АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47 НОЯБРЬ, 2004 ВЫПУСК 4

УДК: 524.354.6

К ТЕОРИИ АККРЕЦИИ НА НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Г.П.АЛОДЖАНЦ[1], С.КАМАРА[2], М.БА[2], Ф.УЛАРЕ[2]

Поступила 21 января 2004
Принята к печати 19 мая 2004

Рассмотрена гидродинамическая стационарная сферически-симметричная аккреция на нейтронную звезду с учетом обратного влияния излучения. Предполагается, что течение плазмы адиабатично, и излучение формируется в тонком поверхностном слое нейтронной звезды, где происходит торможение падающих частиц. Показано,что в случае стационарной аккреции ни "остановка", ни существенное замедление аккреционного потока невозможны при любых физически допустимых условиях вдали от нейтронной звезды.

1. *Введение.* В последнее время интенсивно изучаются явления, связанные с нейтронными звездами, входящими в состав тесных двойных систем (барстеры, рентгеновские пульсары). Общепринято, что важную роль в таких системах играет аккреция вещества от нормальной звезды к компактному объекту, которая, в конечном итоге, обеспечивает энергетику наблюдаемых процессов и, в частности, наблюдающееся мягкое рентгеновское излучение. Теории аккреции на компактные объекты посвящено большое число работ и ее различные аспекты изложены в [1-3].

Наблюдения барстеров показывают, что их стационарные светимости ограничены, $L < 10^{37} - 10^{38}$ эрг/с. Однако во время всплесков рентгеновского излучения светимости барстеров близки к эддингтоновскому пределу, а в некоторых случаях и превосходят его. При таких светимостях существенно влияние силы радиационного давления на течение аккреционного потока.

Учет влияния силы радиационного давления на стационарное течение аккреционного потока и является основной целью данной работы.

В разделе 2 приведены основные уравнения, описывающие течение аккреционной плазмы. В разделе 3 получены интегралы движений. Результаты для скорости течения и темпа аккреции приведены в разделе 4. В разделе 5 обсуждается влияние учета радиационного давления на светимость нейтронной звезды.

2. *Уравнения течения аккреционного потока.* Рассмотрим стационарную сферически-симметричную аккрецию на нейтронную звезду (НЗ) с массой M и радиусом R. В такой идеализированной модели, которая не учитывает влияние магнитного поля и вращения НЗ, гидродинамическое течение аккреционного потока плазмы описывается

уравнениями [4].

$$uu'+\frac{p'}{\rho+p/c^2}\left(1-\frac{r_g}{r}+\frac{u^2}{c^2}\right)+\left[1-\frac{L(r)}{L_u(r)}\right]\frac{GM}{r^2}=0\,, \qquad (1)$$

$$\frac{n'}{n}+\frac{u'}{u}+\frac{2}{r}=0\,, \qquad (2)$$

где штрих означает дифференцирование по r, $u=-u', u'$ - радиальная компонента 4-скорости, p - давление в потоке, $r_g=2GM/c^2$, $L(r)$ - локальная светимость, n - плотность числа барионов.

$$L_u(r)=\frac{4\pi cGMm_p(\rho+p/c^2)}{\sigma_T(Z/A)\rho}\cdot\frac{1-r_g/r}{\sqrt{1-r_g/r+u^2/c^2}\left(\sqrt{1-r_g/r+u^2/c^2}+u/c\right)^2}\,, \qquad (3)$$

σ_T - томсоновское сечение. Полная плотность массы равна

$$\rho=mn+\frac{\varepsilon}{c^2}\,, \qquad (4)$$

где m - средняя масса частиц , ε - плотность внутренней энергии. При получении уравнений (1), (3) предполагалось, что сила торможения потока излучением с поверхности НЗ обусловлена томсоновским рассеянием на электронах.

Предположим далее, что течение аккреционного потока адиабатическое, вплоть до его торможения на поверхности НЗ и поэтому [3]

$$\frac{d\rho}{dn}=\frac{\rho+p/c^2}{n}\,. \qquad (5)$$

Уравнение состояния в потоке плазмы будем считать политропным

$$p=Kn^\gamma, \qquad K,\gamma=\mathrm{const}\,. \qquad (6)$$

Граничные условия определяются известными значениями параметров потока на больших расстояниях от НЗ, $n_\infty, \rho_\infty, T_\infty, u^\alpha_\infty\approx 0$, $(\alpha=1,2,3)$:

3. *Интегралы движения.* Зависимость $L_u(r)$ от ρ и p несущественна, т.к. для аккреционного потока $(\rho+p/c^2)/\rho\approx 1$. При $u=0$ формула (3) для $L_u(r)$ переходит в известное выражение для локального эдингтоновского предела светимости в сильном гравитационном поле.

$$L_u(r)=L_E(r)=\frac{4\pi cGMm_p}{\sigma_T\sqrt{1-r_g/r}}\left(\frac{A}{Z}\right). \qquad (7)$$

В этом случае, следуя [3,5], нетрудно убедиться, что уравнение (1) имеет следующий приближенный интеграл движения:

$$\left(\frac{\rho+p/c^2}{n}\right)^2\left(1-\frac{r_g}{r}+\frac{u^2}{c^2}\right)-2m^2\frac{L}{L_E}\sqrt{1-r_g/r}=\left(\frac{\rho_\infty+p_\infty/c^2}{n_\infty}\right)^2-2m^2\frac{L}{L_E}\,, \qquad (8)$$

где $L_E(r)=L_E(\infty)=\dfrac{4\pi cGMm_p}{\sigma_T}\left(\dfrac{A}{Z}\right)$.

При получении (8) предполагалось отсутствие источников энергии при $r > R$, вследствие чего

$$L(r)\left(1 - r_g/r\right) = L(\infty) = L = \text{const}\,, \tag{9}$$

где $L = L(\infty)$ - светимость, наблюдаемая на бесконечности.

Используя (4), (5) и (6), интеграл движения (8) можно привести к виду

$$\left(1+\frac{a^2/c^2}{\gamma-1-a^2/c^2}\right)\left(1-\frac{r_g}{r}+\frac{u^2}{c^2}\right)-\frac{2L}{L_E}\sqrt{1-r_g/r}=\left(1+\frac{a_\infty^2/c^2}{\gamma-1-a_\infty^2/c^2}\right)^2-\frac{2L}{L_E}\cdot \tag{10}$$

Скорость звука a в падающем потоке определяется соотношением

$$a^2=\frac{dp}{d\rho}=\frac{dp}{dn}\cdot\frac{n}{\rho+p/c^2}\,. \tag{11}$$

Из уравнения непрерывности (2) находим второй интеграл движения, определяющий темп аккреции массы покоя

$$\dot{M} = 4\pi mnur^2 = \text{const}\,. \tag{12}$$

4. *Скорость течения плазмы и темпа аккреции.* Известно, что граничные условия на бесконечности (т.е. $u_\infty \approx 0, \rho_\infty, a_\infty$) неоднозначно определяют решение уравнений (1), (2). При одних и тех же граничных условиях существуют два класса аккреционных решений [1-3,6]. Считая необоснованной возможность накопления аккреционной плазмы вблизи поверхности аккрецирующей НЗ [7,8], рассмотрим режим аккреции, при котором происходит переход течения через скорость звука. При таком режиме скорость потока монотонно возрастает от значения $u_\infty \approx 0$ на бесконечности, достигая максимального значения $u(R)$ у самой поверхности НЗ при $r = R$, где и происходит резкое торможение потока и выделение энергии ~100 МэВ/нуклон. В некоторой особой точке $r = r_S$ скорость течения равна скорости звука в потоке $u_S \approx a_S$. Нетрудно найти значения u_S, r_S и n_S [3,4], которые однозначно определяют течение потока и темп аккреции:

$$u_S^2 \approx a_S^2 \approx \begin{cases} \dfrac{2}{5-3\gamma}\cdot a_\infty^2\,, & \gamma \neq \dfrac{5}{3}, \\[2ex] \dfrac{2}{3}ca_\infty\left(1+\dfrac{16L}{27\delta^2 L_E}\right)^{-1/2}, & \gamma = \dfrac{5}{3}, \end{cases} \tag{13}$$

$$r_S = \begin{cases} \left(\dfrac{5-3\gamma}{8}\right)\cdot\left(\dfrac{c}{a_\infty}\right)^2\cdot\left(1-\dfrac{L}{L_E}\right)r_g, & \gamma\neq\dfrac{5}{3} \\[2ex] \dfrac{3}{8}\cdot\dfrac{c}{a_\infty}\left(1-\dfrac{L}{L_E}\right)\left(1+\dfrac{16L}{27\delta^2 L_E}\right)^{1/2} r_g, & \gamma=\dfrac{5}{3}\,, \end{cases} \tag{14}$$

где $\delta = 1 - L/L_E$. Для темпа аккреции массы покоя при всех значениях $1 \le \gamma \le 5/3$

$$\dot{M}(L) = 4\pi\, m n_S u_S r_S^2 \approx 4\pi\lambda_S \cdot \frac{G^2 M^2 m n_\infty}{a_\infty^3}\left(1 - \frac{L}{L_E}\right)^2, \qquad (15)$$

где безразмерный параметр аккреции определяется формулой

$$\lambda_S = \frac{1}{4}\left(\frac{5-3\gamma}{2}\right)^{-(5-3\gamma)/2(\gamma-1)} \quad \text{при} \quad 1 \le \gamma \le 5/3 .$$

При $\gamma > 5/3$ переход через скорость звука в адиабатическом стационарном течении невозможен [2,3]. Отметим, что в ньютоновском приближении для темпа аккреции $\dot{M}_H(L)$ получается то же самое выражение (15), найденное в первом приближении в рамках общей теории относительности. Это объясняется тем, что темп аккреции определяется условиями в "звуковой" точке $r = r_S$, причем, согласно (13) и (14), $r_g < R \ll r_S$ и $u_S \approx a_S \ll c$, если принять, что $a_\infty \ll c$.

Для параметров течения на далеких расстояниях при $r \gg r_S$ находим $a(r) \approx a_\infty$, $n(r) \approx n(\infty)$, $T(r) \approx T_\infty$, $u(r) \approx \lambda_S\left(\delta GM/a_\infty^2\right)^2 \cdot \left(a_\infty/r^2\right)$ при $1 \le \gamma \le 5/3$, что также совпадает с соответствующими результатами ньютоновской теории гравитации.

На малых расстояниях при $r_S \gg r \ge R$, $\gamma \ne 5/3$ для параметров течения получаем

$$u(r) \approx c\left[r_g/r - 2L\left(1 - \sqrt{1 - r_g/r}\right)/L_E\right]^{1/2},$$

$$n(r) \approx 0.25\, n_\infty \lambda_S (c/a_\infty)^3 \delta^2 \left[r_g/r - 2L\left(1 - \sqrt{1 - r_g/r}\right)/L_E\right]^{-1/2} \cdot \left(r_g/r\right)^2 ,$$

$$T(r) \approx T_\infty \left\{0.25 (c/a_\infty)^3 \delta^2 \left[r_g/r - 2L\left(1 - \sqrt{1 - r_g/r}\right)/L_E\right]^{-1/2} \cdot \left(r_g/r\right)^2\right\}^{\gamma-1} ,$$

а при $\gamma = 5/3$, $r_S \gg r \ge R$

$$u(r) \approx a(r) \approx 0.5\, c\left[r_g/r - 2L\left(1 - \sqrt{1 - r_g/r}\right)/L_E\right]^{1/2},$$

$$n(r) \approx 0.125\, n_\infty (c/a_\infty)^3 \delta^2 \left[r_g/r - 2L\left(1 - \sqrt{1 - r_g/r}\right)/L_E\right]^{-1/2} \cdot \left(r_g/r\right)^2 ,$$

$$T(r) \approx 0.25\, T_\infty (c/a_\infty)^2 \left\{\delta^2 \left[r_g/r - 2L\left(1 - \sqrt{1 - r_g/r}\right)/L_E\right]^{-1/2} \cdot \left(r_g/r\right)^2\right\}^{2/3} ,$$

Выражения для температурного профиля $T(r)$ найдены для адиабатической аккреции чисто водородной максвелловской плазмы.

5. *Светимость НЗ, обусловленная стационарной аккрецией.* Перепишем выражение (15) для темпа аккреции в виде

$$\dot{M}(L) = \dot{M}(0)(1 - L/L_E)^2, \qquad (16)$$

где

$$\dot{M}(0) = 4\pi\lambda_S \left(\frac{GM}{a_\infty^2}\right)^2 mn_\infty a_\infty \tag{17}$$

определяет темп аккреции при $L \ll L_E$, когда можно не учитывать влияние давления излучения на течение аккреционного потока. Величина $\dot{M}(0)$ однозначно определяется массой НЗ и физическими условиями в "резервуаре", из которого исходит аккреционный поток, т.е. значениями плотности n_∞, скорости звука a_∞ и параметра аккреции λ_S.

Если предположить, что излучение нейтронной звезды обусловлено выделением потенциальной гравитационной энергии аккреционного потока при его торможении в узком слое у поверхности НЗ при $r \approx R$, то

$$L = \frac{GM\dot{M}(L)}{R}. \tag{18}$$

Подставляя (16) в (18) при таком упрощенном описании, получаем уравнение, определяющее светимость L аккрецирующей НЗ,

$$\frac{L}{L_E} = \frac{GM\dot{M}(0)}{RL_E} \cdot \left(1 - \frac{L}{L_E}\right)^2. \tag{19}$$

Вводя безразмерные величины $x = L/L_E$ и

$$y = \frac{GM\dot{M}(0)}{RL_E} \approx 6.35 \cdot 10^7 \left(\frac{\dot{M}(0)}{M_\odot yar^{-1}}\right) R_6^{-1},$$

запишем уравнение (19) в виде

$$x = y(1-x)^2.$$

Решая это уравнение, получаем зависимость L/L_E от $\dot{M}(0)$ для стационарной аккреции. Нетрудно заметить, что $0 \le L/L_E < 1$ и L/L_E монотонно возрастает от значения $L/L_E = 0$ при $\dot{M}(0) = 0$ и $L/L_E \to 1$ при $\dot{M}(0) \to \infty$. При всех физически допустимых темпах $\dot{M}(0)$ отношение L/L_E не слишком близко к единице. Значения L/L_E для ряда значений $\dot{M}(0)$ приведены в табл.1:

Таблица 1

$\dot{M} / M_\odot yar^{-1}$	10^{-10}	10^{-9}	10^{-8}	10^{-7}	10^{-6}
L / L_E	0.01	0.06	0.31	0.67	0.87

6. *Заключение.* Светимость НЗ, обусловленная выделением энергии аккреционного потока при его торможении у поверхности НЗ однозначно определяется значениями параметров n_∞, a_∞ и λ_S. При любых значениях n_∞, a_∞ и λ_S светимость меньше, чем соответствующее значение без учета радиационного давления. При стационарной аккреции всегда $L < L_E$, и для всех приемлемых значений параметров n_∞, a_∞, λ_S отношение L/L_E не слишком близко к единице. Таким образом, всплески рентгеновского

излучения барстеров, в которых $L > L_E$, указывают на то, что течение аккреционного потока в них не имеет стационарного характера. Для объяснения всплесков необходимо построить теорию нестационарной аккреции и выяснить возможные причины такой нестационарности.

В заключение выражаем благодарность сотрудникам кафедры теоретической физики, а также Г.Аджяну и Г.Бисноватому-Когану за обсуждение результатов работы.

[1] Ереванский государственный университет, Армения, e-mail: galodjan@yahoo.fr
[2] Канканский университет, Гвинея

TO THE ACCRETION THEORY ON THE NEUTRON STARS

G.ALOJANDC[1], S.KAMARA[2], M.BA[2], F.ULARA[2]

The hydrodynamic stationary spherical symmetric accretion on the neutron star with inverse influence of radiation is considered. It is assumed, that plasma is adiabatic and the radiation forms in the thin surface layer of the neutron star, where falling particles braking takes place. It is shown, that in the case of stationary accretion neither "halt" nor essential slowing-down of accretion flow are possible at any physical permissible conditions far from neutron star.

Key words: *stars:neutron:accretion*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Я.Б.Зельдович*, *И.Д.Новиков*, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.
2. *Г.С.Бисноватый-Коган*, Физические вопросы теории звездной эволюции, Наука, М., 1989.
3. *С.Шапиро*, *С.Тьюколский*, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, т.2, Мир, М., 1985.
4. *Г.С.Саакян*, Физика нейтронных звезд, ОИЯИ, Дубна, 1995.
5. *F.C.Michel*, Astrophys. Space Sci., **15**, 153, 1972.
6. *H.Bondi*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **112**, 195, 1952.
7. *Г.С.Саакян*, *Г.П.Алоджанц*, *А.В.Саркисян*, Астрофизика, **34**, 21, 1991.
8. *Г.П.Алоджанц*, *Л.Ш.Григорян*, *Г.С.Саакян*, *А.В.Саркисян*, Астрофизика, **29**, 573, 1988.