

УДК: 524.354.6—4

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ СТРУЙ В ОБЪЕКТАХ  
ТИПА SS 433

Г. П. АЛОДЖАНЦ, Л. Ш. ГРИГОРЯН, Г. С. СААКЯН

Поступила 12 мая 1989

Предложен механизм образования релятивистских струй, исходящих с магнитных шапок нейтронной звезды при квазистационарном сверхкритическом режиме аккреции. Явление обусловлено особенностями топологии магнитного поля, формируемого в окрестности нейтронной звезды под влиянием аккрецирующего потока плазмы.

1. *Введение.* В нейтронных звездах мы имеем дело с экзотическим состоянием материи в виде макроскопического сгустка адронного вещества (барионы, мезоны и небольшая примесь лептонов), окруженного сравнительно тонким слоем плазмы из атомных ядер и вырожденного электронного газа (*Ae*-оболочка) [1—4]. В типичных случаях как масса, так и толщина *Ae*-оболочки значительно меньше массы и радиуса адронного шара. Уникальными являются также внешние проявления нейтронных звезд: радиопульсары, рентгеновские пульсары, барстеры и др.

Открытие тесных двойных систем, содержащих нейтронную звезду в качестве одного из компонентов, имело огромное астрофизическое значение и таит в себе возможность решающей проверки современных релятивистских теорий гравитации.

Одним из примечательных среди упомянутых объектов является SS 433, у которого наблюдается сверхэддингтоновская светимость. Согласно модельным представлениям (см., например, [5]) — это тесная двойная система, один компонент которой — нормальная звезда с массой  $M \gtrsim 10 M_{\odot}$  [6], а второй — нейтронная звезда. Из центральной части объекта в диаметрально противоположных направлениях выбрасывается вещество в виде узких релятивистских струй. Предлагались механизмы образования струй, в которых решающая роль отводилась аккреционному диску. Явление струй объяснялось либо, так называемым, пропеллерным механизмом [5, 7], обусловленным быстрым вращением сильно намагниченной нейтронной звезды, либо газодинамическими неустойчивостями вещества диска при сверхкритическом режиме аккреции [8, 9].

В настоящей работе предлагается новый механизм образования струй в намагниченной нейтронной звезде в режиме сверхкритической аккреции. Суть его состоит в следующем. Вдоль открытых силовых линий магнитного поля, образующих увкие ( $\sim 0.1$  рад) воронки вблизи магнитных полюсов, сила радиационного выдувания превышает гравитационную. В остальных направлениях поток излучения сильно подавлен оптически непрозрачной атмосферой, удерживаемой замкнутыми силовыми линиями магнитного поля (магнитосфера), так что аккрецирующее вещество, обтекая поверхность, разделяющую области «открытых» и замкнутых силовых линий, достигает поверхности нейтронной звезды, пополняя ее энергетические потери на излучение. Часть поступающего вещества выдувается излучением в виде струй вдоль «открытых» силовых линий.

2. *Магнитосфера нейтронной звезды в режиме сверхкритической аккреции.* Далее мы будем рассматривать невращающуюся намагниченную нейтронную звезду, полагая, что на достаточно больших расстояниях аккреционный поток является сферически-симметричным. В действительности, например в SS 433, эти условия нарушаются. Однако это обстоятельство не отражается на сути предлагаемого механизма образования струй.

Магнитное поле нейтронной звезды заметно влияет на течение потока на расстояниях  $r \lesssim r_A$ , определяемых условием [10]

$$\frac{1}{2} \rho(r_A) v^2(r_A) \approx \frac{1}{8\pi} B^2(r_A), \quad (1)$$

где  $\vec{B}$  — вектор магнитной индукции,  $\rho$  — плотность массы, а  $v$  — гидродинамическая скорость потока плазмы. Это соотношение определяет, так называемую, альфвеновскую сферу  $r = r_A$ . Суть ее состоит в том, что на расстояниях  $r \gtrsim r_A$  доминирующая роль принадлежит аккреционному плазменному потоку, который, увлекая с собой силовые линии магнитного поля, собирает их в некотором промежуточном слое у альфвеновской сферы. Напротив, в области  $r \lesssim r_A$  физическая картина определяется магнитным полем: здесь заряды, практически мгновенно теряя поперечный компонент скорости (циклотронное излучение), движутся преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля, которое будем считать дипольным:

$$\vec{B} \approx \begin{cases} \frac{3(\vec{\mu} \cdot \vec{r})\vec{r} - r^2\vec{\mu}}{r^5} & \text{при } R < r \lesssim r_A, \\ 0 & \text{при } r \gtrsim r_1, \end{cases} \quad (2)$$

$R$  — радиус нейтронной звезды,  $\mu$  — ее магнитный момент, а  $r_1$  — характерный радиус (см. (10)) поверхности, охватывающей промежуточную область (магнитопауза). В стационарном режиме для темпа аккреции имеем:

$$M = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \approx \text{const}, \quad r > r_1, \quad (3)$$

где

$$v(r) \approx (\alpha G M/r)^{1/2}, \quad (4)$$

$M$  — масса нейтронной звезды,  $\alpha$  — параметр порядка единицы (для бесстолкновительной аккреции  $\alpha = 2$ ). Для дипольного поля  $B = \mu(1 + 3 \cos^2\theta)^{1/2}/r^3$ , где  $\theta$  — угол между векторами  $\vec{\mu}$  и  $\vec{r}$ , однако в наших оценках мы будем полагать

$$B \approx \mu/r^3. \quad (5)$$

Учитывая (3)—(5), из (1) находим

$$\begin{aligned} r_A &\approx 2.6 \cdot 10^7 (\mu_{30}^4 / \alpha M_* M_{21}^2)^{1/7}, \\ \rho &\approx 5.3 \cdot 10^{-5} (M_{21}^5 / \alpha M_* \mu_{30}^3)^{2/7}, \\ v_A &\approx 2.3 \cdot 10^9 (\alpha^4 M_*^4 M_{21}^2 / \mu_{30}^2)^{1/7}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $M_* = M/M_\odot$ ,  $\mu_{30} = 10^{30} \mu$ .

Последняя «невозмущенная» аккреционным потоком силовая линия, замыкающаяся внутри альфвеновской сферы, выходит с поверхности нейтронной звезды под полярным углом

$$\theta_A \approx \arcsin \left( \frac{R}{r_A} \right)^{1/2} \approx 0.2 R_6^{1/2} (\alpha M_* M_{21}^2 / \mu_{30}^4)^{1/14} \quad (7)$$

(Мы воспользовались уравнением силовой линии дипольного поля  $r/\sin^2\theta = \text{const}$ ). Естественно ввести также понятие соответствующей альфвеновской поверхности, описываемой уравнением

$$r = r_A \sin^2\theta. \quad (8)$$

В переходном слое над альфвеновской сферой падающая плазма индуцирует поверхностные токи, экранирующие магнитное поле при  $r > r_1$  и усиливающие его при  $r < r_1$  [10]. В итоге магнитное поле не проникает в падающую плазму на расстояния, превышающие некоторое  $r_1$ . Толщину переходного слоя  $r_1 - r_A$  можно оценить из условия сохранения потока магнитной индукции на экваторе

$$\int_{r_A}^{\infty} B_0 r dr \approx \int_{r_A}^{r_1} B r dr. \quad (9)$$

Здесь  $B_0$  — индукция невозмущенного дипольного поля (5), а  $B$  — магнитная индукция в переходном слое, которая должна быть порядка  $B_A \approx \mu/r_A^3$ . Учитывая эти замечания, из (9) находим

$$r_1 \approx \sqrt{3} r_A. \quad (10)$$

После достижения окрестности альфвеновской сферы дальнейшее движение плазмы к нейтронной звезде происходит по магнитным силовым линиям. В области  $r \lesssim r_A$  движение плазмы поперек силовых линий подавлено и имеет характер медленной диффузии обусловленной столкновениями частиц. Ее скорость определяется выражением [11]

$$\bar{v}_\perp = -\frac{c^2}{\sigma_\perp B^2} \left( \bar{\nabla} P + \frac{GM\rho}{r^3} \bar{r}_\perp \right), \quad (11)$$

где  $\sigma_\perp$  — электропроводность плазмы в поперечном к магнитному полю направлении, а  $P$  — давление. Например, для водородной плазмы

$$\sigma_\perp = \frac{3(kT)^{3/2}}{4e^2 \Lambda \sqrt{2\pi} m_p},$$

$\Lambda \approx 10$  — кулоновский логарифм. Подставляя (5) и  $P = 2k\rho T/m_p$  в (11), для темпа аккреции, обусловленной диффузией, имеем

$$\dot{M}_d \approx 4\pi r^2 \rho v_\perp \sim 2 \cdot 10^{-19} \frac{M_*}{\mu_{30}^2} \left[ 1 + \frac{2k T r^2}{GM m_p} \left( \frac{\rho'}{\rho} + \frac{T'}{T} \right) \right] \frac{\rho^2 r^6}{T^{3/2}}. \quad (12)$$

Сумма двух последних слагаемых порядка

$$\frac{2k T r}{GM m_p} \approx 10^{-5} r_0 \frac{T_1}{M_*},$$

повтому

$$\dot{M}_d \approx 2 \cdot 10^{-19} M_* \rho^2 r^6 / \mu_{30}^2 T^{3/2}, \quad R \lesssim r \lesssim r_A. \quad (13)$$

Заметим, что темп диффузии может оказаться несколько выше этой величины из-за эффектов, обусловленных неустойчивостью плазмы. Для разумных значений  $\rho$  и  $T$  (13) на много порядков меньше предполагаемых темпов аккреции  $10^{-9} \div 10^{-5} M_\odot / \text{год}$  в тесных двойных системах. Следовательно, когда гравитационная сила превосходит радиационную силу выталкивания, основная часть аккреционного потока вещества поступает к магнитным шапкам нейтронной звезды вдоль пучка силовых линий, составляющего телесный угол

$$\Omega_A \approx \pi \theta_A^2 \approx \pi \frac{R}{r_A}. \quad (14)$$

В случае сверхкритической аккреции радиационная сила превосходит гравитационную, поэтому частицы должны вырываться с поверхности нейтронной звезды. Однако их движение ограничено достаточно сильным

магнитным полем. В частности, под альфвеновской поверхностью (8) частицы совершают финитное движение по замкнутым силовым линиям магнитного поля. Со временем при квазистационарном тепловом режиме над поверхностью звезды формируется оптически непрозрачная атмосфера, в которой с высотой плотность растет, а поток излучения соответственно убывает до расстояния  $h_1$  порядка сантиметров ( $\kappa r h_1 \geq 1$ , где  $\kappa \approx 0.4$  — коэффициент непрозрачности плазмы). Затем превалирующей становится гравитационная сила, а плотность убывает. Эффективная толщина этой части атмосферы также порядка сантиметров:  $h_2 \approx k T R^2 / m_p G M \approx 6.2 T_7 R_6^2 / M_*$ . Таким образом, в направлениях полярных углов  $\theta_A \lesssim \theta \lesssim \pi - \theta_A$  поток излучения подавлен и не выдувает на бесконечность звездное вещество. Теперь рассмотрим переходный слой магнитосферы, окружающий альфвеновскую поверхность. Через  $\theta_s(R)$  обозначим полярный угол последней силовой линии, замыкающейся под поверхностью магнитопаузы. Понятно, что

$$\theta_s = \gamma \theta_1 \approx \gamma \left( \frac{R}{r_1} \right)^{1/2} \approx 0.15 \gamma R_6^{1/2} (\alpha M_* M_{21}^2 / \mu_{30}^4)^{1/4}, \quad (15)$$

где  $\gamma \lesssim 1$ , а  $\theta_1$  — полярный угол силовой линии дипольного поля, пересекающей магнитный экватор на расстоянии (10) от центра.

Силовые линии, исходящие от магнитных шапок внутри телесного угла

$$\Omega_s \approx \pi \theta_s^2 \approx 0.07 \gamma^2 R_6 (\alpha M_* M_{21}^2 / \mu_{30}^4)^{1/2}, \quad (16)$$

не замыкаются внутри магнитопаузы. Вдоль этих силовых линий плазма движется относительно свободно. Когда интенсивность электромагнитного излучения меньше соответствующего эддингтоновского предела, аккреция вещества на магнитные шапки происходит по воронкам с телесными углами (14). При этом переходная область между поверхностями магнитопаузы и Альфвена также охвачена аккреционным потоком. В обратном случае плазма выдувается от магнитных шапок вдоль направлений, образующих телесные углы (16). Направления же в пределах между  $\Omega < \Omega < \Omega_A$  и  $4\pi - \Omega_A < \Omega < 4\pi - \Omega_s$ , теперь являются единственными каналами аккреции. Суммарная площадь поверхностных поясов, на которые оседает аккрецирующий поток, определяется выражением

$$\Delta S = 2(\Omega_A - \Omega_s) R^2 \approx 2\pi \left( 1 - \frac{\gamma^2}{\sqrt{3}} \right) \frac{R^2}{r_A}. \quad (17)$$

Соответствующий темп аккреции

$$\dot{M} = \Delta S \rho_R v_R. \quad (18)$$

Учитывая (6), а также то, что у поверхности нейтронной звезды скорость падения

$$v_R \approx (\alpha GM/R)^{1/2},$$

находим

$$P_R \approx 0.36 \frac{\mu_{30}^{4/7} M_{21}^{5/7}}{(1 - \gamma^2/\sqrt{3}) R_6^{5/2} (\alpha M_*)^{9/14}}. \quad (19)$$

3. *Параметры струи.* Выше мы убедились, что когда по направлениям магнитных полюсов звезды интенсивность излучения превышает критическое значение

$$L_E = \frac{4\pi c GM}{x \sqrt{1 - r_g/R}}, \quad r_g = \frac{2}{c^2} GM \quad (20)$$

(эддингтоновский предел), с магнитных шапок выдувается плазма в виде узких струй. Угол раствора струи у поверхности нейтронной звезды определяется выражением (15). С удалением от звезды исходящий под телесным углом (16) пучок силовых линий несколько расширяется, следовательно увеличивается также его поперечный размер. Однако он должен быть меньше аналогичной величины для невозмущенного аккреционным потоком магнитного поля, поэтому естественно ожидать, что наблюдаемый раствор струй определяется выражением (15). Для объекта SS 433  $\theta_s \lesssim 3^\circ$  [12, 13] и, следовательно,  $\gamma \lesssim 0.3$ .

Теперь вычислим темп истечения вещества в струях. Но прежде заметим, что, как показывают численные расчеты, при критическом, квазистационарном режиме аккреции температура поясов (17), на которые оседает аккрецирующая плазма, должна быть приблизительно равной  $10^4$ .

Такой же будет температура  $\bar{T}(R)$  оснований струй, непосредственно прилегающих к этим поясам. Химический состав вещества на поверхности нейтронной звезды должен быть примерно тем же, что и в аккреционном потоке от нормального компонента. Принимая 0.64, 0.34 и 0.02 для весовых содержаний водорода, гелия и тяжелых элементов, находим

$$P \approx 1.55 kT \rho / m_p. \quad (21)$$

Плотность массы  $\rho_s(R)$  в начале струи можно оценить из соотношения

$$\frac{1}{3} \alpha \bar{T}^4(R) \Omega_s R^2 \gtrsim \frac{GM}{R^2} \rho_s l \Omega_s R^2. \quad (22)$$

Слева выписана сила излучения, действующая на отрываемый слой с массой  $\rho_s l \Omega_s R^2$ , справа — действующая на него гравитационная сила. Толщину слоя  $l$  можно оценить по барометрической формуле:

$$l \approx 1.55 k \tilde{T}(R) R^2 / GM m_p. \quad (23)$$

Из (22) и (23) следует

$$\rho_s(R) \leq 20 \tilde{T}_8^3(R). \quad (24)$$

В соответствии с этим коэффициент непрозрачности  $\kappa$  в (20) обусловлен томсоновским рассеянием на электронах (для принятого химического состава  $\kappa \approx 0.31$ ). Скорость выброса равна скорости звука

$$v_s(R) \approx \left( \frac{\Gamma P}{\rho} \right)^{1/2} \approx 1.46 \cdot 10^8 \tilde{T}_8^{1/2}(R), \quad (25)$$

где  $\Gamma = 5/3$  — показатель адиабаты. Учитывая (16), (24) и (25), для темпа выброса находим

$$\dot{M}_s = 2 \Omega_* R^2 \rho_s(R) V_s(R) \leq 4.1 \cdot 10^{20} \gamma^2 R_6^2 \tilde{T}_8^{3.5} \left( \frac{\alpha}{R_{30}^4} M_* M_{\text{П}} \right)^{1/7}. \quad (26)$$

При  $\gamma = 0.3$  и  $\tilde{T}_8(R) = 1.3$  получим

$$\dot{M}_s \sim 10^{20} \text{ г/с}. \quad (27)$$

Из условия квазистационарности потока в струе следует

$$\rho_s \approx \rho_s(R) \frac{v_s(R) R^2}{v_s r^2} \approx 0.36 \tilde{T}_8^{3.5}(R) \frac{R^2}{r^2} \text{ при } r \gg R, \quad (28)$$

где принято  $v_s \approx 0.27c$  [14]. Вещество струи непрозрачное, поэтому уносимое им излучение чернотельное. Пренебрегая потерями и считая движение адиабатическим (парциальное давление излучения является доминирующим), получаем

$$\tilde{T} \approx \tilde{T}(R) \left[ \frac{\rho_s}{\rho_s(R)} \right]^{1/3} \approx 2.6 \cdot 10^7 \tilde{T}_8^{7/6}(R) \left( \frac{R}{r} \right)^{2/3}. \quad (29)$$

На расстояниях  $r \approx 5 \cdot 10^{11}$  см находим

$$n \approx \frac{\rho}{m_p} \approx 9 \cdot 10^{11} \tilde{T}_8^{7/2}(R) R_6^2, \quad \tilde{T} \approx 4 \cdot 10^3 \tilde{T}_8^{7/6}(R) R_6^{2/3}. \quad (30)$$

(27) и (30) качественно согласуются с данными наблюдений SS 433 [12, 13].

Обсудим теперь вопрос о балансе энергии при стационарном режиме аккреции. Закон сохранения энергии имеет вид

$$\frac{\dot{M} c^2}{\sqrt{1 - r_g/R}} = (\dot{M} - \dot{M}_s) \left( c^2 - \frac{b}{m_n} \right) + L_R + \dot{M}_s \left[ c^2 + \frac{v_s^2(R)}{2} \right]. \quad (31)$$

Слева записан поток полной энергии аккрецирующей плазмы у поверхности нейтронной звезды. Справа первый член — энергия оседающего на звезду вещества после торможения и установления химического равновесия со звездным веществом ( $b \approx 8 \text{ МэВ}$  — ядерный дефект массы),  $L_R$  — полная светимость нейтронной звезды и, наконец, последний член — полная энергия вещества, выдуваемого излучением. Заметим, что для удаленного наблюдателя светимость  $L(\infty) < L_R$  из-за гравитационного красного смещения, а скорость струи  $v_s(\infty) > v_s(R)$  из-за ускорения радиацией. Решая (31) относительно  $\dot{M}_s$ , находим

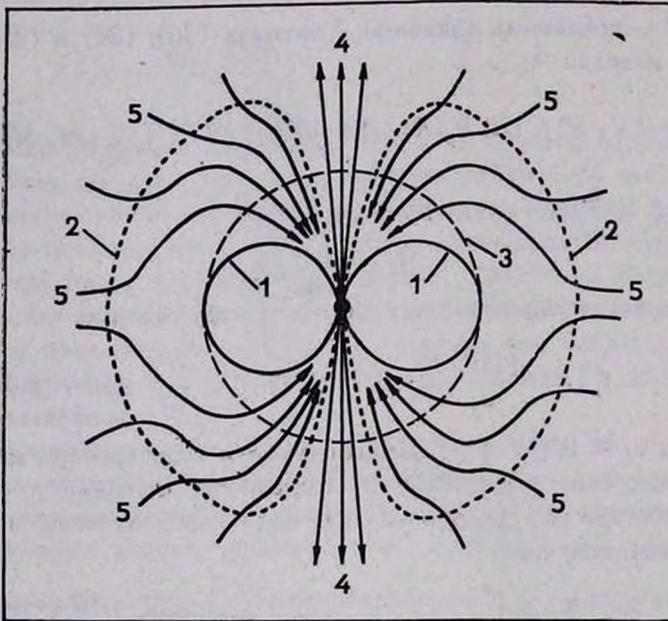


Рис. 1. Примерная картина магнитного поля и движений плазмы. Центральная точка — нейтронная звезда, 1 — альфвеновская поверхность, 2 — магнитопауза, 3 — альфвеновская сфера, 4 — струя, 5 — линии тока аккрецирующего вещества.

$$\dot{M}_s = (1 - \beta) \dot{M} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - r_g/R}} - 1 + \frac{b}{m_n c^2} \right] \sqrt{\left[ \frac{b}{m_n c^2} + \frac{v_s^2(R)}{2c^2} \right]} \approx \quad (32)$$

$$\approx (1 - \beta) \frac{m_n c^2 r_g}{2bR} \dot{M} \approx 17 (1 - \beta) \dot{M} M_* / R_{10}$$

где  $\beta$  — коэффициент трансформации энергии аккрецирующего потока в энергию электромагнитного излучения и нейтрино:

$$L_R = \beta \dot{M} c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - r_g/R}} - 1 + \frac{b}{m_n c^2} \right). \quad (33)$$

В отсутствие струи, т. е. для барстеров  $\beta = 1$ .

Учет вращения нейтронной звезды осложняет задачу ввиду появления электрических и центробежных сил. Предложенная картина образования струй действует и в этом случае, причем их излучение может носить пульсирующий характер. Однако в SS 433 подобного эффекта не наблюдается, что возможно, если нейтронная звезда вращается вокруг собственной магнитной оси, или если ее вращение достаточно быстрое, так что наблюдается некая усредненная картина.

Ереванский государственный  
университет  
Институт прикладных проблем  
физики АН Арм.ССР

## ON THE MECHANISM OF FORMATION OF JETS IN THE OBJECTS OF SS 433 TYPE

G. P. ALOJANTS, L. SH. GRIGORIAN, G. S. SAHAKIAN

The suggested mechanism is to explain the formation of relativistic jets outflowing from the polar caps of the neutron star in the regime of quasi-stationary supercritical accretion. The phenomenon is due to the topological details of the magnetic field affected by the accretion flow in the neighborhood of the neutron star.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Астрон. ж.*, 37, 193, 1960; 38, 785, 1961; 38, 1016, 1961.
2. Г. С. Саакян, Ю. Л. Варганян, *Астрон. ж.*, 41, 193, 1964.
3. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
4. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian, *Astrophys. and Space Sci.*, 95, 305, 1983.
5. И. С. Шкловский, *Письма в Астрон. ж.*, 5, 644, 1979.
6. А. М. Черепащук, А. А. Асланов, В. Г. Корнилов, *Астрон. ж.*, 59, 1157, 1982.
7. Г. С. Бисковатый-Козан, А. Ф. Илларионов, Б. В. Кожберг, И. Д. Новиков, *Астрон. ж.*, 58, 3, 1981.
8. T. Katz, *Astrophys. J. Lett.*, 236L., 127, 1980.
9. G. E. Eggum, F. V. Coroniti, J. I. Katz, *Astrophys. J.*, 298, 41, 1985.
10. С. Шапиро, С. Тьюколски, *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды*, Мир, М., 1985.
11. С. И. Бразинский, *Явления переноса в плазме*. В сб. «Вопросы теории плазмы», т. 1, Госатомиздат, М., 1963.
12. M. C. Begelman, C. L. Sarazin, S. P. Hatchett, C. F. McKee, J. Arons, *Astrophys. J.*, 238, 722, 1980.
13. E. P. J. Van den Heuvel, J. P. Ostriker, J. A. Petterson, Preprint, 1980.
14. G. O. Abell, B. Margon, *Nature*, 279, 701, 1979.