Краткие сообщения по физике № 1-1989 г.

УДК 523.72

ВОЛНОВЫЕ ИСТОЧНИКИ ИМПУЛЬСА И ТЕПЛА В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

И.В. Чашей

Рассмотрены связанные с нелинейным затуханием альвеновских волн источники импульса и тепла в солнечном ветре. Показано, что учет этих источников позволяет объяснить быстрый разгон плазмы и дополнительный нагрев ионов в узкой зоне, примыкающей к особой точке.

Для согласования теоретических моделей солнечного ветра с измеряемыми вблизи орбиты Земли параметрами плазмы и с наблюдаемыми температурой и плотностью солнечной короны требуется, чтобы за пределами короны существовали дополнительные источники импульса и тепла /1/. Эти источники, по-видимому, связаны с распространяющимися наружу низкочастотными ($\omega \lesssim \omega_0 \cong 2\cdot 10^{-2}$ c^{-1}) альвеновскими волнами, для которых корона прозрачна /2/. В настоящей работе исследуются ускорение и нагрев солнечного ветра, связанные с нелинейным поглощением альвеновских волн.

В приближении геометрической оптики распространение альвеновских волн в неоднородной движущейся со скоростью v плазме описывается уравнением /2/

$$\frac{1}{r^2}\ \frac{d}{dr}\left[r^2\ \frac{(v+v_a)^2}{v_a}\ W_\omega\right] = -\gamma W_\omega,\quad \int_0^\infty W_\omega d\omega = W, \tag{1}$$

где ω – частота волны; W_ω – спектральная плотность энергии; v_a – альвеновская скорость; γ – декремент затухания; предполагается, что течение сферически симметричное; r – расстояние от центра Солнца. Граничное условие для (1) зададим через поток энергии в нижней короне $H_* = W_* v_{a_*}$, где $r = r_*$ – исходный уровень, примерно совпадающий с радиусом Солнца, 10^4 эрг/см^{2}с $\lesssim H_* \lesssim 10^5$ эрг/см^2·с /2/.

Решение (1) с учетом уравнения непрерывности $\rho v r^2 = \mathrm{const}$ можно записать в виде

$$W = \widetilde{W}(\rho) f(\tau_0),\ \widetilde{W}(\rho) = \frac{H_*}{v_{a*}}\ \frac{(1+M_*)^2}{(1+M)^2}\sqrt{\frac{\rho}{\rho_*}},\ M = \frac{v}{v_a} = M_*\sqrt{\frac{\rho_*}{\rho}}, \tag{2}$$

где ρ – плотность плазмы; зависящий от γ и исходного спектра волн фактор $f(\tau_0)$ описывает затухание; τ_0 – характерная оптическая толщина, $f \equiv 1$ при $\gamma = 0$ или $\tau_0 = 0$. Ниже будет рассмотрено нелинейное затухание волн, связанное с четырехволновыми процессами /2/, для которых /3/

$$\gamma \cong 0{,}1\ \omega\delta^2,\quad \delta = 4\pi W/B^2.$$

Здесь $B = B_* (r_*/r)^2$ – индукция регулярного магнитного поля. Подставляя (3) в (1) и проводя интегрирование по частотам, находим:

$$f(\tau_0) = (1+3\tau_0/2)^{-1/3},\quad \tau_0 = \gamma_*(\omega_0)\, r_* v_{a*}^2 \int_1^{r/r_*} y^4 v_a^{-3}\,(1+M)^{-6}\,dy. \tag{3}$$

Здесь $\omega_0 \cong 2\cdot10^{-2}$ c^{-1} /2/ – характерная частота, исходный спектр предполагается плоским: $W_\omega = \mathrm{const}$ при $\omega \leqslant \omega_0$, $W_\omega = 0$ при $\omega > \omega_0$. Заметим, что от вида спектра зависит только численный коэффициент перед τ_0 в (3).

Уравнение движения с учетом волн можно записать в виде

$$\frac{1}{v}\left(v^2 - \tilde{v}_s^2 - \frac{1}{2}u_a^2\right)\frac{dv}{dr} = \frac{2}{r}\left[\tilde{v}_s^2 + \frac{1}{2}u_a^2 + \frac{r}{2\rho}(F+\Phi) - \frac{1}{4}v_g^2\right], \tag{4}$$

где $\tilde{v}_s^2 = (\partial/\partial\rho)(p - \delta p)$ – невозмущенная волновым нагревом скорость звука (p – давление плазмы, $\delta p \sim \gamma$); u_a – скорость второго звука;

$$u_a^2 = \left(\frac{\partial W}{\partial\rho}\right)_{\tau_0 = \mathrm{const}} = \frac{1}{2}\,\frac{1+3M}{1+M}\,\frac{W}{\rho}; \tag{5}$$

выделены пропорциональные γ источники импульса (силовые члены) F и Φ, связанные с давлением волн и нагревной добавкой δp к газокинетическому давлению; $v_g = v_{g*}(r_*/r)^{1/2}$ – скорость отрыва вещества. Предполагая, что при поглощении волн нагреваются преимущественно ионы, теплопроводность в основном электронная /4/ и обмен энергией между ионами и электронами достаточно медленный, можно записать уравнения энергии отдельно для электронов и ионов

$$\frac{3}{2}\frac{d}{dr}\ln\left(\frac{T_e}{N^{2/3}}\right) = (Nkvr^2)^{-1}\frac{d}{dr}r^2\chi_e\frac{dT_e}{dr}, \tag{6}$$

$$\frac{3}{2}\frac{d}{dr}\ln\left(\frac{T_i}{N^{2/3}}\right) = (Nkv)^{-1}Q, \tag{7}$$

где $\chi_e \sim T_e^{5/2}$ /4/ – коэффициент теплопроводности ($\chi_e \gg \chi_i$); N – концентрация плазмы; $T_{e,i}$ – температура электронов и ионов; Q – источник тепла;

$$Q = (1+M)^{-1}\int_0^\infty \gamma W_\omega d\omega \sim (1+M)^{-1}\tilde{W}^3 f^4 r^8 \tag{8}$$

Легко убедиться, что источник Q возрастает при увеличении r в области $3\tau_0 < 2$, $M < 1$ и убывает в области $3\tau_0 > 2$, $M > 1$.

Решения (6) при большом теплопроводном потоке $q^{th} \gg pv$ /2/ и (7) имеют вид:

$$T_e = T_1(r_1/r)^{2/7};\quad T_1 = \tilde{T}_i + T_a,\quad \tilde{T}_i = T_1(\rho/\rho_1)^{2/3},$$
$$T_a = \frac{2}{3}(\rho/\rho_1)^{2/3}(kvNr^2)^{-1}\int_{r_1}^{r}(r')^2(\rho_1/\rho)^{2/3}Q\,dr', \tag{9}$$

где $T_1 = T_e(r_1) = T_i(r_1) \lesssim 10^6$ К – температуры на уровне r_1, который не совпадает с r_*, $r_1 \cong 4r_*$ и определяется из условия, что при $r > r_1$ время термализации электронов и ионов становится больше r/v. Соотношения (2) и (9) позволяют определить F и Φ:

$$F = \frac{Q}{2v_a(1+M)},\quad \Phi = \frac{5}{3}NkT_a\left|\frac{d\ln\rho}{dr}\right| - \frac{2}{3}\frac{Q}{v}. \tag{10}$$

Сила F всегда ускоряющая, сила Φ в зависимости от источника Q(r) может быть как ускоряющей, так и замедляющей.

Рассмотрим подробнее уравнение движения (4). Исходя из (2), (3), (5), (8), (10), можно убедиться, что u_a^2 и rF/ρ имеют максимум вблизи точки r_2, где $(3/2)\tau_0 \cong 1$. Кроме того, $rF \ll \rho u_a^2$ при $r \ll r_2$ и $r \gg r_2$, $rF \gtrsim \rho u_a^2$ при $r \cong r_2$, и, как показывают оценки, $F > \Phi$. Поэтому при $r \lesssim r_2$ наиболее существенным и быстроменяющимся волновым членом в (4) является слагаемое с F в правой части. Уравнение (4) имеет особую точку $r = r_c$, в которой левая и правая части обращаются в нуль при $dv/dr \neq 0$. Как следует из экспериментов по радиопросвечиванию /5/, особая точка r_c расположена при $r \cong 10r_*$, непосредственно к r_c примыкает узкая зона ускорения $r \gtrsim r_c$, в которой скорость увеличивается в несколько раз, а затем выходит на примерно постоянный уровень. Можно показать, что в отсутствие волн, $W = 0$, особая точка r_c будет расположена при $r \cong 20r_*$, то есть существенно дальше, чем наблюдается. Следовательно, $u_a^2 \gtrsim \tilde{v}_s^2$ при $r \cong r_c$. Если теперь предположить, что альвеновские волны не поглощаются, $\gamma = 0$, то при $u_a^2 \cong \tilde{v}_s^2$ получаем оценку $a_c = d \ln v/d \ln r|_{r_c} \cong 1{,}1$. Так как $a > a_c$ при $r < r_c$ и $a < a_c$ при $r > r_c$, то ясно, что наблюдаемый профиль v(r) без учета затухания объяснен быть не может. Полагая $rF \sim \rho v_g^2/2$ и $v \sim \tilde{v}_s$ при $r = r_c$, получаем оценку $r_c \cong 10r_*$, которая из-за очень резкой радиальной зависимости F мало чувствительна к исходным значениям H_* и B_*. При $r > r_c$ в левой части (4) можно удержать только инерционный член $v dv/dr$, а в правой – диссипативную силу F/ρ. При этом с учетом (2) и уравнения непрерывности находим при $3\tau_0 < 2$, $M < 1$ приближенное решение $v = v_c[1 + A(r^9 - r_c^9)]^{1/3}$, $A = \mathrm{const}$, то есть диссипация волн приводит к быстрому разгону плазмы ($v \sim r^3$) в области $r \gtrsim r_c$. В области $r > r_2$ ($3\tau_0 > 2$) члены rF/ρ, u_a^2 становятся убывающими, здесь решение v(r) переходит в режим выхода на асимптотику, $v(r) = v_\infty - b(r_2/r)^{5/3}$, где v_∞ определяется из условия $H_* = v_\infty^2 \rho_* v_*/2$, $b = \mathrm{const}$. Соответствующие численные значения составляют $v(r_c) \lesssim 100$ км/с, $v_\infty \cong 400$ км/с. При $v \sim r^3$ можно оценить r_2, такое, что $3\tau_0(r_2) \cong 2$, и r_a ($M < 1$ при $r < r_a$, $M > 1$ при $r > r_a$). Оказывается, что $r_2 \cong r_a \cong 20r_*$. Здесь же происходит и стыковка решения $v \sim r^3$ с асимптотикой $v = v_\infty$. Это означает, что диссипативное ускорение имеет место только в узкой области r, $r_c \leq r < 2r_c$ (при $r < r_c$ волновые члены в (4) несущественны), а в особой точке $M < 1$, $3\tau_0 < 2$.

Приведем также оценку дополнительного нагрева ионов T_a (9). При $r < r_2$ добавка T_a растет пропорционально $r^{5/2}$, достигает максимума при $r \cong r_2$, значение T_a в максимуме значительно превосходит $\tilde{T}_i$ и сравнимо с T_e, $T_a(r_2) \gtrsim T_e(r_2)$. При $r > r_2$ температура ионов меняется по адиабатическому закону, $T_a \cong T_a(r_2)(\rho/\rho_2)^{2/3}$.

Таким образом, учет альвеновских волн и их поглощения позволяет объяснить характерные особенности экспериментальной зависимости v(r), а также дополнительный нагрев ионной составляющей солнечного ветра. Это связано с тем, что найденные источники импульса и тепла имеют пространственное распределение именно такого вида, какой требуется для согласования теоретических моделей с экспериментальными данными о короне и солнечном ветре. Отсюда следует, что нелинейное затухание альвеновских волн играет существенную роль в энергетическом балансе солнечного ветра в области его формирования. Линейные механизмы затухания проблему не решают, поскольку их декременты оказываются наибольшими в короне и с удалением от Солнца убывают.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хундхаузен А. Расширение короны и солнечный ветер. М., Мир, 1976, с. 85.
2. Чашеи И.В., Шишов В.И. Геомагнетизм и аэрономия, **27**, 542 (1987).
3. Брагинский С.И. В сб. Вопросы теории плазмы. М., Атомиздат, 1963, вып. 1, с. 183.
4. Алексин В.Ф., Ходусов В.Д. Укр. физ. журн., **18**, 1707 (1973).
5. Armand N.A., Efimov A.I., Yakovlev O.I. Astron. Astrophys., **183**, 135 (1987).

Поступила в редакцию 15 сентября 1988 г.