

УДК 533; 523.801

© 2004 г. А. В. Орешина, И. В. Орешина, Б. В. Сомов, Н. И. Шакура

**ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ МАГНИТОСФЕРЫ КОМПАКТНОЙ ЗВЕЗДЫ
С АККРЕЦИОННЫМ ДИСКОМ**

Рассматривается магнитосфера компактного звездного объекта с аккреционным диском. В приближении идеальной магнитной гидродинамики с помощью метода конформных отображений самосогласованным образом получены формы магнитосферы и аккреционного диска, а также конфигурация магнитного поля в пределах магнитосферы, исследуется зависимость решения от параметров. Предлагаемая модель имеет отношение к нейтронным звездам (в частности, магнетарам) и белым карликам.

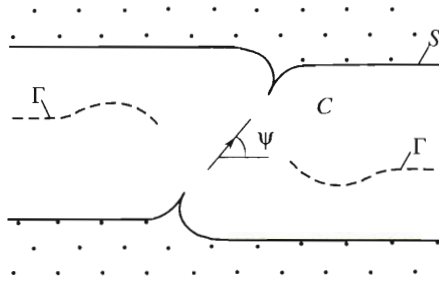
Образование компактного объекта – заключительный этап эволюции звезды, на котором термоядерные реакции уже завершены, и звездное вещество начинает сжиматься (коллапсировать) под действием сил гравитации [1]. В результате звезда достаточно малой массы становится белым карликом, т.е. объектом, равновесие которого обеспечивается равенством сил гравитации и силы давления вырожденного электронного газа. Максимальное значение массы белого карлика (предел Чандрасекара) составляет около 1.46 массы Солнца. Если у звезды нет источников внутренней энергии и ее масса превышает предел Чандрасекара, то она будет коллапсировать до тех пор, пока ядра атомов не придут в соприкосновение, возникнет гигантское атомное ядро с плотностью порядка 10^{14} г/см³ и размером примерно 10 км – нейтронная звезда [2].

Сочетание большой массы и малых размеров приводит к тому, что компактную звезду окружает *сильное гравитационное поле*, способное захватывать вещество из межзвездной среды или с расположенной рядом обычной звезды (компаньона в паре). В одних случаях вещество, приближаясь к компактной звезде, следует линиям магнитного поля и устремляется к полюсам, где гравитационная энергия вещества преобразуется в рентгеновское излучение. Между тем далеко не все наблюдательные данные удается объяснить этим сценарием. В частности, было показано, что если захваченное гравитационным полем вещество обладает достаточно большим вращательным моментом, то оно закручивается вокруг компактного объекта, образуя кольцевой вращающийся диск, называемый аккреционным диском (АД) [3, 4]. Штриховые линии Г на фиг. 1 схематически показывают его сечения. К настоящему времени предложено большое количество различных моделей физических процессов, происходящих в окрестностях таких звезд [5]. Однако механизмы аккреции в данной статье рассматриваться не будут, ее цель – изучение магнитного поля системы звезда–АД.

Наличие *сильных магнитных полей* – вторая особенность компактных объектов. Напряженность поля на нейтронной звезде достигает $\sim 10^{12}$ Гс. В последние годы появились данные о молодых нейтронных звездах с магнитными полями $\sim 10^{15}$ Гс, которые получили название магнетаров [6, 7]. Столь сильное поле оказывает огромное влияние на движение плазмы вблизи звезды.

Кроме того, важно отметить, что сами АД обладают *собственным магнитным полем*, которое пронизывает и некоторую область по обе стороны АД, образуя корону (С на фиг. 1) [8–10]. Область околзвездного пространства, занятая магнитным полем компактной звезды и короной АД, называется магнитосферой, а ее граница – магнитопаузой (S на фиг. 1).

Исследование магнитосферы компактных звезд (ее формы, размеров, конфигурации и величины поля внутри нее) – одна из актуальных астрофизических проблем. Многие публикации указывают на то, что именно магнитное поле ответственно за различные наблюдательные проявления компактных звезд, такие, как рентгеновское излучение и выбросы вещества [7–12]. Наблюдения показывают, что в ряде случаев рентгеновское излучение приходит из обла-



Фиг. 1

стей, расположенных над внутренней частью АД, т.е. из областей взаимодействия поля звезды с полем АД [13–17]. Знание величины поля в различных частях магнитосферы и внутреннего радиуса АД позволит получать достоверные количественные оценки выделения энергии в короне АД, а знание характерных размеров магнитосферы может помочь объяснить особенности периодического излучения компактных звезд.

Для решения двумерных задач космической магнитогидродинамики давно применяется теория функций комплексного переменного (см. [18–21] и др.). В частности, был дан пример расчета задач об обтекании тел, имеющих магнитное поле, потоком проводящего газа и решена задача о форме магнитосферы Земли [22–24]. Была рассмотрена задача о конфигурации магнитного поля вблизи аккрецирующей компактной звезды, обладающей мультипольным магнитным моментом [25], и звезды, обладающей дипольным магнитным моментом, без учета внешней границы магнитосферы и в приближении плоского АД [26]. Был выполнен расчет формы магнитосферы с плоским АД при наличии внешней границы [27]. Исследовался вопрос о форме АД [28, 29]. Найдено точное решение для формы магнитосферы без АД с произвольным степенным распределением давления, а также форма магнитосферы звезды, вращающейся в гиперзвуковом режиме [21]. Изучалась конфигурация магнитного поля в магнитосфере звезды без АД [30].

Ниже рассматривается задача о магнитосфере компактного объекта, обладающего дипольным магнитным моментом, для случая, когда имеет место дисковая аккреция. Окружающая магнитосферу плазма характеризуется давлением $p = p_0 = \text{const}$ и большим магнитным числом Рейнольдса. В разд. 1 излагается математическая постановка задачи, в разд. 2 – метод решения. Самосогласованным образом рассчитаны форма магнитопазухи и форма АД при произвольном угле наклона ψ магнитной оси звезды к плоскости АД, а также конфигурация магнитного поля в пределах магнитосферы. В разд. 3 анализируется зависимость полученного решения от входных параметров, рассматриваются некоторые предельные случаи, сводящие найденное решение к уже известным аналитическим решениям, результаты сравниваются с оценками других авторов, полученными на основе наблюдательных данных.

1. Постановка задачи. Для околозвездного пространства компактных объектов оказывается общим присутствие сильного магнитного поля и сравнительно разреженной плазмы. Магнитная сила здесь доминирует над остальными: градиентом давления, силой инерции, гравитационной силой и т.д. Поэтому при рассмотрении таких задач применимо приближение сильного поля [31]: решения уравнений магнитной гидродинамики ищутся в виде рядов, содержащих малые параметры, такие, как отношение газового давления к магнитному и т.д. В нулевом порядке по малым параметрам решение для магнитного поля является бессильным или потенциальным.

В рассматриваемой постановке задачи хорошо проводящая плазма обтекает некоторую “пустую” область пространства. Эту область пространства можно назвать пустой в следующем смысле; заключенное в ней магнитное поле является столь сильным, что уравновешивает само себя в плазме, как в вакууме, т.е. может быть рассчитано в потенциальном приближении. Кроме того, будем считать, что поверх-

ность раздела S между потоком плазмы и рассматриваемой областью определяется равенством магнитного и газового давлений.

Итак, физическая картина может быть описана следующей математической моделью. Компактная звезда моделируется точечным диполем с моментом

$$\mathbf{m} = m e^{i\psi} \quad (1.1)$$

где ψ – угол между направлением оси диполя и плоскостью АД вдали от звезды, где положение АД определяется условием перетекания вещества со звезды-компаньона. Магнитное поле потенциально, т.е. описывается уравнениями

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{B} = 0 \quad (1.2)$$

На магнитопаузе S магнитное давление уравновешено газовым

$$B^2/(8\pi)|_S = p \quad (1.3)$$

Вне магнитосферы $\mathbf{B} = 0$, и применимы уравнения обычной газодинамики. Предполагаем, что поле звезды не проникает ни сквозь границу S , ни сквозь АД Γ , т.е.

$$\mathbf{Bn}|_{S, \Gamma} = 0 \quad (1.4)$$

Считаем, что величина магнитного момента $m = m_0$, угол ψ наклона диполя к плоскости АД и значение газового давления $p = p_0$ заданы. Нужно найти форму магнитопаузы S , форму АД Γ , а также магнитное поле \mathbf{B} в пределах магнитосферы.

Предполагается, что магнитное давление с обеих сторон АД уравновешивается, т.е. величина $|\mathbf{B}|$ не меняется при переходе через АД. Еще один параметр, характеризующий постановку задачи, – это потоки магнитного поля, уходящие по обе стороны от АД на бесконечность. Для понимания происхождения таких потоков можно представлять себе, что изучаемая конфигурация магнитного поля возникла в результате прихода из бесконечности идеально проводящего слоя, представляющего АД. В трехмерной постановке в центре АД имеется отверстие, внутри которого находится звезда. В двумерной постановке также имеется отверстие, представляющее промежуток между левой и правой частями АД. Магнитное поле согласно условию (1.4) не пересекает АД, но ненулевой магнитный поток может проходить через отверстие в АД.

2. Решение задачи. Суть предложенного ранее [22, 24] метода решения задач с заранее неизвестной границей состоит в следующем. При любом фиксированном положении границы S решение уравнений (1.2) с условиями (1.1) и (1.4) единственно, поэтому условие (1.3) является достаточным для определения формы S .

Рассмотрим плоский случай

$$\mathbf{B} = (B_x(x, y), B_y(x, y), 0)$$

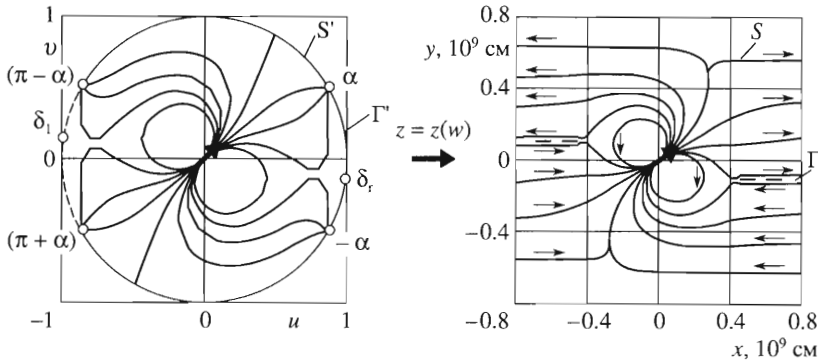
Пусть $z = x + iy$ – комплексная плоскость. Тогда поле удобно описывать с помощью потенциала $F(z)$ – аналитической функции, связанной с вектором \mathbf{B} соотношением [31]

$$\mathbf{B} = B_x + iB_y = -i(dF/(dz))^* \quad (2.1)$$

Звездочка означает комплексное сопряжение, а линии поля являются линиями уровня действительной части потенциала, т.е. определяются из условия

$$\operatorname{Re} F(z) = \operatorname{const} \quad (2.2)$$

Предположим, что существует конформное отображение области, занятой магнитосферой с неизвестной границей S в плоскости z , на некоторую известную простую



Фиг. 2

область с заданной границей S' во вспомогательной плоскости $w = u + iv$. При этом требуется, чтобы отображение $w(z)$ переводило начало координат $z = 0$ в начало координат $w = 0$ и сохраняло угол наклона диполя. Тогда, построив потенциал $F(w)$, создаваемый диполем \mathbf{m} в плоскости w , так чтобы граница S' была линией поля, и зная зависимость $w = w(z)$, можно получить вектор магнитного поля и, следовательно, распределение линий поля в плоскости z по формулам (2.1) и (2.2) (фиг. 2). Таким образом, для решения задачи (1.1)–(1.4) нужно построить потенциал $F(w)$ и отображение $w(z)$.

Будем пользоваться безразмерными переменными, полученными делением размерных величин: магнитного момента m , давления p , магнитного поля B и расстояний x, y на $m_0, p_0, B_0 = p_0^{1/2}, L_0 = m_0^{1/3} p_0^{-1/6}$ соответственно.

В качестве вспомогательной области в плоскости w выберем единичный круг. Тогда искомый потенциал имеет вид

$$F(w) = iQ \left(\ln \frac{w - e^{i\alpha}}{we^{i\alpha} - 1} + \ln \frac{w - e^{i(\pi-\alpha)}}{-we^{i(\pi-\alpha)} + 1} \right) + ie^{-i\psi} w + \frac{ie^{i\psi}}{w} \quad (2.3)$$

Здесь Q – “магнитная масса” [24]: величина, характеризующая собственное магнитное поле АД. При переходе к размерным переменным ее нужно домножить на размерную величину $Q_0 = p_0^{1/3} m_0^{1/3}$; α – свободный параметр задачи, так что дуги $(-\alpha, \alpha), (\pi - \alpha, \pi + \alpha)$ единичной окружности в плоскости w переходят при отображении в правую и левую ветви АД в плоскости z , тогда как дуги $(\alpha, \pi - \alpha)$ и $(\pi + \alpha, 2\pi - \alpha)$ в плоскости w соответствуют магнитопаузе в плоскости z . Заметим, что реальное магнитное поле АД имеет весьма сложную структуру [8–10]. Так как цель настоящей работы – расчет параметров магнитосферы как целого, ограничимся учетом крупномасштабного магнитного поля АД, характеризуя его единственным параметром Q и не вдаваясь в его тонкую структуру.

Условие (1.3) дает обыкновенное дифференциальное уравнение для нахождения вещественной части $x(\varphi)$ функции отображения для магнитопаузы; здесь φ – аргумент точки в плоскости w . Уравнение решалось численно с помощью метода Рунге–Кутты. Чтобы рассчитать форму магнитопаузы, нужно найти еще и мнимую часть отображения – функцию $y(\varphi)$. Воспользуемся тем, что отображение конформно, т.е. функция $z(w)$ аналитическая. Следовательно, ее вещественная и мнимая части – гармонически сопряженные функции. С помощью разложения $x(\varphi)$ в ряд Фурье и взя-

тия гармонически сопряженного ряда находим $u(\varphi)$ для магнитопаузы. Итак, внешняя граница магнитосферы построена.

Определим теперь положение АД, т.е. найдем функцию $u(\varphi)$ на той части окружности $|w| = 1$, которая отвечает АД. В простейшей постановке задачи [25] АД замещается бесконечно тонким слоем, разделяющим противоположно направленные линии поля. Если слой неподвижен и силы, действующие по обе его стороны, уравновешены, то в каждой точке слоя имеет место равенство

$$|B^+| = |B^-|$$

где индексы плюс и минус соответствуют верхнему и нижнему берегам разрезов Γ комплексной плоскости z .

Рассмотрим во вспомогательной плоскости w дугу $(-\alpha, \alpha)$, отвечающую правой ветви АД. Точку дуги, соответствующую внутреннему краю АД, обозначим через δ_r . Из сказанного следует, что модуль поля B как функция угла φ в плоскости w имеет в точке δ_r экстремум. Построив с помощью потенциала (2.3) и соотношений (2.1) зависимость $B = B(e^{i\varphi})$, где $\varphi \in (-\alpha, \alpha)$, находим точку δ_r .

Дуга (δ_r, α) отображается на верхнюю сторону АД, а дуга $(\delta_r, -\alpha)$ – на нижнюю сторону. Следовательно, должна существовать функция $g(\varphi)$, переводящая промежутки (δ_r, α) в промежутки $(\delta_r, -\alpha)$, такая, что

$$z(e^{i\varphi}) = z(e^{ig(\varphi)}) \quad (2.4)$$

т.е.

$$|B(e^{i\varphi})| = |B(e^{ig(\varphi)})|$$

Последнее равенство, записанное с помощью соотношений (2.1) и (2.3) как функция w , дает для точек дуги $(-\alpha, \alpha)$ зависимость $g(\varphi)$. Аналогично находим δ_l – аргумент точки, отвечающей внутреннему краю левого сечения АД.

Из условия (2.4) следует

$$x(\varphi_0) = x(g(\varphi_0)) \quad (2.5)$$

где φ_0 – точка дуги $(-\alpha, \alpha)$.

Выражения для $x(\varphi_0)$ и $x(g(\varphi_0))$ найдем с помощью формулы Шварца [32]

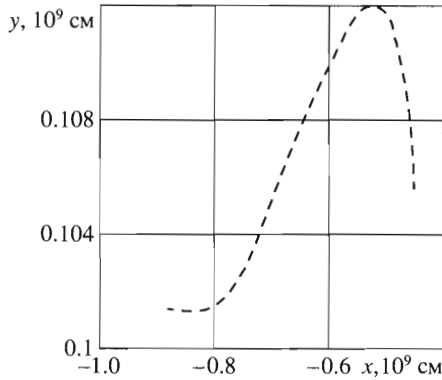
$$z(w) = -\frac{1}{2\pi i} \int_0^{2\pi} y(\varphi) \frac{e^{i\varphi} + w}{e^{i\varphi} - w} d\varphi \quad (2.6)$$

Запишем ее для точек единичной окружности $w = e^{i\varphi_0}$ и выделим вещественную часть. Получим

$$x(\varphi_0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} y(\varphi) \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_0}{2} d\varphi \quad (2.7)$$

Обозначим через $y_{r(l)}(\varphi)$ мнимую часть функции $z(w)$, отвечающую за правое (левое) сечение АД, через $y_{l(b)}(\varphi)$ – мнимую часть функции отображения, отвечающую за верхнюю (нижнюю) границу магнитосферы. Тогда выражение (2.7) примет вид

$$x(\varphi_0) = \frac{1}{2\pi} \left[\int_{-\alpha}^{\alpha} y_r(\varphi) \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_0}{2} d\varphi + \int_{\alpha}^{\pi - \alpha} y_l(\varphi) \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_0}{2} d\varphi + \right. \\ \left. + \int_{\pi - \alpha}^{\pi + \alpha} y_l(\varphi) \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_0}{2} d\varphi + \int_{\pi + \alpha}^{2\pi - \alpha} y_b(\varphi) \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \varphi_0}{2} d\varphi \right] \quad (2.8)$$



Фиг. 3

Аналогично записывается выражение для $x(g(\varphi_0))$ (достаточно в равенстве (2.8) заменить φ_0 на $g(\varphi_0)$).

Предположим, что $y_r(\varphi)$ и $y_l(\varphi)$ – медленно меняющиеся функции, т.е. для каждого выбранного φ_0 будем считать

$$y_{r,l}(\varphi) = \text{const}(\varphi_0) = C_{r,l}(\varphi_0)$$

Такое предположение позволит вынести эти функции из-под знаков интеграла. Тогда в силу соотношения (2.5), приравнявая $x(\varphi_0)$ и $x(g(\varphi_0))$, получаем уравнение относительно двух постоянных $C_r(\varphi_0)$ и $C_l(\varphi_0)$. Так как задача симметрична относительно начала координат, имеем

$$C_l(\varphi_0) = -C_r(\varphi_0) \tag{2.9}$$

что сводит условие (2.5) к уравнению для одной неизвестной $C_r(\varphi_0)$ для каждого значения φ_0 . Затем с помощью выражения (2.8) находим соответствующие значения $x(\varphi_0)$. Пары $(x(\varphi_0), C_r(\varphi_0))$, где $\varphi_0 \in (\delta_r, \alpha)$, дают положение и форму правого сечения АД, а пары $(x(\varphi_0), -C_r(\varphi_0))$, где $\varphi_0 \in (\pi - \alpha, \delta_l)$, – положение и форму левого сечения АД.

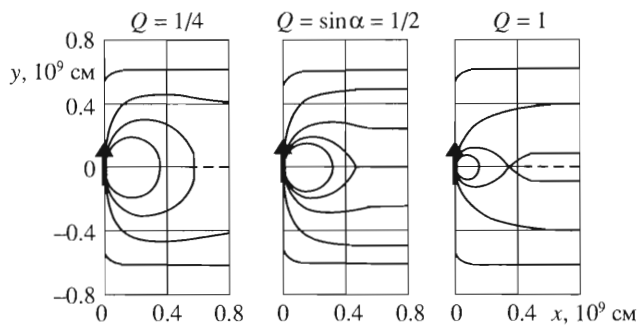
Пример расчета приведен на фиг. 3, где форма левого сечения АД показана при разных масштабах по осям абсцисс и ординат. Заметим, что АД почти плоский, т.е. магнитное поле не оказывает большого влияния на форму АД.

Тем самым полностью определена система функций $y(\varphi)$ для всех $\varphi \in (0, 2\pi)$. Теперь, воспользовавшись формулой Шварца (2.6), найдем функцию $z(w)$ во всем круге $|w| \leq 1$. Зная потенциал $F(w)$ и отображение $z(w)$, переводящее единичный круг плоскости w в магнитосферу в плоскости z , получаем конфигурацию магнитного поля в плоскости z .

Чтобы вернуться к размерным переменным, нужно задать значения магнитного момента m_0 и давления p_0 межзвездного газа на границе магнитосферы. Для этого воспользуемся известными данными [5] и выберем $m_0 = 10^{30}$ Гс · см³ и $p_0 = 1.38 \cdot 10^6$ дин/см², что соответствует параметрам типичной нейтронной звезды.

Для примера на фиг. 2 приведена картина линий поля в плоскостях w и z для значений параметров $\alpha = \pi/6$, $Q = 1/2$, $\psi = \pi/4$. Отметим, что изложенный метод позволяет получать численные оценки напряженности магнитного поля в любой точке магнитосферы.

3. Обсуждение результатов. Оценка достоверности полученного решения. Варьируя значения присутствующих в задаче трех параметров α , ψ и Q , можно сводить полученное решение к уже известным результатам других авторов.



Фиг. 4

Случаю $\alpha = 0$ и $Q = 0$ отвечает магнитосфера без АД; вся вспомогательная единичная окружность перейдет при отображении во внешнюю границу магнитосферы (фиг. 2). Направив магнитный диполь вверх, т.е. положив $\psi = \pi/2$, получим потенциал F , совпадающий с рассмотренным ранее [30] для соответствующего случая, и форму магнитосферы без АД, рассчитанную [30] методом конформных отображений и совпадающую с полученной другим методом [33].

Заметим, что параметры α и Q взаимосвязаны. Они могут быть отличны от нуля или обращаться в нуль одновременно. Действительно, случай $\alpha \neq 0$ соответствует существованию АД. Так как реальные АД всегда обладают магнитным полем, то параметр Q , характеризующий его величину, должен быть отличен от нуля. Это отражено в формуле (2.3) для магнитного потенциала, где при обращении в нуль одного из параметров α и Q второй исчезает автоматически.

О достоверности представленного решения свидетельствует и тот факт, что полученные характерные размеры магнитосферы хорошо согласуются с оценками других авторов. Так, по оценкам, полученным при анализе наблюдений с помощью космического аппарата IXAE нейтронной звезды $4U\ 1907 + 09$, звезда окружена магнитосферой с характерным радиусом $r_m \sim 0.4 \cdot 10^9$ см, а АД начинается на расстоянии $r_d \sim 10^8 - 10^9$ см от звезды [15]. В правой части фиг. 2 представлены результаты проведенных авторами расчетов для стандартной нейтронной звезды, т.е. звезды с магнитным моментом $m_0 = 10^{30}$ Гс \cdot см³ и газовым давлением на границе магнитосферы $p_0 = 1.38 \cdot 10^6$ дин/см² (данные взяты из [5]), которые дают характерный размер магнитосферы $r_m \approx 0.6 \cdot 10^9$ см и расстояние от звезды до АД $r_d \approx 4 \cdot 10^8$ см.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что достоверность полученных результатов подтверждается имеющимися теоретическими расчетами и наблюдательными данными. Заметим, что был приведен [15] список известных нейтронных звезд, аналогичных $4U\ 1907 + 09$, т.е. звезд, к которым может быть применима предложенная модель.

Исследование структуры магнитосферы. Рассмотрим особенности поля в пределах магнитосферы. Для простоты остановимся на случае, когда магнитная ось звезды направлена перпендикулярно плоскости АД: $\psi = \pi/2$. При этом структура магнитного поля становится симметричной относительно оси Oy , а АД приобретает плоскую форму. Показанные на фиг. 4 три варианта структуры поля отвечают трем значениям параметра Q при фиксированном $\alpha = \pi/6$ (из соображений симметрии представлены только правые части магнитосфер). Видно, как меняется конфигурация поля внутри магнитосферы при увеличении магнитного поля АД.

Остановимся на вопросе о расположении и количестве нулевых точек магнитного поля. Такие точки играют важную роль в процессе ускорения частиц в плазме [31]. Расчеты показывают, что магнитосфера содержит две нулевые точки, которые ле-

жат в плоскости АД. В зависимости от соотношения магнитного момента звезды и диска нулевые точки могут быть расположены между звездой и АД (правая часть фиг. 4), совпадать с внутренним краем АД (средняя часть фиг. 4) или лежать на АД (левая часть фиг. 4).

Определим, при каких значениях параметров α и Q нулевая точка совпадет с внутренним краем АД. Очевидно, нулевые точки поля в плоскости w отвечают нулевым точкам в плоскости z . Действительно, из выражения (2.1) следует уравнение

$$\mathbf{B} = -i(dF/(dz))^* = -i(dF/(dw)dw/(dz))^* = 0$$

Производная dw/dz отлична от нуля вследствие конформности отображения. Следовательно, должно выполняться равенство

$$dF/(dw) = 0 \tag{3.1}$$

означающее равенство нулю координат B_u и B_v магнитного поля в плоскости w . Потенциал F в этой плоскости имеет аналитический, удобный для анализа вид (2.3). При фиксированном значении $\psi = \pi/2$ вследствие симметрии магнитного поля относительно оси Oy во вспомогательной плоскости w началу нейтрального слоя отвечает точка $(1, 0)$. Подставив эти координаты в систему (3.1), после отделения действительной и мнимой частей получаем систему двух алгебраических уравнений относительно двух переменных α и Q . Ее решение показывает, что нулевая точка поля совпадает с внутренним краем АД, если параметры выбраны так, что

$$Q = \sin \alpha$$

Рассмотрим вопрос о том, какое из состояний, изображенных на фиг. 4, будет наиболее выгодным с энергетической точки зрения. Для этого вычислим силу, действующую со стороны магнитного поля на внутренний край АД, т.е. вычислим интеграл от тензора максвелловских напряжений σ_n [34]

$$\sigma^{xx} = \frac{1}{4\pi} \left(B_x^2 - \frac{1}{2} B^2 \right), \quad \sigma^{yy} = \frac{1}{4\pi} \left(B_y^2 - \frac{1}{2} B^2 \right), \quad \sigma^{xy} = \sigma^{yx} = \frac{1}{8\pi} B_x B_y$$

по некоторому контуру, охватывающему окрестность внутреннего края АД. Численное интегрирование показывает, что, как и следовало ожидать, силы, действующие вдоль оси Oy , взаимно компенсируют друг друга во всех трех случаях.

В то же время для вариантов, соответствующих левой и правой частям фиг. 4, присутствует сила, действующая вдоль оси Ox , которая стремится оттолкнуть АД от звезды. Такая сила отсутствует только в варианте, соответствующем средней части фиг. 4. Таким образом, в приближении сильного магнитного поля, т.е. в случае, когда магнитная сила доминирует над всеми остальными, равновесным является состояние, при котором нулевая точка поля совпадает с внутренним краем АД. Этот вывод согласуется с простыми аналитическими решениями для магнитной силы, действующей на края токового слоя [35].

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Релятивистская астрофизика. М.: Наука, 1967. 654 с.
2. Landau L.D. On the theory of stars // Phys. Z. Sowietunion. 1932. V. 1. P. 285 = Ландау Л.Д. К теории звезд // Собр. тр. М.: Наука, 1969. Т. 1. С. 86–89.
3. Шакура Н.И. Дискковая модель аккреции газа релятивистской звездой в двойной системе // Астрон. журн. 1972. Т. 49. С. 921–929.
4. Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black holes in binary systems. Observational appearance // Astron. and Astrophys. 1973. V. 24. P. 337–355.

5. *Липунов В.М.* Астрофизика нейтронных звезд. М.: Наука, 1987. 296 с.
6. *Thompson C., Duncan R.* The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars. II. Quiescent neutrino, X-ray, and Alfvén wave emission // *Astrophys. J.* 1996. V. 473. № 1. Pt 1. P. 322–342.
7. *Woods P.M., Kouveliotou C., Göğüş E. et al.* Evidence for a sudden magnetic field reconfiguration in soft gamma repeater 1900+14 // *Astrophys. J.* 2001. V. 552. № 2. Pt 1. P. 748–755.
8. *Galeev A.A., Rosner R., Vaiana G.S.* Structured coronae of accretion disks // *Astrophys. J.* 1979. V. 229. № 1. Pt 1. P. 318–326.
9. *Heyvaerts J.* in the 'Advances in solar system magnetohydrodynamics'. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991 = *Хейвартс Ж.* МГД-силы в астрофизических дисках и струях // *Космическая магнитная гидродинамика.* М.: Мир, 1995. С. 410–434.
10. *Romanova M., Ustyugova G., Koldoba A., Chechetkin V., Lovelace R.V.E.* Dynamics of magnetic loops in the coronae of accretion disks // *Astrophys. J.* 1998. V. 500. № 2. Pt 1. P. 703–713.
11. *Kudoh T., Matsumoto R., Shibata K.* Magnetically driven jets from accretion disks: the effect of magneto-rotational instability // *Adv. Space Res.* 1999. V. 23. № 5/6. P. 1101–1104.
12. *Shibata K., Kudoh T.* Formation and collimation of jets by magnetic forces // *Proc. Star Formation.* Ed. T.Nakamoto. Nobeyama: Nobeyama Radio Observatory, 1999. P. 263–268.
13. *In-Saeng Suh, Mathews G.J.* Cold ideal equation of state for strongly magnetized neutron star matter: effects on muon production and pion condensation // *Astrophys. J.* 2001. V. 546. № 2. Pt 1. P. 1126–1136.
14. *Narita T., Grindlay J.E., Barret M.C.* ASCA observations of GX 354-0 and KS 1731-260 // *Astrophys. J.* 2001. V. 547. № 1. Pt 1. P. 420–427.
15. *Mukerjee K., Agrawal P., Paul B. et al.* Pulse characteristics of the X-ray Pulsar 4U 1907+09 // *Astrophys. J.* 2001. V. 548. № 1. Pt 1. P. 368–376.
16. *Church M.J., Parmar A.N., Balucinska-Church M. et al.* Progressive covering in dipping and comptonization in the spectrum of XB 1916–053 from the Beppo SAX observation // *Astron. and Astrophysics.* 1998. V. 338. P. 556–562.
17. *Guainazzi M., Parmar A.N., Segreto A. et al.* The comptonized X-ray source X 1724-308 in the globular cluster Terzan 2 // *Astronomy and Astrophysics.* 1998. V. 339. P. 802–810.
18. *Сыроватский С.И.* О возникновении токовых слоев в плазме с замороженным сильным магнитным полем // *ЖЭТФ.* 1971. Т. 60. № 5. С. 1727–1741.
19. *Сомов Б.В., Сыроватский С.И.* Возникновение токового (нейтрального) слоя при движении плазмы в поле плоского магнитного диполя // *ЖЭТФ.* 1971. Т. 61. № 5. С. 1864–1875.
20. *Сомов Б.В., Сыроватский С.И.* Гидродинамические течения плазмы в сильном магнитном поле // *Нейтральные токовые слои в плазме: Тр. ФИАН.* 1974. Т. 74. С. 14–72.
21. *Сибгатуллин Н.Р.* Колебания и волны в сильных гравитационных и электромагнитных полях. М.: Наука, 1984. 351 с.
22. *Жигулев В.Н.* О явлении магнитного “отжатия” потока проводящей среды // *Докл. АН СССР.* 1959. Т. 126. № 3. С. 521–523.
23. *Жигулев В.Н., Ромишевский Е.А.* О взаимодействии потоков проводящей среды с магнитным полем Земли // *Докл. АН СССР.* 1959. Т. 127. № 5. С. 1001–1004.
24. *Оберц П.* Двумерная задача о форме магнитосферы // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1973. Т. 13. № 5. С. 896–905.
25. *Липунов В.М.* Магнитосферы аккрецирующих компактных звезд, обладающих мультипольными магнитными полями // *Астрон. ж.* 1978. Т. 55. Вып. 6. С. 1233–1240.
26. *Липунов В.М.* Дискковая аккреция на замагниченные компактные объекты // *Астрометрия и астрофизика.* 1978. Т. 36. С. 8–12.
27. *Сомов Б.В., Орешина А.В., Орешина И.В.* Магнитное пересоединение в короне аккреционного диска компактной звезды // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2001. Т. 44. Вып. 9. С. 796–805.
28. *Липунов В.М., Шакура Н.И.* Взаимодействие аккрецирующего диска с магнитным полем нейтронной звезды // *Письма в Астрон. ж.* 1980. Т. 6. № 1. С. 28–33.

29. Липунов В.М., Семенов Е.С., Шакура Н.И. Ориентация аккреционного диска в двойных рентгеновских пульсарах // Астрон. ж. 1981. Т. 58. Вып. 4. С. 765–770.
30. Орешина И.В., Сомов Б.В. О методе конформных отображений для решения задач космической электродинамики // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. № 8. С. 1543–1549.
31. Sotou V.V. Cosmic Plasma Physics. Dordrecht: Kluwer, 2000. 652 p.
32. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1987. 688 с.
33. Cole J.D., Huth J.H. Some interior problems of hydromagnetics // Phys. Fluids. 1959. V. 2. № 6. P. 624–626.
34. Shercliff J.A. A Textbook of Magnetohydrodynamics. Oxford etc.: Pergamon Press, 1965 = Шерклиф Дж. Курс магнитной гидродинамики. М.: Мир, 1967. 320 с.
35. Сомов Б.В., Сыроватский С.И. Электрическое и магнитное поле, возникающее при разрыве нейтрального токового слоя // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39. Вып. 2. С. 375–378.

Москва
e-mail: ivo@sai.msu.ru

Поступила в редакцию
28.V.2002