УДК 523.72

О МЕХАНИЗМЕ РЕГУЛИРОВКИ ПОТОКА МАССЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

И.В. Чашей

Показано, что максимально возможное значение потока массы солнечного ветра определяется балансом между теплопроводным и гравитационным потоками энергии. Регулировка потока массы происходит во внешней короне.

При построении теоретических моделей солнечного ветра в качестве граничных условий задаются плотность и температура плазмы на некотором уровне в короне, а также поток массы, уносимый солнечным ветром /1/. При таком подходе игнорируется взаимное влияние течения и теплового режима короны, которое в реальных условиях может быть весьма сильным /2/. Полученное ниже приближенное решение уравнения баланса энергии показывает, что во внешней короне существует механизм, ограничивающий возможное значение потока массы.

Рассмотрим сферически симметричную корону с сосредоточенным источником тепла вида

$$Q = H_*(r_*/r_m)^2\,\delta(r - r_m), \tag{1}$$

где r — гелиоцентрическое расстояние; r_* — радиус Солнца; H_* — отнесенный к r_* поток энергии, диссипируемый в короне. Здесь мы не будем останавливаться подробно на физической природе источника. Отметим только, что вид (1) можно использовать для источника, связанного с диссипацией МГД волн /3/. Уравнение энергии запишем в приближении квазигидростатики:

$$\frac{1}{r^2}\,\frac{d}{dr}\,r^2\left\{H_{g*}\left(-\frac{r_*}{r} + 5\,\frac{v_T^2}{v_{g*}^2}\right) - \chi T^{5/2}\,\frac{dt}{dr}\right\} = Q, \tag{2}$$

когда можно пренебречь потоком кинетической энергии, сохраняя только основные конвективные члены (гравитационный и энтальпийный) и теплопроводность. Здесь $\chi T^{5/2}$ — коэффициент теплопроводности, H_{g*} — поток гравитационной энергии при $r = r_*$; v_T — изотермическая скорость звука. В (2) пренебрегаем также потерями на излучение, которые существенны только в самых нижних слоях короны /2/. Вне области источника уравнение (2) принимает вид:

$$\chi T^{5/2}\,\frac{dT}{dr} = \begin{cases} -H_*^+(r_*/r)^2 - H_{g*}(r_*/r)^3 + 5(v_m^2/v_{g*}^2)H_{g*}T/T_m, & r > r_m, \\[2ex] H_*^-(r_*/r)^2 - H_{g*}(r_*/r)^3 + 5(v_m^2/v_{g*}^2)H_{g*}T/T_m, & r < r_m, \end{cases} \tag{3}$$

где $v_m = v_T(r_m)$ $(T = T_m)$; $H_*^\pm$ — потоки энергии наружу и внутрь от r_m.

Уравнение (3) решаем методом последовательных приближений по малому параметру $5v_m^2/v_{g*}^2$ (v_{g*} — скорость отрыва вещества на поверхности) при граничных условиях: $T \to 0$ при $r \to \infty$ и $T \to T_* \ll T_m$ при $r \to r_*$. При малых потоках массы ($H_{g*} \ll H_*$) энтальпийные поправки несущественны (величина H_{g*} пропорциональна потоку массы, $H_{g*} \sim \rho_* v_*$). По мере увеличения H_* и T_m поток массы и H_{g*} увеличиваются значительно быстрее, поэтому рассмотрим режим с $H_*^+ \ll H_{g*}$, $H_*^- \cong H_{g*}$, когда при $r > r_m$ в нулевом приближении $T(r) \sim r^{-4/7}$ и при $r < r_m$ $T(r) \sim (1 - r_*/r)^{4/7}$ /2/. С точностью до энтальпийных поправок первого порядка имеем:

$$H_*^- = H_* \frac{r_*}{r_m} + \frac{1}{2} H_{g*} \left(1 - \frac{70}{11} \frac{v_m^2}{v_{g*}^2}\right),$$

$$H_*^+ = H_* \left(1 - \frac{r_*}{r_m}\right) - \frac{1}{2} H_{g*} \left(1 - \frac{70}{11} \frac{v_m^2}{v_{g*}^2}\right), \tag{4}$$

$$T_m^{7/2} = \frac{7r_*}{2\chi} \left(1 - \frac{r_*}{r_m}\right) \frac{r_*}{r_m} \left(H_* - \frac{1}{2} H_{g*}\right).$$

Заметим, что соотношение для T_m не содержит в явном виде энтальпийных поправок. Для $T(r)$ во внешней области $(r > r_m)$ находим:

$$T(r) = T_m \left[\left(\frac{r_m}{r}\right)^2 + \frac{2H_*^+}{H_{g*}} \frac{r_m^2}{r_* r} - \frac{70 v_m^2}{11 v_{g*}^2} \frac{r_m}{r_*} \left(\frac{r_m}{r}\right)^{11/7} \right]^{2/7}. \tag{5}$$

Из (5) видно, что, если положить $H_*^+ = 0$, то температура обращается в нуль при некотором конечном r:

$$r = r_1 = r_* (11 v_{g*}^2 / 70 v_m^2)^{7/3} (r_*/r_m)^{4/3}. \tag{6}$$

Как показано в /4/, при $r \cong r_c \cong 10 r_*$ включается дополнительный источник и происходит переход течения через скорость звука. Поэтому возможное значение H_*^+ (4), и следовательно, H_{g*} определяется условием $T(r_m < r \leqslant r_c) > 0$. Механизм регулировки потока массы можно представить следующим образом. При увеличении H_* увеличивается T_m, что без учета рассмотренного ограничения должно приводить к резкому росту H_{g*}. Однако уменьшение H_*^+ будет приводить к уменьшению $T(r_c)$ и тем самым ограничивать рост H_{g*}. Условие $T(r_m < r \leqslant r_c) > 0$ может быть выполнено при достаточно малых H_*^+, так как $r_c \gg r_m$. С другой стороны, при $H_*^+ \gtrsim H_{g*}$ условия для регулировки потока массы отсутствуют. Итак, достаточно сильная энтальпийная регулировка потока массы имеет место при

$$0 < H_*^+ \ll H_{g*}. \tag{7}$$

Для типичных параметров солнечной короны $r_m \cong 1{,}5 r_*$, $H_* \cong 2 \cdot 10^5$ эрг/см$^2 \cdot$с, $T_m \cong 2 \cdot 10^6$К значение r_1 (6) оказывается меньше $r_c \cong 10 r_*$, т.е. ограничение потока массы должно играть существенную роль. Условие (7) при этом позволяет, не решая уравнений гидродинамики, получить оценку потока массы. При указанных значениях r_m и H_* находим $H_{g*} \cong 1{,}3 \cdot 10^5$ эрг/см$^2 \cdot$с, что дает поток числа частиц у орбиты Земли $nv \cong 4 \cdot 10^8$ см$^{-2}$ с$^{-1}$, достаточно хорошо согласующийся с измеряемым /1/. Рассмотренный механизм регулировки потока массы будет действовать при любой конфигурации потока, а не только в сферически симметричном случае.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хундхаузен А. Расширение короны и солнечный ветер. М., Мир, 1976, с. 52.
2. Чашей И. В., Шишов В. И. Астрон. журн., 64, 119 (1987).
3. Чашей И. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 4, 34 (1986).
4. Чашей И. В., Шишов В. И. Докл. АН СССР, 272, 320 (1983).

Поступила в редакцию 11 марта 1987 г.