

О МАКСИМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

И.В. Чашей

Показано, что в модели с волновым источником энергии асимптотическая скорость солнечного ветра не может превосходить 1000 км/с. Эта оценка не зависит от геометрии течения и параметров плазмы в короне.

В работах /1,2/ предложена модель, которая позволяет единым источником — МГД волнами, выходящими из нижней атмосферы Солнца, — объяснить нагрев короны, ускорение солнечного ветра и турбулентность межпланетной плазмы. Согласно этой модели нагрев и ускорение плазмы осуществляются альвеновскими (а) и медленными магнитозвуковыми (s) волнами, поток энергии которых формируется под переходным слоем, отделяющим хромосферу с температурой $T \leq 10^4$ К от горячей ($T \gtrsim 10^6$ К) короны. В настоящей работе показано, что в волновой модели асимптотическая скорость стационарного истечения плазмы не превосходит некоторого предельного значения, которое зависит только от скорости отрыва вещества и спектрального распределения исходного потока энергии а-волн.

Рассмотрим асимптотическую скорость истечения v_∞ ($v_\infty = v|_{r \rightarrow \infty}$, r — гелиоцентрическое расстояние):

$$v_\infty = v_{g*} (H_*^W / H_{g*})^{1/2}, \quad (1)$$

где H_*^W и H_{g*} — потоки энергии солнечного ветра и гравитационной энергии в основании короны ($r = r_*$); поток H_{g*} пропорционален потоку массы; v_{g*} — скорость отрыва вещества; $v_{g*} = (2g_* r_*)^{1/2}$. По модели /1,2/ поток энергии H_*^W формируется вблизи области перехода течения через критическую точку при нелинейном затухании а-волн и равен:

$$H_*^W = H_*^a (1 - \xi^a) + H_*^+, \quad (2)$$

Здесь H_*^a — выходящий в корону поток энергии а-волн; ξ^a — коэффициент поглощения в короне; H_*^+ — теплопроводный поток из короны наружу. Поток гравитационной энергии равен /3/:

$$H_{g*} = H_*^d - p_* v_0 - H_*^+, \quad H_*^d = H_*^s + \xi^a H_*^a, \quad (3)$$

где H_*^d — диссипируемый в короне волновой поток, связанный с частичным поглощением а-волн и полным поглощением s-волн; слагаемое $p_* v_0$ характеризует потери на излучение; $v_0 \approx 5 \cdot 10^5$ см/с; p_* — газовое давление при $r = r_*$. Как показано в /4/, потоки $H_*^{a,s}$ зависят от p_* и индукции магнитного поля $B_* = B(r_*)$. Поэтому система уравнений гидродинамики с волновыми источниками энергии и импульса при соответствующем выборе граничных условий будет содержать только один свободный параметр $B_*/1$. При этом потоки H_*^d, H_*^w, H_*^+ , а также величины p_* и ξ^a определяются величиной B_* и геометрией задачи.

При достаточно малых полях $B_* < B_{sat}$ потоки $H_*^{a,s}$ малы: $H_*^a \sim H_*^s$, $H_{g*} \ll p_* v_0$, $H_*^+ \sim H_*^d/3$. Это режим с незначительной ролью истечения, который в действительности не реализуется. По мере увеличения B_* поток H_{g*} увеличивается значительно быстрее, чем H_*^d . При $B_* > B_{sat}$, $p_*(B_{sat})v_0 \cong H_{g*}(B_{sat})$ имеет место режим, при котором истечение играет роль сильного охлаждающего фактора, ограничивающего температуру короны. В этом режиме $H_*^+ \ll H_{g*}$, $p_* v_0 \ll H_{g*}$, а энергетический баланс короны и солнечного ветра практически полностью обеспечивается а-волнами: $H_*^s \ll H_*^a$, $H_*^w \cong H_*^a(1 - \xi^a)$, $H_{g*} \cong \xi^a H_*^a$, т.е. при достаточно

сильных полях ($B_* > B_{\text{sat}}$) асимптотическая скорость v_∞ зависит только от коэффициента ξ^a , характеризующего долю потока а-волн, поглощенную в короне,

$$v_\infty = v_{g*} [(1 - \xi^a)/\xi^a]^{1/2}. \quad (4)$$

Для определения ξ^a зададим исходное спектральное распределение потока энергии а-волн в виде кусочно-степенной функции:

$$N_*^a(\omega) = N_*^a f(\omega), \quad f(\omega) = \frac{C}{\omega_0} \begin{cases} (\omega/\omega_0)^{a_1}, & \omega \leq \omega_0, \\ (\omega_0/\omega)^{a_2}, & \omega \geq \omega_0, \end{cases} \quad (5)$$

$$C = (a_1 + 1)(a_2 - 1)(a_1 + a_2)^{-1}, \quad a_1 > -1, \quad a_2 > 1,$$

где ω_0 — энергосодержащая частота. Принимая во внимание тот факт, что эффективное поглощение а-волн в короне с экспоненциальным распределением плотности происходит в области перехода из столкновительного режима в бесстолкновительный [5], имеем:

$$\xi^a = \frac{(a_1 + 1)}{(5 - 2a_2)} \left[\frac{3}{(a_1 + a_2)} \tau_0^{2/3(a_2 - 1)} - \frac{4(a_2 - 1)}{(5 + 2a_1)} \tau_0 \right], \quad \tau_0 \leq 1, \quad (6)$$

$$\tau_0 \cong 2(2m/M)^{1/2} k_{\parallel,m} h_m, \quad k_{\parallel,m} = \omega_0/v_{\text{am}}, \quad (7)$$

где m и M — массы электрона и иона; h_m и v_{am} — эквивалентная высота атмосферы и альвеновская скорость при $r = r_m$; для декремента затухания принято соотношение $\gamma^a \cong (2m/M)^{1/2} \nu_1/6$; гелиоцентрическое расстояние r_m определяется из условия $\omega_0 = \nu_1(r_m)$; ν_1 — частота ион-ионных столкновений; τ_0 — оптическая толщина для волн с $\omega = \omega_0$. Формула (6) справедлива при $a_2 < 5/2$.

Частота ω_0 совпадает с частотой отсечки для акустических волн, являющихся источниками альвеновской турбулентности при $r \leq r_*/2$. Поэтому параметр $k_{\parallel,m} h_m \cong (T_m \beta_m / T_*)^{1/2}$, $T_m = T(r_m)$ — характерная температура короны, $T_* \cong 10^4$ К — температура в основании переходного слоя, $\beta_m = 4\pi r_m / B_m^2$. Как показывают оценки, при $B_* \cong B_{\text{sat}}$ параметр $k_{\parallel,m} h_m \cong 10$. При увеличении B_* этот параметр будет уменьшаться, так как T_m и r_m имеют в этом режиме очень слабую, логарифмическую зависимость от B_* . Соответственно, коэффициент поглощения ξ^a убывает, а скорость v_∞ (4) увеличивается с ростом B_* . При $B_* > B_{\text{sat}} \cong 10 B_{\text{sat}}$ волны с $\omega \leq \omega_c = v_{\text{am}}/2h_m > \omega_0$ из-за нарушения приближения геометрической оптики будут сильно отражаться короной, так что частоту ω_0 в (6), (7) следует заменить на ω_c . В результате получаем:

$$\tau_0 = (2m/M)^{1/2}, \quad \xi^a = \frac{3(a_1 + 1)}{(a_1 + a_2)(5 - 2a_2)} \tau_0^{2/3(a_2 - 1)}, \quad (8)$$

то есть τ_0 зависит только от отношения m/M , ξ^a зависит от m/M и от исходного спектра а-волн. Следовательно, максимально возможная скорость v_∞ в стационарной модели с волновым источником не зависит от геометрии потока и параметров корональной плазмы.

Для слаботурбулентного спектра а-волн с $a_1 = 0$ и $a_2 = 3/2$ /2/ находим из (8), (4): $\xi^a \cong 0,3$, $v_\infty = v_{\max} \cong 1,5v_{g_*}$ ($v_{g_*} \approx 620$ км/с). Это означает, что скорость стационарного солнечного ветра не может превосходить 1000 км/с. Измерения показывают /7/, что даже в быстрых потоках скорость течения у орбиты Земли не превосходит указанного значения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чашей И.В., Шишов В.И. ДАН СССР, 272, 320 (1983).
2. Чашей И.В., Шишов В.И. Астрон. журн., 61, 474 (1984).
3. Чашей И.В., Шишов В.И. Астрон. журн., 64, 119 (1987).
4. Чашей И.В., Шишов В.И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 45 (1985).
5. Чашей И.В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 4, 34 (1986).
6. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М., Наука, 1975, с. 125.
7. Гослинг Дж. Т. В кн. Наблюдения и прогноз солнечной активности. М., Мир, 1976, с. 201.

Поступила в редакцию 26 февраля 1987 г.