

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННОЙ ОБОЛОЧКИ КОРИЧНЕВОГО КАРЛИКА

Кобяков Д.

Институт Прикладной Физики РАН, Нижний Новгород, Россия

SOME PROPERTIES OF PLASMA SURROUNDING BROWN DWARFS

Kobyakov D.

Institute of Applied Physics of the RAS, Nizhny Novgorod, Russia

<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2023-167-170>

Recently, brown dwarfs have emerged as a new topic for the astrophysical studies. These objects are intermediate between solar-type stars and giant gaseous planets. In this article, the analogies between brown dwarfs and the planet Jupiter are considered with a focus on the surrounding plasma. I consider the magnetohydrodynamic version of the Rayleigh-Taylor instability (or so called “interchange instability”) as a minimal model of the expansion of the plasma disc surrounding Jupiter. By comparing the theoretical prediction for the radial expansion rate of the disc with the observations I quantitatively confirm the existing qualitative result, which predicts that the Rayleigh-Taylor instability provides too quick expansion. Therefore, in the realistic plasma disc yet another mechanism must operate which slows down the expansion. I suggest that similar mechanisms take place in the observed radiation belts of brown dwarfs.

Введение

Коричневый карлик – небесное тело типа звезды с массой $13M_{\text{Jup}} \lesssim M_* \lesssim 80M_{\text{Jup}}$, или, в солнечных массах, $1.241 \times 10^{-2}M_{\odot} \lesssim M_* \lesssim 7.636 \times 10^{-2}M_{\odot}$, где нижний предел диапазона соответствует массе, при которой звезда способна поддерживать термоядерное горение дейтерия, а верхний предел – горение водорода в своем ядре [1]. Здесь $M_{\text{Jup}} = 1.8913 \times 10^{30}$ [г] – масса Юпитера. Диапазон спектральных классов M7-M9, L, T, Y. Температура поверхности коричневых карликов порядка 300–2500 К. Дипольная компонента магнитного поля на поверхности порядка $10^3 - 10^4$ Гс. Диапазон излучения: радио, инфракрасный, оптический, ультрафиолетовый, рентген [1–6].

Наблюдения [4, 5] коричневого карлика 2MASS J18353790+3259545 (также обозначенного LSR J1835+3259), имеющего массу порядка $\sim 77M_{\text{Jup}}$, радиус $\sim 1.07R_{\text{Jup}}$ и период вращения $P \sim 1.008 \times 10^4$ [с], выявили наличие радиационного пояса. Радиационный пояс имеет радиус $\sim 17R_{\text{Jup}}$, где $R_{\text{Jup}} = 7.1492 \times 10^9$ [см] – радиус Юпитера [4]. Наличие радиационного пояса, относительно сильное магнитное поле и относительно быстрое вращение у LSR J1835+3259 свидетельствует об аналогии действующих в его магнитосфере механизмов радиоизлучения с физикой радиационного пояса Юпитера. Происхождение плазмы в радиационном по-

ясе коричневого карлика LSR J1835+3259 неизвестно, но, вероятно, присутствует планетарный спутник по аналогии с системой Юпитер-Ио [4].

Элементарное физическое представление о радиационном поясе основано на модели твердотельного вращения магнитосферы. Механизм, поддерживающий вращение плазменной оболочки вокруг вращающегося диполя с электрически проводящей поверхностью, был рассмотрен в работе [7]. Альфвеновский радиус R_A определяет расстояние r от центра звезды, на котором конфигурация магнитных линий меняется с замкнутой на открытую (рис. 1). Черная точка на рис. 1 – источник плазмы (Ио в случае магнитосферы Юпитера).

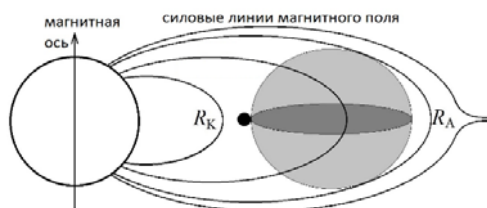


Рис. 1.

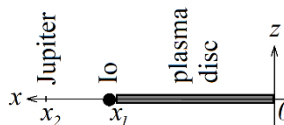


Рис. 2.

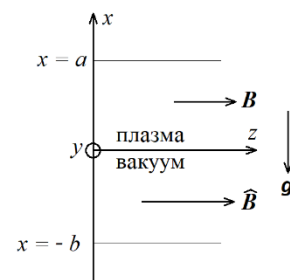


Рис. 3.

Магнитосфера является центробежной при $R_K < R_A$ [8], где кеплеровский радиус $R_K = (GM_*/\Omega^2)^{1/3}$, Ω – угловая частота вращения (рис. 1). Как было впервые показано для магнитной звезды σ Ori E [9], в результате вращения плазма формирует диск (рис. 1,2). Такой же механизм создает плазменный диск Юпитера.

Общепринятой моделью радиального расширения плазменного диска Юпитера является механизм конвективной (перестановочной) плазменной неустойчивости плазменного диска [10]. Однако остается открытым следующий вопрос [10]: *почему наблюдаемое радиальное истечение плазмы из плазменного диска Юпитера происходит медленнее, чем предсказывает простейшая модель перестановочной неустойчивости?*

Понятие о «перестановочной моде» возникло в самом начале исследований лабораторной плазмы и означает перестановку положений плазмы и удерживающего ее магнитного поля вследствие действия на плазму внешней силы. В изложении физики перестановочной неустойчивости я буду следовать книге [11]. Задача о перестановочной неустойчивости аналогична задаче о неустойчивости Рэлея-Тэйлора. На рис. 3 показано схематическое изображение плазменной полоски в однородной силе тяжести, поддерживаемой магнитным полем. Линеаризация уравнений идеальной изотермической плазмы со смещением ξ жидкого элемента, с внешним ускорением свободного падения $\mathbf{g} = (-g, 0, 0)$ и волновым вектором $\mathbf{k}_0 = (0, k_y, k_z)$ (рис. 3) приводит к результату для потенциальной энергии W системы

$$W = \frac{\xi_x(0)}{2k_0} \left[\frac{(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{B}_0)^2}{\tanh k_0 a} - \rho_0 k_0 g + \frac{(\mathbf{k}_0 \cdot \hat{\mathbf{B}}_0)^2}{\tanh k_0 b} \right]. \quad (1)$$

Выражение (1) показывает, что (i) сила тяжести $\mathbf{g}$ ($g \geq 0$) всегда имеет дестабилизирующее действие, (ii) магнитная индукция $\mathbf{B}_0$ может иметь стабилизирующее действие. В случае неоднородного вдоль оси x распределения плазмы неустойчивость описывается уравнением, полученным впервые в работе [12]. При условиях $\mathbf{B}_0 \times \hat{\mathbf{B}}_0 = 0$ и $\mathbf{B}_0 \cdot \hat{\mathbf{B}}_0 > 0$ дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\omega^4 - \Omega_1^4 + \Omega_2^4 = 0, \quad (2)$$

$$\text{где } \Omega_1^4 = \frac{b^2 + 2c^2}{b^2 + c^2} k_{\parallel}^2 b^2 + \frac{k_0^2}{k_0^2 + q^2} N_m^2, \quad \Omega_2^4 = \frac{c^2}{b^2 + c^2} k_{\parallel}^2 b^2 \left(k_{\parallel}^2 b^2 + \frac{k_0^2}{k_0^2 + q^2} N_B^2 \right);$$

$c = \gamma[p(x=0)]/[\rho(x=0)]$; $b = B_0/\sqrt{\rho(x=0)}$; γ – адиабатический индекс; $k_{\parallel}$ – компонента $\mathbf{k}_0$ параллельная $\mathbf{B}_0$; $\xi \sim e^{iqx}$, $qL \gg 1$, $L = (p + B^2/2)/\rho g$ – размер равновесных вариаций [11]. Частоты (Брунт-Вэйсэлэ и ее магнитная модификация [11]) равны:

$$N_B^2 = -\frac{1}{\rho} \left(\rho' g + \frac{\rho^2 g^2}{\gamma p} \right), \quad N_m^2 = -\frac{1}{\rho} \left(\rho' g + \frac{\rho^2 g^2}{\gamma p + B^2} \right), \quad (3)$$

где $\rho' \equiv \partial_x \rho|_{x=0}$. Соотношение скоростей роста неустойчивых мод определяется четырьмя величинами:

$$\Gamma = -\frac{\rho'}{\rho} g, \quad \Gamma_B = \frac{\rho g^2}{\gamma p}, \quad \Gamma_m = \frac{\rho g^2}{\gamma p + B^2}, \quad \Gamma_0 = \frac{\Gamma_m^2}{\Gamma_B}. \quad (4)$$

Известно, что: (i) при $\Gamma_B \leq \Gamma$ плазма устойчива; (ii) при $\Gamma_0 \leq \Gamma < \Gamma_B$ наиболее неустойчивая мода – квазиперестановочная ($k_{\parallel} \neq 0$) со скоростью роста $\omega^2 = -\frac{\rho g^2}{B^2} (1 - \sqrt{\Gamma/\Gamma_B})^2$; (iii) при $\Gamma \leq \Gamma_0$ наиболее неустойчивая мода – перестановочная ($k_{\parallel} = 0$) со скоростью роста $\omega^2 = \Gamma - \Gamma_m$.

Численные результаты. Для плазменного диска Юпитера параметры, входящие в уравнение (2), известны из наблюдений, поэтому наиболее неустойчивая мода может быть легко найдена. Из фигуры 4 работы [13] нахожу характерное расстояние от центра ($x = x_2$) Юпитера, на котором располагается внешний край ($x = 0$) плазменного диска (Рис. 2), как

$$x_2 \approx 20R_{\text{Jup}}. \quad (5)$$

Плотность массы электрон-ионной плазмы $\rho = A m_p n(x=0)$, где $A \sim 48$ атомная масса (в предположении оксида серы как ионной компоненты плазмы), m_p – масса протона, $n \propto (x_2 - x)^{-3}$, из фигуры 4 работы [13]

$$n(x=0) \approx 1 \text{ [см}^{-3}\text{]}, \quad (6)$$

$$g \approx x_2 \Omega_{\text{Jup}}^2 = 4.422 \times 10^3 \text{ [см с}^{-2}\text{]}, \quad (7)$$

где $\Omega_{\text{Jup}} = 1.759 \times 10^{-4} \text{ [рад с}^{-1}\text{]}$. Используя эти параметры, я нахожу

$$\Gamma = -9.277 \times 10^{-8} \text{ [с}^{-2}\text{]}, \quad \Gamma_B = 6.821 \times 10^{-4} \text{ [с}^{-2}\text{]}, \quad (8)$$

$$\Gamma_m = 9.9 \times 10^{-7} \text{ [с}^{-2}\text{]}, \quad \Gamma_0 = 1.437 \times 10^{-9} \text{ [с}^{-2}\text{]}. \quad (9)$$

Из уравнений (8)-(9) следует, что реализуется случай $\Gamma \leq \Gamma_0$ (поскольку $\Gamma < 0$), следовательно, расширение плазменного диска Юпитера должно происходить посредством перестановочной неустойчивости с характерным временем роста неустойчивости из уравнения (2):

$$\tau_{theory} \sim 1.056 \times 10^3 \text{ [с]}. \quad (10)$$

Результат в уравнении (10) означает, что теория предсказывает время роста существенно меньшее, чем ожидается из наблюдений. Последнее имеет порядок 20–80 дней [10], или в случае 20 дней

$$\tau_{observ} \sim 1.728 \times 10^6 \text{ [с]}. \quad (11)$$

Выводы

В согласии с качественными оценками в литературе (например, [10]), приведенная в настоящей работе количественная оценка предсказывает в уравнении (10) характерное время потери материи плазменным диском Юпитера на несколько порядков меньше, чем ожидается из наблюдений в уравнении (11). Аналогичная ситуация ожидается и в плазменном диске коричневых карликов (при наличии). Такое расхождение является существенным и указывает на недостающую значительную часть в теоретическом понимании физики плазменной оболочки указанных небесных тел. Таким образом, в будущей работе необходимо идентифицировать возможные физические механизмы, ответственные за практическое увеличение времени потери вещества. Возможные причины, которые необходимо проанализировать, следующие: (i) наличие магнитного сдвига в (2); (ii) учет токов Биркеланда и замыкающего их тока, проходящего вдоль плазменного диска; (iii) действие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на стадии нелинейного развития перестановочной неустойчивости.

Благодарность. Благодарю за полезные комментарии и обсуждения профессора П.А. Беспалова.

Исследование было выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00268).

Литература

1. Burrows, A. et al. // J., Rev. Mod. Phys. 2001. **73**, 719.
2. Hallinan et al. // ApJ. 2006. **653**, 690.
3. Zaitsev, V.V. & Stepanov, A.V. // Geomagnetism and Aeronomy. 2022. **62**, 1078.
4. Climent et al. // Science. 2023. **381**, 1120.
5. Kao et al. // Nature. 2023. **619**, 272.
6. Bespalov, P.A. & Savina, O.N. // MNRAS. 2018. **480**, 4761.
7. Hones, E.W., Jr. & Bergeson, J.E. // J. Geophys. Res. 1965. **70**, 4951.
8. ud-Doula, A. & Owocki, S.P. // ApJ. 2002. **576**, 413.
9. Nakajima, R. // Astrophys. Space Sci. 1985. **116**, 285.
10. Bagenal, F. & Dols, V. // J. Geophys. Res. 2020. **125**, e2019JA027485.
11. Goedbloed, J.P., Keppens, R., Poedts, S. Magnetohydrodynamics of laboratory and astrophysical plasmas, Cambridge University Press, 2019.
12. Goedbloed, J.P. // Physica. 1971. **53**, 412.
13. Bespalov, P.A. et al. // Ann. Geophys. 2006. **24**, 2043.