mathbf{m}|^2}. \quad (7.5.7)$$

Подставляя (7.5.5) – (7.5.7) в (7.5.4), получаем

$$|v_{\min}| \approx \frac{c \Omega^F}{\Omega^H - \Omega^F}. \quad (7.5.8)$$

Из последней формулы следует, что $|v_{\min}| \approx c$, когда $\Omega^F = \Omega^H/2$. Если $\Omega^F \ll \Omega^H/2$ и $|v_{\min}| \ll c$, то инерция частиц в области 3 мала и Ω^F будет увеличиваться до тех пор, пока скорость $|v_{\min}|$ не станет близкой к c . Если же $|v_{\min}| \gg c$, то частицы не могут удерживаться на силовых линиях, их обратное действие на поле будет уменьшать Ω^F , пока не получим $|v_{\min}| \approx c^*$.

Поэтому, вероятно, $\Omega^F \approx \Omega^H/2$ и темп извлечения вращательной энергии из черной дыры (7.5.1) близок к оптимальному.

По порядку величины мощность рассмотренной "электромашины" есть

$$P \approx \left(10^{40} \frac{\text{эрг}}{\text{с}}\right) \left(\frac{M}{10^6 M_\odot}\right)^2 \left(\frac{a}{a_{\max}}\right)^2 \left(\frac{B}{10^4 \text{ Гс}}\right)^2. \quad (7.5.9)$$

Здесь B – напряженность магнитного поля в окрестности черной дыры.

Иногда работа нашей электромашины описывается с помощью электротехнической терминологии [Блендфорд (1979), Знаек (1978), Дамур (1978), Макдональд, Торн (1982), Торн, Блендфорд (1982)]. Запишем в этой терминологии выражения для величин на горизонте событий черной дыры.

Эквипотенциалами на горизонте являются линии постоянного θ , так как поле E^H меридионально [см. (7.3.11)]. Поэтому разность потенциа-

*). Аналогичное рассмотрение скольжения частиц вдоль магнитных силовых линий у горизонта черной дыры приводит к выводу, что условие $|v_{\min}| \approx c$ соответствует граничным условиям (7.3.11), (7.3.13).

лов между двумя эквипотенциалами (1 и 2) есть [см. также (7.3.13)]

$$\Delta U^H = \int_1^2 E^H dl = (\Omega^H - \Omega^F) \frac{\Delta \Psi}{2\pi c} \approx (10^{18} \text{ В}) \left(\frac{M}{10^6 M_\odot} \right) \left(\frac{B}{10^4 \text{ Гс}} \right), \quad (7.5.10)$$

где dl — элемент расстояния по меридиану на поверхности черной дыры, $\Delta \Psi$ — разность Ψ между эквипотенциалами 2 и 1. Последнее равенство в (7.5.10) написано для условий $\Omega^F \approx \Omega^H/2$, Ω^H максимально, эквипотенциали 2 и 1 соответствуют району экватора и району полюса.

С другой стороны, ΔU^H можно записать через поверхностный ток \vec{j}^H и сопротивление:

$$\Delta U^H = R^H \vec{j}^H \Delta l, \quad (7.5.11)$$

где Δl — расстояние по меридиану между эквипотенциалами 2 и 1.

Подставляя вместо \vec{j}^H его выражение (7.3.10), получаем

$$\Delta U^H = \frac{IR^H |\Delta l|}{2\pi \left(\frac{A^H \sin^2 \theta}{\rho_H^2} \right)^{1/2}} = I \Delta Z^H, \quad (7.5.12)$$

где

$$\Delta Z^H \equiv \frac{R^H |\Delta l|}{2\pi \left(\frac{A^H \sin^2 \theta}{\rho_H^2} \right)^{1/2}} \quad (7.5.13)$$

— полное сопротивление между эквипотенциалами 2 и 1 (для случая, когда эквипотенциалам 2 и 1 соответствуют экватор и $\theta \approx \frac{\pi}{4}$, интегрирование (7.5.13) дает ΔZ^H около 30 Ом).

Формулы (7.5.10) и (7.5.13) дают основание сказать, что в данной модели вращающаяся черная дыра действует как батарея с электродвижущей силой порядка $(10^{18} \text{ В}) \left(\frac{M}{10^6 M_\odot} \right) \left(\frac{B}{10^4 \text{ Гс}} \right)$ и внутренним сопротивлением около 30 Ом.

Рассмотренный механизм (и разные его вариации) использовался в многочисленных работах для объяснения активности ядер галактик и квазаров [см., например, Блендфорд (1976), Блендфорд, Знаек (1977), Блендфорд (1979), Руффини (1979), Руффини, Вилсон (1975), Лавлейс и др. (1979), Блендфорд, Рис (1978), Кардашев и др. (1983*), Рис (1982), Новиков, Штерн (1985)].