

Крупномасштабная динамика магнитосфер аккреционных дисков вокруг сверхмассивных черных дыр

А. Л. Поплавский

*Обсерватория Белорусского государственного университета,
Белорусский государственный университет,
пр-т Независимости, 4, г. Минск, 220030, Республика Беларусь
E-mail: poplavsky@belastro.org
Статья поступила в редакцию 29 мая 2007 г.*

Представлена аналитическая модель динамики магнитосфер вокруг сверхмассивных черных дыр в активных галактических ядрах. Для невращающихся черных дыр найдены нестационарные аналитические решения уравнений магнитной гидродинамики в общей теории относительности, описывающие эффект гидромагнитного динамо, получены пространственное и временное распределения крупномасштабного магнитного поля. Показано, что в плоском аккреционном диске черной дыры Шварцшильда гидромагнитное динамо приводит к двум стадиям усиления магнитного поля: переходной и стационарной. В стационарном режиме поле локализовано в области внутренней границы аккреционного диска, магнитная индукция может достигать $\sim 10^7$ Гс. Получены стационарные решения уравнений гидромагнитного динамо аккреционных дисков предельно вращающихся черных дыр. Для таких объектов найдено наибольшее значение магнитной индукции вблизи горизонта событий: $\sim 10^{10}$ Гс. Проанализированы приложения систем с рассматриваемыми типами черных дыр к реальным активным галактическим ядрам.

1. Введение

Аккреция на сверхмассивные черные дыры является причиной активности галактических ядер (АГЯ) и предметом неистощаемого интереса астрофизиков. Недавние наблюдения, выполненные с помощью орбитальных обсерваторий ХММ-Ньютон, Чандра, космического телескопа им. Хаббла, радиотелескопа VLBA, а также других наземных и космических приборов, расширили наше понимание спектров, переменности и пространственной структуры АГЯ. В частности, методы радиоинтерферометрии позволили исследовать аккреционные диски в областях, меньших нескольких сотен гравитационных радиусов [1-3]. Однако, несмотря на достижения в области радиоастрономии, инструменты с разрешением, достаточным для исследования внутренних частей аккреционных дисков, находятся в настоящее время в стадии разработки [4]. Таким образом, остаются фун-

даментальные вопросы, на которые можно ответить только с помощью теоретических моделей АГЯ.

Все модели аккреции на черные дыры основаны на преобразовании углового момента аккрецируемого вещества таким образом, чтобы оно начинало приближаться к черной дыре. В одной из групп моделей угловой момент теряется веществом непосредственно с помощью механизма магнитной центрифуги [5]. Долгое время существовали предположения, что диффузия углового момента аккреционного потока связана с турбулентностью. Предложенная Шакурой и Сюняевым [6] в 1973 г. α -модель учитывала вязкие напряжения с помощью феноменологически введенного параметра α . При этом турбулентная вязкость между соседними слоями аккреционного диска приводит к потере веществом углового момента и появлению радиальной составляющей скорости.

В настоящее время достигнут значительный прогресс в понимании происхождения турбулентности в аккреционных дисках. Известно, что в магнитогиродинамическом приближении аккрецируемая дифференциально вращающаяся плазма дестабилизируется слабым магнитным полем [7-8]. Такая магниторотационная неустойчивость осуществляет перенос углового момента при определенном наборе условий. Численные расчеты показали, что в полностью ионизированной плазме, которая присутствует в близких к черным дырам областях аккреционных дисков, магниторотационная неустойчивость способна поддерживать турбулентность в нелинейном режиме [8-11].

Аккреционные диски АГЯ могут служить эффективным двигателем для различных электродинамических процессов. Электромагнитный способ извлечения энергии вращающейся черной дыры – эффект, открытый в 1977 г. Блэндфордом и Знаком [12], – является наиболее вероятной причиной извлечения энергии из черных дыр. Исследования замагниченных аккреционных дисков в настоящее время ориентированы на численные модели. Это связано с интенсивным развитием компьютерного программного и аппаратного обеспечения, а также численных алгоритмов. В недавних работах [10, 11, 13] рассматривается эволюция невязких нерелятивистских магнитогиродинамических двух- и трехмерных аккреционных течений. Другие модели рассматривают уравнения аккреции вязкого сжимаемого вещества [14-17]. Вязкость в данных моделях вызывается мелкомасштабной турбулентностью, связанной с магнитными полями.

Было показано, что аккреционный диск может эффективно работать в качестве динамо-машины, усиливая хаотическое магнитное поле вследствие различных механизмов [18]. Численное моделирование магнитной турбулентности, приводящей к эффекту усиления поля, выполнено в работах [19-20]. В другой серии работ [21-23] рассмотрен процесс усиления поля за счет искривления пространства метрики Керра, описываемого общей теорией относительности. В работе [24] исследовано явление гидромагнитного динамо в классическом

приближении для сферических и плоских аккреционных течений, показана возможность усиления хаотического поля. Подробный анализ исследований генерации регулярного магнитного поля вследствие турбулентных движений, эффектов метрики Керра и дифференциального вращения в стационарном классическом приближении проводился в [25].

Однако механизм генерации магнитного поля в аккреционных дисках остается не до конца изученным. Кроме того, в настоящее время практически отсутствуют модели, описывающие эволюцию аккреционных дисков с учетом зависящих от времени режимов аккреции.

Целью настоящей работы является исследование явления усиления и возникновения структурированного магнитного поля из хаотического (в релятивистском случае) в процессе формирования плоских аккреционных дисков вокруг невращающихся черных дыр, а также изучение стационарного электромагнитного поля в метрике Керра аккреционных дисков предельно вращающихся черных дыр. В разделах 2 и 3 получены аналитические решения уравнений релятивистской магнитной гидродинамики, описывающих эффект гидромагнитного динамо. В разделе 4 проводится анализ полученных результатов.

Показано, что в плоском аккреционном диске черной дыры Шварцшильда гидромагнитное динамо приводит к двум стадиям усиления магнитного поля: переходной и стационарной. В стационарном режиме поле локализовано в области внутренней границы аккреционного диска. Для предельно вращающихся черных дыр найдено наибольшее значение магнитной индукции вблизи горизонта событий: $\sim 10^{10}$ Гс.

2. Гидромагнитное динамо в аккреционных дисках вокруг невращающихся черных дыр

В этом разделе рассмотрены уравнения магнитной гидродинамики в общей теории относительности, получены их нестационарные решения, описывающие процесс гидромагнитного динамо в аккреционных дисках вокруг

черных дыр Шварцшильда. Данные решения, как будет показано ниже, иллюстрируют динамику магнитосферы* диска. В работе использована геометрическая система единиц общей теории относительности, в которой $c = G = 1$.

Аккреционный диск может служить источником регулярного магнитного поля, так как обладает всеми свойствами для его генерации. В нем имеют место дифференциальное вращение и мелкомасштабная несимметричная турбулентность. В результате аккреционный диск может работать как динамо-машина. Рассмотрим процесс усиления и структурирования хаотического магнитного поля в процессе формирования плоского аккреционного диска. В начальный момент времени поле локализовано в области $r > r_0$, где r_0 – внешний радиус геометрически тонкого диска, который, согласно современным экспериментальным данным, составляет $\sim 10^4 GM/c^2$ [26], где M – масса центральной черной дыры. Вследствие хаотичности начального магнитного поля по направлению будем считать компоненты вектора магнитной индукции \vec{B}_0 по порядку величины равными его модулю B_0 . Примем, согласно [27], $B_0 = 10^{-7}$ Гс.

Рассмотрим аккреционный поток с двухмерным усредненным по времени вектором скорости:

$$\vec{V} = V_\varphi \hat{e}_\varphi - V_r \hat{e}_r, \quad (1)$$

где азимутальная компонента V_φ соответствует кеплеровскому движению вещества в диске, а радиальная V_r – определяется вязкостью. Вследствие аксиальной симметрии рассматриваемой задачи V_r и V_φ зависят только от радиальной координаты, вид зависимости будет рассмотрен далее.

Будем искать решение релятивистских уравнений гидромагнитного динамо в виде усредненного по мелкомасштабным флуктуациям

*В дальнейшем будем называть магнитосферой аккреционного диска черной дыры область окружающего пространства, в которой поведение плазмы определяется магнитным полем, связанным с аккреционным диском черной дыры.

магнитного поля \vec{B} . Для идеальной плазмы в общепринятом формализме 3+1 расщепления уравнения имеют вид [28-29]:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\sqrt{-g}B^i) = -\frac{\partial}{\partial x_j}[\sqrt{-g}(b^j u^i - b^i u^j)], \\ \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x_i}(\sqrt{-g}B^i) = 0, \quad \{i, j\} = (1, 2, 3), \end{cases} \quad (2)$$

где

$$\begin{cases} b^i = (B^i + b^t u^i)/u^t, \\ b^t = B^i u^\mu g_{i\mu}, \quad \mu = (1, 2, 3, 4); \end{cases} \quad (3)$$

B^i – контравариантные компоненты вектора магнитной индукции; $u^\mu = dx^\mu/ds$ – 4-скорость вещества в аккреционном диске. В уравнениях (2) и формулах (3) g – определитель тензора метрики Шварцшильда,

$$\sqrt{-g} = r^2 \sin \theta. \quad (4)$$

Считая аккрецию двухмерной, будем рассматривать решение системы (2) только в области диска. При этом $\theta = \pi/2$, $\sqrt{-g} = r^2$ и можно пренебречь компонентой вектора магнитной индукции B_θ , усиление которой, вследствие двухмерности рассматриваемой задачи, не происходит. Граничные и начальные условия для уравнений (2) имеют вид:

$$\vec{B}(r_0, t) = \vec{B}_0(t) \approx B_0(\hat{e}_r + \hat{e}_\varphi); \quad (5)$$

$$\vec{B}(r, t_0) = \begin{cases} B_0(\hat{e}_r + \hat{e}_\varphi), & r \geq r_0, \\ 0, & r < r_0. \end{cases}$$

Система (2) может быть записана с учетом индексов в следующем виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\sqrt{-g}B^r) = -\frac{\partial}{\partial \varphi}[\sqrt{-g}(b^\varphi u^r - b^r u^\varphi)], \\ \frac{\partial}{\partial t}(\sqrt{-g}B^\varphi) = -\frac{\partial}{\partial r}[\sqrt{-g}(b^r u^\varphi - b^\varphi u^r)] \end{cases} \quad (6)$$

или, учитывая (3) и (4), в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\sqrt{-g}B^r) = -\frac{\partial}{\partial \varphi}[\sqrt{-g}(B^\varphi u^r/u^t - B^r u^\varphi/u^t)], \\ \frac{\partial}{\partial t}(\sqrt{-g}B^\varphi) = -\frac{\partial}{\partial r}[\sqrt{-g}(B^r u^\varphi/u^t - B^\varphi u^r/u^t)]. \end{cases} \quad (7)$$

Симметрия аккреции относительно угловой координаты φ ,

$$\begin{cases} B^\varphi = B^\varphi(r, t), \\ B^r = B^r(r, t), \end{cases}$$

приводит к значительному упрощению первого из уравнений систем (6), (7):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\sqrt{-g}B^r) = 0. \quad (8)$$

Из полученного равенства (8) следует, что радиальная составляющая вектора магнитного поля не зависит от времени. Поэтому с учетом граничных условий можем записать:

$$B^r = B_0^r \left(\frac{r_0}{r}\right)^2. \quad (9)$$

Следующим шагом является нахождение аналитического выражения для B^φ . Комбинируя (9) со вторым уравнением (7), получим

$$r^2 \frac{\partial B^\varphi}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r} \left[B_0 r_0^2 \frac{u_\varphi}{u_t} - r^2 B^\varphi \frac{u_r}{u_t} \right]. \quad (10)$$

Так как $u_{\varphi,r}/u_t = V_{\varphi,r}$, уравнение (10) может быть переписано в виде:

$$\frac{\partial B^\varphi}{\partial t} - \frac{\partial B^\varphi}{\partial r} V_r = B^\varphi \left(\frac{2}{r} V_r + \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) - B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{\partial V_\varphi}{\partial r}. \quad (11)$$

Решение дифференциального уравнения (11) – зависящая от времени и радиальной координаты функция B^φ . Следует отметить, что во всех расчетах в настоящей работе используется координатное время, т. е. связанное с удаленным наблюдателем. Уравнение (11) приводит к системе обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$dt = -\frac{dr}{V_r} = \frac{dB^\varphi}{B^\varphi \left(\frac{2}{r} V_r + \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) - B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{\partial V_\varphi}{\partial r}}. \quad (12)$$

Первое уравнение этой системы,

$$\frac{dB^\varphi}{dt} = B^\varphi \left(\frac{2}{r} V_r + \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) - B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{\partial V_\varphi}{\partial r}, \quad (13)$$

имеет решение:

$$B^\varphi = B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{\partial V_\varphi}{\partial r} \frac{1}{2V_r/r + \partial V_r/\partial r} + C_1 \exp \left\{ \left(\frac{2V_r}{r} + \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) t \right\}. \quad (14)$$

С учетом знака в определении вектора скорости в аккреционном диске (1) в полученном решении (14) уравнения (13) следует изменить знак перед V_r , т. е.

$$B^\varphi = -B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{\partial V_\varphi}{\partial r} \frac{1}{2V_r/r + \partial V_r/\partial r} + C_1 \exp \left\{ -\left(\frac{2V_r}{r} + \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) t \right\}. \quad (15)$$

Второе уравнение системы (12) вместе с решением имеет вид:

$$dt = \frac{dr}{V_r} \Rightarrow C_2 = r - V_r t. \quad (16)$$

В полученных решениях (14)–(16) C_1 и C_2 – константы. Общее решение (12) – произвольная функция

$$f(\Phi_1, \Phi_2) = 0, \quad (17)$$

где

$$\begin{cases} \Phi_1(r, t) = C_1, \\ \Phi_2(r, t) = C_2. \end{cases}$$

В качестве $f(\Phi_1, \Phi_2)$ была использована линейная функция

$$f(\Phi_1, \Phi_2) = a_0 + a_1 \Phi_1(r, t) + a_2 \Phi_2(r, t). \quad (18)$$

Коэффициент a_1 можно принять равным единице, тогда, с учетом (17) и (18),

$$B^\Phi = -B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \frac{\partial V_\Phi}{\partial r} \frac{1}{2V_r/r + \partial V_r/\partial r} + [a_0 + a_2(r - V_r t)] \exp \left\{ - \left(\frac{2V_r}{r} + \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) t \right\}. \quad (19)$$

При последующих вычислениях радиальная и временная координаты будут выражены в единицах GM/c^2 , т. е. $R \equiv r/M$, $T \equiv t/M$. Следующим шагом является нахождение величин a_0 и a_2 с использованием начальных и граничных условий. В начальный момент времени магнитное поле B_0 локализовано на внешней границе аккреционного диска, $R = R_0$, следовательно

$$a_0 = B_0 - a_2 R_0. \quad (20)$$

Из (5) следует:

$$B^\Phi|_{R=R_0} = B_0. \quad (21)$$

Для нахождения B_Φ в явном виде необходимо знание функции V_r . В настоящее время определение радиальной составляющей скорости в аккреционных дисках является исключительно сложной задачей. Получим выражение для V_r в рамках стандартной модели дисковой аккреции [6, 25]. Для геометрически тонкого диска справедливо соотношение:

$$\frac{V_r}{V_\Phi} = \alpha \frac{C_S^2}{V_\Phi^2},$$

где C_S – скорость звука в диске, α – безразмерный параметр вязкости [6], который, согласно последним теоретическим и экспериментальным данным [30], составляет $0.1 \div 0.4$. Будем считать, что скорость звука не меняется вдоль радиальной координаты аккреционного диска [25, 31] и приблизительно равна известной из наблюдений средней скорости звука в областях Н II нашей Галактики [32]: $C_S \approx 10$ км/с. Таким образом, получим следующую оценку:

$$V_r \approx 10^{-10} / V_\Phi = 10^{-10} \sqrt{R},$$

где компоненты скорости, радиус-вектор, как и раньше, являются безразмерными. Будем считать скорость V_Φ кеплеровской. Тогда условия (20) и (21) приводят к выражению для a_2 :

$$a_2 = \frac{B_0}{5\gamma^2 R_0^{5/2} T} \exp \left\{ \frac{5}{2} \gamma R_0^{-1/2} T \right\}, \quad (22)$$

где $\gamma = 10^{-10}$.

Преобразовывая (19) с учетом выражений для компонент скорости и (22), получим:

$$B^\varphi = B_0 \left(\frac{R_0}{R^2} \right)^2 \frac{1}{5\gamma} + \left[a_0 + a_2 (R - \gamma\sqrt{RT}) \right] \times \exp \left\{ -\frac{5}{2} \gamma R^{-1/2} T \right\}. \quad (23)$$

Однако формула (23) не является окончательным решением. Необходимо принять во внимание тот факт, что магнитное поле существует только в области, которой достигло аккрецируемое вещество, т. е. при $R \geq R_0 - \langle V_r \rangle_r T$. Более точно это условие может быть записано в виде:

$$\int_R^{R_0} \frac{dR}{V_r} \leq \int_0^T dt \Rightarrow R^{1/2} \geq R_0^{1/2} - \frac{1}{2} \gamma T. \quad (24)$$

При $R^{1/2} < R_0^{1/2} - \frac{1}{2} \gamma T$ вещество отсутствует, так как это внутренний радиус нестационарного диска.

Выражения (9), (23) вместе с условием (24) определяют распределение магнитной индукции по аккреционному диску и его зависимость от времени.

Так как из (23) и (9) следует, что $B_\varphi \gg B_r$, то значение магнитной индукции $B \approx B_\varphi$. Зависимость B_φ от R и T представлена на рис. 1. Промежуток времени, за который аккрецирующее вещество достигает внутренней границы стационарного диска ($R = 6$) равен

$$t_a = -\frac{GM}{c^3} \int_{R_0}^6 \frac{dR}{\gamma\sqrt{R}} \approx 2 \cdot 10^{12} \frac{GM}{c^3}. \quad (25)$$

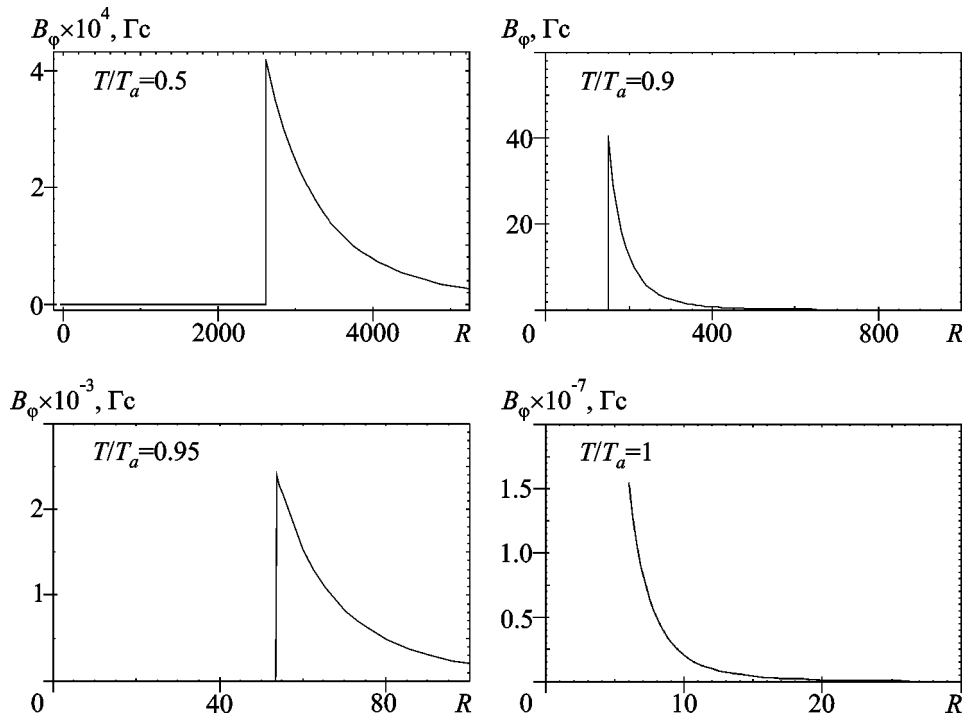


Рис. 1. Распределение азимутальной компоненты вектора магнитной индукции вдоль радиальной координаты в плоскости аккреционного диска вокруг черной дыры Шварцшильда в различные моменты времени. Величина T_a – безразмерный период времени, за который вещество аккреционного диска достигает внутренней границы диска, $T_a = t_a \cdot c^3 / (GM)$. Изображения характеризуют изменение магнитного поля в диске в нестационарном режиме. Вертикальный срез на каждом графике обозначает внутреннюю границу нестационарного диска, внутри которой вещество и связанное с ним поле отсутствует

Полученное из (25) значение t_a соответствует медленной аккреции, которая находится в хорошем соответствии с современными аккреционными моделями [10, 11, 24, 25].

3. Стационарное распределение магнитной индукции в аккреционных дисках черных дыр Керра

Рассмотрим действие эффекта гидромагнитного динамо в плоском аккреционном диске вокруг предельно вращающейся черной дыры. Непосредственное аналитическое решение уравнений (2) для метрики Керра является сложной задачей. Поэтому будем искать стационарные решения системы (2). Такая ситуация соответствует установившемуся режиму аккреции, когда плазма достигает предельной внутренней стационарной круговой орбиты, радиус которой для предельно вращающихся черных дыр равен радиусу горизонта событий, и перестает зависеть от времени. Используя систему координат Бойера–Линдквиста, получим:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\sqrt{-g}B^i) = 0,$$

откуда

$$\frac{\partial}{\partial t}[\sqrt{-g}(b^j u^i - b^i u^j)] = 0$$

и

$$b^j u^i - b^i u^j = \frac{C}{\sqrt{-g}}, \quad (26)$$

где C – константа, $\sqrt{-g} = r^2$ – определитель тензора метрики Керра для случая плоского диска. Преобразовывая (26), получим

$$b^\varphi u^r - b^r u^\varphi = \frac{C}{r^2}. \quad (27)$$

Применяя к (27) преобразования, аналогичные использованным в предыдущем разделе, приходим к стационарным значениям компонент вектора магнитной индукции:

$$\begin{cases} B^r = B_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2, \\ B^\varphi = B_0 \left(\frac{R_0}{R^2} \right)^2 \frac{1}{5\gamma}. \end{cases} \quad (28)$$

Из релятивистских уравнений Максвелла следует также существование электрического поля $\vec{E} = E_z \hat{e}_z$, где

$$E_z = b^r u^\varphi - b^\varphi u^r = B_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2 \cdot \gamma \sqrt{R}. \quad (29)$$

Структура силовых линий стационарного электромагнитного поля в аккреционном диске изображена на рис. 2. Из полученных выражений (28) и (29) следует, что $B^\varphi \gg B^r$ и $B^\varphi \gg E^z$. Кроме того, из (28) следует, что магнитное поле максимально вращающейся черной дыры достигает наибольшего значения вблизи горизонта событий и составляет $\sim 10^{10}$ Гс.

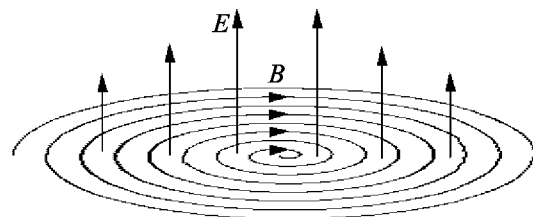


Рис. 2. Схематическое изображение силовых линий электромагнитного поля в плоском стационарном аккреционном диске вокруг черной дыры Керра. Силовые линии магнитного поля имеют спиральную структуру, силовые линии электрического поля направлены вертикально

4. Обсуждение и заключение

В разделе 2 были получены аналитические решения уравнений релятивистской магнитной гидродинамики, описывающие эффект гидромагнитного динамо для двух типов сверхмассивных черных дыр в АГЯ: нестационарные решения для невращающихся черных дыр и стационарные для предельно вращающихся.

Результат пространственного и временного распределения магнитной индукции ($B \approx B_\phi$) в аккреционном диске черной дыры Шварцшильда изображен на рис. 1. Можно видеть процесс усиления магнитного поля, происходящий в приближающейся к черной дыре плазме. В начальный момент времени магнитное поле локализовано вблизи R_0 , где $B = B_0 = 10^{-7}$ Гс. При $R < R_0$ магнитное поле $B = 0$, так как аккрецируемая плазма еще не достигла данной области. Затем, при движении плазмы к черной дыре, в аккреционном диске устанавливается поле $B > B_0$, его структура упорядочивается и становится спиральной. На рис. 1 можно видеть стадии этого процесса. Наиболее интересной особенностью является резкое увеличение напряженности магнитного поля вблизи внутренней границы аккреционного диска ($R = 6$) при переходе системы в стационарный режим. Поле возрастает до значения $\sim 10^7$ Гс. Аккреция и усиление магнитного поля протекают в две стадии: переходную и стационарную. Переход между ними происходит при достижении аккрецируемой плазмой внутренней границы аккреционного диска.

В разделе 3 построено стационарное распределение электромагнитного поля в плоском аккреционном диске вокруг предельно вращающейся сверхмассивной черной дыры. Показано, что в данном случае магнитное поле может достигать значений $\sim 10^{10}$ Гс вблизи горизонта событий.

Полученные максимальные значения магнитной индукции вблизи внутренних границ аккреционных дисков на несколько порядков превышают оценку эддингтоновского предела для магнитного поля 10^4 Гс, полученную в [25]. Однако в [25] это значение поля найдено исходя из модели свободного падения плазмы на черную дыру. В действительности, вследствие турбулентной вязкости, время t приближения вещества к внутренней границе аккре-

ционного диска R_{in} может на много порядков превышать время свободного падения. Данное утверждение следует из определения эддингтоновского предела для магнитного поля

$$\frac{B_{\text{edd}}^2}{8\pi} \approx \frac{3L_{\text{edd}}}{4\pi R_{\text{in}}^3} t.$$

Поэтому значения $10^7 \div 10^{10}$ Гс, полученные в настоящей работе, могут не превышать B_{edd} .

Рассмотрим диссипативные эффекты в плазме, могущие оказать влияние на нарушение условия замороженности магнитного поля в плазму. Поведение силовых линий по отношению к сопутствующей плазме характеризуется магнитным числом Прандтля: $P_M = \nu/\eta$, где ν – кинематическая вязкость, η – удельное сопротивление. Согласно существующим моделям [7-11] вязкость в аккреционных дисках вызывается турбулентностью, связанной с магниторотационной неустойчивостью. При $P_M > 1$ характерная шкала вязкости становится больше резистивной, и диссипация поля оказывается неэффективной. Это приводит к нарастанию поля на характерных шкалах вязкости и, как показано в работе [33], к продолжению его усиления на больших масштабах. Поскольку, как показывают аналитические расчеты и численные модели [34], в геометрически тонких дисках может выполняться условие $P_M \gg 1$, использование приближения идеальной плазмы с замороженностью магнитного поля является оправданным.

Рассмотренная в работе модель допускает исчезновение магнитного поля на горизонте событий. В ней не рассматривается значение поля на самом горизонте, а только в областях непосредственно близких к нему.

Предельно вращающиеся черные дыры являются наиболее вероятными типами центральных объектов в АГЯ. Однако в конце эволюции активности галактических ядер вследствие прекращения аккреции вращающиеся черные дыры могут терять угловой момент и постепенно превращаться в невращающиеся. Поэтому процессы генерации электромагнитных полей, описанные в разделах 2 и 3, могут иметь место на разных стадиях эволюции АГЯ.

Литература

1. Lo K. Y., Shen Z., Zhao J., Ho P. Intrinsic Size of Sagittarius A*: 72 Schwarzschild Radii // *Astrophys. J.* – 1998. – Vol. 508. – P. L61-L64.
2. Junior W., Biretta J. A., Livio M. Formation of the radio jet in M87 at 100 Schwarzschild radii from the central black hole // *Nature*. – 1999. – Vol. 401. – P. 891-892.
3. Doeleman S. S., Shen Z., Rogers A. E. E., Bower G. C., Wright M. C. H., Zhao J., Backer D. C., Crowley J. W., Freund R. W., Ho P., Lo K. Y., Woody D. P. Structure of Sagittarius A* at 86 GHz using VLBI Closure Quantities // *Astron. J.* – 2001. – Vol. 121. – P. 2610-2617.
4. Rees M. J. Why AGN studies need higher resolution // *Proc. of IAU Symposium #205. Galaxies and their constituents at the highest angular resolutions.* – Manchester (UK) – 2001. – P. 2-9.
5. Blandford R. D., Payne D. G. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1982. – Vol. 199. – P. 883-903.
6. Shakura N. I., Sunyaev R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astron. Astrophys.* – 1973. – Vol. 24. – P. 337-355.
7. Balbus S. A., Hawley J. F. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis // *Astrophys. J.* – 1991. – Vol. 376. – P. 214-222.
8. Hawley J. F., Balbus S. A. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. II - Nonlinear evolution // *Astrophys. J.* – 1991. – Vol. 376. – P. 223-233.
9. Hawley J. F., Gammie C. F., Balbus S. A. Local three-dimensional magnetohydrodynamic simulations of accretion disks // *Astrophys. J.* – 1995. – Vol. 440. – P. 742-763.
10. Hawley J. F., Krolik J. H. Global MHD simulation of the inner accretion disk in a pseudo-newtonian potential // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 548. – P. 348-367.
11. Hawley J. F. Global magnetohydrodynamical simulations of accretion tori // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 528. – P. 462-479.
12. Blandford R. D., Znajek R. L. Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1977. – Vol. 179. – P. 433-456.
13. Stone J. M., Pringle J. E. Magnetohydrodynamical non-radiative accretion flows in two dimensions // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2001. – Vol. 322. – P. 461-472.
14. Igumenshchev I. V., Abramowicz M. A. Rotating accretion flows around black holes: convection and variability // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1999. – Vol. 303. – P. 309-320.
15. Igumenshchev I. V., Abramowicz M. A. Two-dimensional models of hydrodynamical accretion flows into black holes // *Astrophys. J. Suppl.* – 2000. – Vol. 130. – P. 463-484.
16. Igumenshchev I. V., Abramowicz M. A., Narayan R. Numerical simulations of convective accretion flows in three dimensions // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 537. – P. L27-L30.
17. Stone J. M., Pringle J. E., Begelman M. C. Hydrodynamical non-radiative accretion flows in two dimensions // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1999. – Vol. 310. – P. 1002-1016.
18. Balbus S. A., Hawley J. F. Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks // *Rev. Mod. Phys.* – 1998. – Vol. 70. – P. 1-53.
19. Brandenburg A., Sokoloff D. D. Local and nonlocal magnetic diffusion and alpha-effect tensors in shear flow turbulence // *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* – 2002. – Vol. 96. – P. 319-344.
20. Von Rekowski B., Brandenburg A., Dobler W., Shukurov A. Structured outflow from a dynamo active accretion disc // *Astron. Astrophys.* – 2003. – Vol. 398. – P. 825-844.
21. Khanna R., Camenzind M. The gravitomagnetic dynamo effect in accretion disks of rotating black holes // *Astrophys. J.* – 1994. – Vol. 435. – P. L129-L132.
22. Khanna R., Camenzind M. The $\omega\Omega$ dynamo in accretion disks of rotating black holes // *Astron. Astrophys.* – 1996. – Vol. 307. – P. 665-685.
23. Khanna R., Camenzind M. Erratum: The $\omega\Omega$ dynamo in accretion disks of rotating black holes // *Astron. Astrophys.* – 1996. – Vol. 313. – P. 1028.
24. Bisnovatyi-Kogan G. S., Lovelace R. V. E. Advective accretion disks and related problems including magnetic fields // *New Astron. Rev.* – 2001. – Vol. 45. – P. 663-742.
25. Бескин В. С. Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. – М.: Физматлит, 2006. – 384 с.
26. Collin S., Hure J.-M. Size-mass-luminosity relations in AGN and the role of the accretion disc // *Astron. Astrophys.* – 2001. – Vol. 372. – P. 50-58.
27. Gaensler B. M., Beck R., Feretti L. The origin and evolution of cosmic magnetism // *New Astron. Rev.* – 2004. – Vol. 48. – P. 1003-1012.
28. Gammie C. V., McKinney J. C. HARM: a numerical scheme for general relativistic magnetohydrodynamics // *Astrophys. J.* – 2003. – Vol. 589. – P. 444-457.
29. Misner C., Thorne K., Wheeler J. *Gravitation.* – San Francisco: Freeman, 1973. – 1278 p.
30. King A. R., Pringle J. E., Livio M. Accretion disc viscosity: how big is alpha? // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 376. – P. 1740-1746.
31. Бескин В. С., Пидопрыгора Ю. Н. Гидродинамическая аккреция на черные дыры // *ЖЭТФ.* – 1995. – Т. 107, №4. – С. 1025-1046.
32. Spitzer L. *Physical Processes in the Interstellar Medium.* – New York: John Wiley and Sons, 1977. – 336 p.
33. Brandenburg A. The inverse cascade and nonlinear alpha-effect in simulations of isotropic helical hydromagnetic turbulence // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 550. – P. 824-840.
34. Balbus S. A., Henri P. On the magnetic Prandtl number behavior of accretion disks // *Preprint astro/ph-0706.0828.* Accepted for publication in the *Astrophys. J.* – 2007.

**Великомасштабна динаміка
магнітосфер акреційних дисків
навколо надмасивних чорних дір**

О. Л. Поплавський

Показано аналітичну модель динаміки магнітосфер навколо надмасивних чорних дір в активних галактичних ядрах. Для необертючих чорних дір знайдено нестационарні аналітичні розв'язки рівнянь магнітної гідродинаміки у загальній теорії відносності, що описують ефект гідромагнітного динамо, одержано просторовий та часовий розподіли великомасштабного магнітного поля. Показано, що у плоскому акреційному диску чорної діри Шварцшильда гідромагнітне динамо призводить до двох стадій підсилення магнітного поля: перехідної і стаціонарної. У стаціонарному режимі поле локалізоване у області внутрішньої межі акреційного диска, магнітна індукція може досягати $\sim 10^7$ Гс. Отримано стаціонарні розв'язки рівнянь гідромагнітного динамо акреційних дисків максимально обертових чорних дір. Для таких об'єктів знайдено найбільше значення магнітної індукції поблизу горизонту подій: $\sim 10^{10}$ Гс. Проаналізовано застосування систем з вказаними типами чорних дір до реальних активних галактичних ядер.

**Large-Scale Accretion Disk
Magnetosphere Dynamics around
Supermassive Black Holes**

A. L. Poplavsky

The analytical model of accretion disk magnetosphere dynamics around supermassive black holes in active galactic nuclei is shown. The nonstationary analytical solutions of general relativistic magnetohydrodynamics equations governing dynamo action are derived for nonrotating black holes. Large-scale magnetic field spatial and time distributions are determined. It is shown that dynamo action leads to two – transient and steady-state – stages of magnetic field induction in a flat accretion disk around Schwarzschild black hole. In the steady-state regime the magnetic field is located near the inner border of accretion disk, and its flux density can reach $\sim 10^{10}$ G. The stationary solutions of induction equation for fast spinning black hole accretion disks are derived, the maximal value of magnetic field flux density near the event horizon is found being $\sim 10^{10}$ G. Applications of systems with such types of black holes in real galactic nuclei are discussed.