

УДК 523.94 + 523.98

О проникновении акустико-гравитационных и альвеновских волн из хромосферы в корону Солнца

Ю.Т. Цап¹, Ю.Г. Копылова², А.В. Степанов²

¹ НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный

² Главная астрономическая обсерватория РАН, 196140, Пулковое, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 1 марта 2006 г.

Аннотация. Рассматривается проникновение акустико-гравитационных и альвеновских волн, возбуждаемых в тонких магнитных трубках, из хромосферы в корону Солнца. В рамках двухслойной модели с учетом стратификации атмосферы получены выражения для коэффициентов отражения. Акустико-гравитационные волны с частотой, близкой к частоте акустической отсечки, способны эффективно проникать в солнечную корону, что хорошо согласуется с наблюдениями. Высоко-частотные альвеновские моды с периодами менее нескольких десятков секунд в результате отражения теряют около 70 % волновой энергии. Это свидетельствует о существенном вкладе данных мод в нагрев солнечной короны.

ON THE PENETRATION OF THE ACOUSTIC-GRAVITY AND ALFVEN WAVES FROM THE CHROMOSPHERE INTO THE CORONA OF THE SUN, *by Yu. T. Tsap, Yu. G. Kopylova, A. V. Stepanov.* The penetration of the acoustic-gravity and Alfvén waves from the chromosphere to the corona of the Sun excited in the thin magnetic tubes is considered. Within the framework of the two layers model regarding of the atmospheric stratification the expressions for the reflection coefficients have been obtained. The acoustic-gravity waves with the frequency near the frequency of the acoustic cutoff can effectively penetrate into the solar corona which is in agreement with observations. As a result of reflection the energetic losses of the high frequency Alfvén modes with periods less than few tens of seconds are about 70 %. This shows evidence in favor of the essential contribution of these modes to the coronal heating of the Sun.

Ключевые слова: Солнце, отражение МГД-волн, нагрев короны

1 Введение

За последнее время благодаря рентгеновским и ультрафиолетовым наблюдениям, проведенным с высоким пространственным разрешением на орбитальных станциях SOHO и TRACE, значительно вырос интерес к изучению волновых и колебательных процессов в верхней атмосфере Солнца. Это и неудивительно, поскольку с ними связывают многие важные явления, такие как нагрев короны (Зиркер, 1993; Мандрини и др., 2000; Кранмер, 2002) и формирование высокоскоростных потоков солнечного ветра (Кранмер, 2002). Изучение волновых и колебательных процессов в корональных петлях привело к возникновению нового перспективного направления по диагностике плазмы и магнитных полей в верхней атмосфере Солнца, названного корональной сейсмологией

(Робертс, 2000; Накаряков, Фервихте, 2004). В то же время многие вопросы по-прежнему остаются открытыми, среди которых особое место занимает проблема проникновения магнитогидродинамических (МГД) волн из хромосферы в корону Солнца, поскольку в переходном слое относительные градиенты плотности и температуры плазмы достигают наибольших значений.

О том, что в солнечной атмосфере доминируют акустические колебания с периодом несколько минут известно довольно давно, начиная с пионерской работы Лейтона (1960). Однако лишь с запуском спутника SMM удалось обнаружить осцилляции излучения в переходной области Солнца над тенью пятна (Гурман и др., 1982). Поскольку колебания доплеровских скоростей и интенсивности в резонансной линии C IV, которая формируется при температуре $T \approx 10^5$ К, имели одинаковый период, а также происходили в фазе, то отсюда был сделан вывод в пользу их связи с бегущими волнами. К настоящему времени получено много указаний, свидетельствующих о возможности эффективного проникновения акустических волн из хромосферы в корону Солнца (Малтби и др., 1999; Флудра, 1999; Бринлидсен и др., 1999а, 1999б, 2004; Демуртел и др., 2002; Оши и др., 2002; Марш и др., 2003, 2004; Депонте, 2004; Лин и др., 2005). Особо следует отметить, что Демуртел и др. (2002) обнаружили зависимость периодов осцилляций в основаниях петель в зависимости от места их расположения. Как оказалось, над пятнами преобладают 3-минутные колебания, тогда как вне пятен – 5-минутные.

Депонте и др. (2005) предположили, что за эффективное проникновение акустических возмущений в корону могут быть ответственны ударные волны, распространяющиеся вдоль магнитных трубок. В рамках данной гипотезы хромосферные спикюлы и корональные колебания рассматриваются как разные проявления ударных волн в верхней атмосфере Солнца. Малая относительная амплитуда колебаний ($\sim 5\%$) объяснялась тем, что фактор заполнения для магнитных трубок, в которых распространяются ударные волны, может достигать 1.5%. Между тем, согласно Оши и др. (2002), над пятнами наблюдаются волновые возмущения, распространяющиеся как вверх, так и вниз на фоне нисходящих потоков плазмы. В рамках данной модели трудно также понять, почему амплитуда осцилляций с высотой сначала растет, затем падает в окрестности переходной области, после чего снова увеличивается (Оши и др., 2002; Бринлидсен и др., 2004).

Довольно часто высокую температуру солнечной короны связывают с альвеновскими волнами, поскольку по сравнению с другими модами они в наименьшей степени подвержены рефракции и диссипативным процессам (Зиркер, 1993). В работе Холлвега (1984) на основе трехслойной модели (хромосфера-корона-хромосфера) было показано, что корональная часть петли, действуя подобно резонансной полости (см. также Литвин, Рознер, 1998), способна эффективно захватывать альвеновские волны, возбуждаемые в нижней атмосфере Солнца, на определенных частотах. Вместе с тем данный механизм предполагает, что априорно в корональной петле должны существовать колебания с достаточно большой амплитудой, раскачка которых выглядит проблематичной. Кроме того, как станет ясно из дальнейшего изложения, при проведении расчетов Холлвег (1984) (см. также Лир и др., 1982) не совсем корректно оценил коэффициент отражения волн на границе между короной и хромосферой.

Необходимость детального изучения процесса отражения альвеновских волн в переходной области следует также из наблюдений, проведенных в микроволновом диапазоне на ССРТ и РТ-22, благодаря которым в нижней короне Солнца удалось обнаружить колебания излучения с периодом в несколько десятков секунд (Занданов и др., 1984; Гельфрейх и др., 2004). После проведения детального анализа механизмов диссипации МГД-волн Гельфрейх и др. (2004) пришли к заключению, что, вероятнее всего, обнаруженные осцилляции связаны с альвеновскими модами. Этот результат хорошо согласуется с оптическими измерениями в линии Fe XIV, позволившими выявить в спектре мощности десятисекундные колебания для доплеровских смещений, тогда как значимые пики для интенсивности излучения не были обнаружены (Аджабширизадех, Махмудзадех, 2003).

Цель представленной работы – исследовать возможность проникновения из хромосферы в корону Солнца акустико-гравитационных и альвеновских волн, распространяющихся вдоль магнитных трубок.

2 Отражение акустико-гравитационных волн

Одномерные линеаризованные уравнения идеальной гидродинамики, описывающие акустико-гравитационные моды в тонкой магнитной трубке, с учетом стратификации атмосферы, когда направления оси трубки Z и силы тяжести совпадают, можно записать следующим образом:

$$\rho \frac{\partial \delta v_z}{\partial t} = -\frac{\partial \delta p}{\partial z} + \delta \rho g, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} + \delta v_z \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial \delta p}{\partial t} - c_s^2 \frac{\partial \delta \rho}{\partial t} \right) + \delta v_z \left(\frac{\partial p}{\partial z} - c_s^2 \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) = 0, \quad (3)$$

где $c_s = \sqrt{\gamma p / \rho}$. Из (1)–(3) после простых преобразований получим:

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} + c_s^2 \rho \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} + \delta v_z \rho g = 0, \quad (4)$$

$$c_s^2 \frac{\partial^2 \delta v_z}{\partial z^2} + \gamma g \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} - \frac{\partial^2 \delta v_z}{\partial t^2} = 0. \quad (5)$$

Полагая $\delta v_z \propto \exp(-i\omega t)$ и температуру $T = \text{const}$, нетрудно найти решения дифференциального уравнения (5), которые хорошо известны (Ламб, 1947):

$$\delta v_z = e^{-z/2H} (C_1 e^{-idz/2} + C_2 e^{idz/2}) e^{-i\omega t}, \quad d^2 = \omega^2 / c_s^2 - 1 / (4H^2) > 0, \quad (6)$$

$$\delta v_z = e^{-z/2H} (C_1 e^{-\tilde{d}z/2} + C_2 e^{\tilde{d}z/2}) e^{-i\omega t}, \quad \tilde{d}^2 = 1 / (4H^2) - \omega^2 / c_s^2 > 0, \quad (7)$$

где C_1, C_2 – некоторые константы, $H = k_B T / Mg$ – характерная шкала высот, M – масса протона, k_B – постоянная Больцмана. Уравнение (6) описывает акустико-гравитационные волны в стратифицированной изотермической атмосфере, тогда как (7) – колебания без узлов и пучностей, которые иногда называют нераспространяющимися волнами (evanescent modes).

Если толщина переходной области, которая составляет несколько сот километров, значительно меньше длины волны, то ее можно представить в виде граничной поверхности, разделяющей хромосферу (h) и корону (c). Считая начало системы координат совпадающей с границей, уравнения для падающей, отраженной и прошедшей волны можно представить соответственно в виде:

$$\delta v_h \propto e^{(-id-1/(2H))z}, \quad (8)$$

$$\delta v'_h \propto e^{(id-1/(2H))z}, \quad (9)$$

$$\delta v_c \propto e^{-ikz}. \quad (10)$$

Тогда, полагая все возмущенные величины $\propto \exp(-i\omega t)$ и используя (1) и (4), согласно (8)–(10), имеем:

$$\delta p_h(z) = \frac{\rho_h c_{sh}^2}{i\omega} \left(\frac{2-\gamma}{2\gamma H} - id \right) \delta v_h, \quad (11)$$

$$\delta p'_h(z) = \frac{\rho_h c_{sh}^2}{i\omega} \left(\frac{2-\gamma}{2\gamma H} + id \right) \delta v'_h, \quad (12)$$

$$\delta p_c = -c_{sc} \rho_c \delta v_c. \quad (13)$$

В силу непрерывности возмущений скорости и давления на границе:

$$\delta p_h + \delta p'_h = \delta p_c, \quad \delta v_h + \delta v'_h = \delta v_c, \quad (14)$$

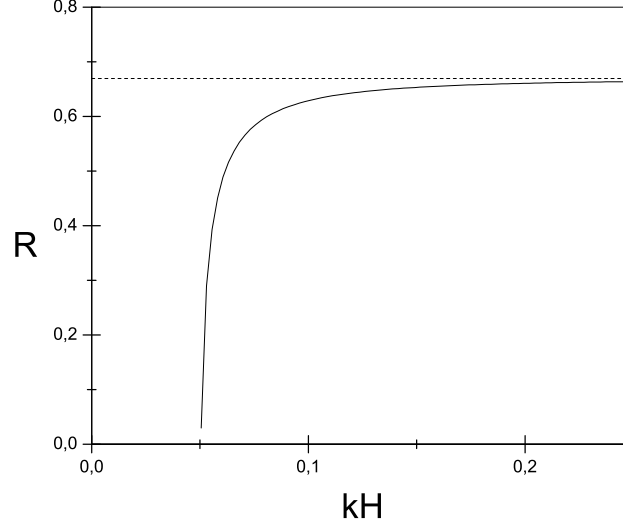


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения R от параметра kH , где k – волновое число, H – характерная шкала высот. Отношение скорости звука в короне к скорости звука в хромосфере $c_{sc}/c_{sh} = 10$. Пунктирная линия соответствует асимптотической формуле (18), полученной для высокочастотных мод

из (11)–(14) находим

$$\frac{\delta v'_h}{\delta v_h} = \frac{\rho_h c_{sh}^2 / \omega (d + i(2 - \gamma)/(2\gamma H)) - \rho_c c_{sc}}{\rho_c c_{sc} + \rho_h c_{sh}^2 / \omega (d - i(2 - \gamma)/(2\gamma H))}. \quad (15)$$

Следовательно, согласно (15), коэффициент отражения

$$R = \frac{|\delta v'_h|^2}{|\delta v_h|^2} = \frac{(\rho_h c_{sh}^2 d / \omega - \rho_c c_{sc})^2 + [(2 - \gamma)/(2\gamma H) \rho_h c_{sh}^2 / \omega]^2}{(\rho_c c_{sc} + \rho_h c_{sh}^2 d / \omega)^2 + [(2 - \gamma)/(2\gamma H) \rho_h c_{sh}^2 / \omega]^2}. \quad (16)$$

С учетом условия равновесия ($\rho_c c_{sc}^2 = \rho_h c_{sh}^2$) и дисперсионного соотношения для звуковых мод в однородной короне: $\omega = kc_{sc}$, уравнение (16) перепишем в виде:

$$R = \frac{(1 - d/k)^2 + 1/(kH)^2 (2 - \gamma)^2 / (2\gamma)^2}{(1 + d/k)^2 + 1/(kH)^2 (2 - \gamma)^2 / (2\gamma)^2}. \quad (17)$$

Откуда, в частности, для высокочастотных мод ($\omega^2 \gg c_{sh}^2 / 4H^2$) нетрудно вывести хорошо известное выражение для коэффициента отражения звуковых волн (Ландау, Лифшиц, 1986):

$$R = \left(\frac{c_{sc} - c_{sh}}{c_{sc} + c_{sh}} \right)^2. \quad (18)$$

График функций $R(kH)$ при $c_{sc}/c_{sh} = 10$ представлен на рис. 1. Как видно, значение коэффициента отражения R при $kH \rightarrow 0.05$, что соответствует стремлению ω к частоте акустической отсечки

$$\omega_A^2 = c_{sh}^2 / 4H^2, \quad (19)$$

резко уменьшается. Поскольку $\omega_A = 2\pi/T_{pA}$, то, согласно (19), период $T_{pA} \approx 3.2\sqrt{T}$ [с]. Поэтому, полагая температуру хромосферы $T = 10^4$ К, получим $T_{pA} \approx 5$ мин. Следовательно, пятиминутные

колебания должны проникать в корону Солнца наиболее эффективно, что хорошо согласуется с результатами наблюдений колебаний в основаниях корональных петель вне пятен (Демуртел и др., 2002).

3 Отражение альвеновских волн

Линеаризованные МГД-уравнения, описывающие распространение альвеновских волн (винтовая мода) в неоднородной плазме вдоль оси Z , представим в виде:

$$\rho \frac{\partial \delta v_\varphi}{\partial t} = \frac{B}{4\pi} \frac{\partial \delta B_\varphi}{\partial z}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial \delta B_\varphi}{\partial t} = B \frac{\partial \delta v_\varphi}{\partial z}. \quad (21)$$

Подставляя (20) в (21), получим волновое уравнение, которое описывает азимутальную компоненту возмущенной скорости

$$\frac{\partial^2 \delta v_\varphi}{\partial t^2} = v_A^2(z) \frac{\partial^2 \delta v_\varphi}{\partial z^2}, \quad (22)$$

где альвеновская скорость $v_A(z) = B/\sqrt{4\pi\rho(z)}$. Решение уравнения (22) в случае, когда $v_A \propto \exp(-z/2H)$, сводится к выражению:

$$\delta v_\varphi = [C_1 H_0^{(1)}(\eta) + C_2 H_0^{(2)}(\eta)] e^{-i\omega t}. \quad (23)$$

где C_1 и C_2 – некоторые константы, $\eta = 2H\omega/v_A$, $H_0^{(1)}$ и $H_0^{(2)}$ – функции Ханкеля первого и второго рода.

Для того, чтобы выяснить направление распространения волн, описываемых функциями Ханкеля, обратимся к приближению квазиоднородной плазмы ($\eta \gg 1$), в рамках которого

$$H_n^{(1)}(\eta) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi\eta}} e^{i(\eta - \pi n/2 - \pi/4)}, \quad H_n^{(2)}(\eta) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi\eta}} e^{-i(\eta - \pi n/2 - \pi/4)}. \quad (24)$$

В силу стратификации атмосферы, когда $z/H \ll 1$,

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \approx \frac{1}{H},$$

где $\Delta\rho = \rho_0 - \rho$ – изменение плотности плазмы, начиная с некоторого нулевого уровня, и

$$v_A(z) \approx v_{A_0}(1 - z/2H).$$

Положив $\omega = kv_{A_0}$, где $v_{A_0} = B/\sqrt{4\pi\rho_0}$, а также раскладывая η в ряд по малому параметру z/H , получим

$$H_0^{(1)} \propto e^{ikz}, \quad H_0^{(2)} \propto e^{-ikz}. \quad (25)$$

Как видно из (25), возмущения δv_φ соответствуют плоским волнам. Причем функция Ханкеля $H_n^{(1)}$ описывает распространение волн вдоль положительного направления оси Z , а $H_n^{(2)}$ – вдоль отрицательного. Это предполагает (см. также Холлвег, 1984), что для падающей, отраженной и прошедшей волны при любых значениях η

$$\delta v_h \propto H_0^{(2)}(\eta), \quad \delta v'_h \propto H_0^{(1)}(\eta), \quad \delta v_c \propto e^{-ikz}. \quad (26)$$

Следовательно, с учетом (21) и (26),

$$\delta B_h = -\frac{iB}{v_{A_h}} \frac{H_1^{(2)}(\eta)}{H_0^{(2)}(\eta)} \delta v_h, \quad \delta B'_h = -\frac{iB}{v_{A_h}} \frac{H_1^{(1)}(\eta)}{H_0^{(1)}(\eta)} \delta v'_h, \quad \delta B_c = \frac{kB}{\omega} \delta v_c. \quad (27)$$

Записывая условия сшивки на границе:

$$\delta v_h + \delta v'_h = \delta v_c \quad \delta B_h + \delta B'_h = \delta B_c, \quad (28)$$

из (27) и (28) находим:

$$\frac{\delta v'_h}{\delta v_h} = -\frac{1 + i\omega/(kv_{A_h})H_1^{(2)}(\eta)/H_0^{(2)}(\eta)}{1 + i\omega/(kv_{A_h})H_1^{(1)}(\eta)/H_0^{(1)}(\eta)}. \quad (29)$$

Вновь обратившись к квазиоднородному приближению, учитывая дисперсионное соотношение для альвеновских волн в короне:

$$\omega = kv_{A_c}, \quad (30)$$

нетрудно убедиться, что с помощью (30) уравнение (29) сводится к хорошо известному равенству

$$\frac{\delta v'_h}{\delta v_h} = \frac{v_{A_c} - v_{A_h}}{v_{A_c} + v_{A_h}}. \quad (31)$$

Особо подчеркнем, что Холлвег (1984) (см. также Лир и др., 1982) в ходе получения (29) необоснованно принял $\omega/(kv_{A_h}) = 1$, тогда как на самом деле $\omega/(kv_{A_h}) = v_{A_c}/v_{A_h} = \sqrt{\rho_h/\rho_c}$.

С учетом тождества Ломмеля (Ватсон, 1949)

$$J_n(\eta)N_{n+1}(\eta) - J_{n+1}(\eta)N_n(\eta) = -\frac{2}{\pi\eta},$$

из (29) получим выражение для коэффициента отражения

$$R = \frac{J_0(\eta)^2 + N_0(\eta)^2 + (\omega/kv_{A_h})^2(N_1(\eta)^2 + J_1(\eta)^2) - (\omega/kv_{A_h})4/(\pi\eta)}{J_0(\eta)^2 + N_0(\eta)^2 + (\omega/kv_{A_h})^2(N_1(\eta)^2 + J_1(\eta)^2) + (\omega/kv_{A_h})4/(\pi\eta)}, \quad (32)$$

которое заметно отличается от приведенного в работе Холлвега (1984)

$$R_H = \frac{J_0(\eta)^2 + N_0(\eta)^2 + N_1(\eta)^2 + J_1(\eta)^2 - 4/(\pi\eta)}{J_0(\eta)^2 + N_0(\eta)^2 + N_1(\eta)^2 + J_1(\eta)^2 + 4/(\pi\eta)}. \quad (33)$$

При $\eta \ll 1$, что характерно для солнечной атмосферы, уравнения (32) и (33) можно существенно упростить, воспользовавшись известными соотношениями (Ватсон, 1949):

$$\begin{aligned} J_0(\eta) &\approx 1, \quad J_1(\eta) \approx \frac{\eta}{2}, \\ N_0(\eta) &\approx \frac{2}{\pi}J_0(\eta) \left(\ln\left(\frac{\eta}{2}\right) + C \right), \quad N_1(\eta) \approx -\frac{2}{\pi\eta} + \frac{2}{\pi}J_0(\eta) \left(\ln\left(\frac{\eta}{2}\right) + C \right), \end{aligned} \quad (34)$$

где $C = 0.58$ – постоянная Эйлера. Используя (34), уравнения (32) и (33) приобретают вид:

$$R \approx 1 - 2\pi \frac{kv_{A_h}}{\omega} \eta = 1 - 2\pi \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_h}} \eta, \quad (35)$$

$$R_H \approx 1 - 2\pi\eta. \quad (36)$$

Графики функций $R(\eta)$ и $R_H(\eta)$, следующие из (32) и (33), представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, а также уравнений (35) и (36), коэффициент отражения, в отличие от акустических волн, с ростом частоты падает. Нетрудно также прийти к выводу, что Холлвег (1984) недооценил коэффициент отражения для альвеновских волн. Поэтому вывод Депонте и др. (2001), основанный на формуле (36), о возможности сильного затухания альвеновских колебаний в результате утечки волн через основания петель нельзя считать обоснованным (см. также Офман, 2002; Ашванден и др., 2002).

Необходимо особо отметить, что в соответствии с полученными результатами, несмотря на сравнительно сильное отражение волн, высокочастотные альвеновские моды могут проникать в корону Солнца достаточно эффективно. Как видно из рис. 2, для $\eta \geq 1$ коэффициент отражения существенно не меняется, и мы можем принять $R \approx 0.7$. В этом случае около 30 % волновой энергии, поступающей из хромосферы, будет проникать в корону. Причем, при $v_{A_h} = 3 \times 10^7$ см, $\eta_c = 1$ период $T_p = 4\pi H/(\eta_c v_{A_h}) \approx 21$ с, что достаточно хорошо согласуется с результатами наблюдений, полученными на ССРТ и РТ-22 (Занданов и др., 1984; Гельфрейх и др., 2004).

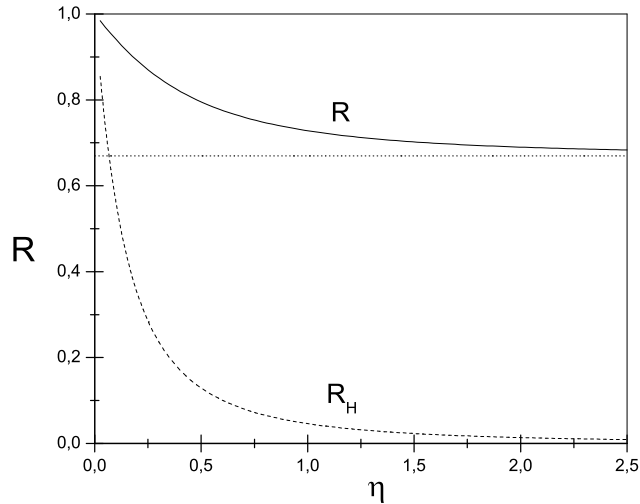


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения R от параметра η при $\rho_h/\rho_c = 10^2$. Сплошная линия соответствует формуле (32), пунктирная – формуле, полученной Холлвегом (1984; см. также Лир и др., 1982), горизонтальная – асимптотической формуле (31)

4 Обсуждение результатов и выводы

В представленной работе мы показали, что акустико-гравитационные волны с частотой, близкой к частоте акустической отсечки, могут проникать из хромосферы в корону Солнца без значительных потерь. Это позволило нам объяснить, почему в основаниях корональных петель, расположенных вне пятен, преобладают пятиминутные осцилляции. При этом наличие минимума амплитуды колебаний в переходной области объясняется формированием “узла колебаний”, обусловленного суперпозицией падающей и отраженной волны. Что касается колебаний над пятнами, то вследствие сложной структуры магнитного поля в верхней атмосфере Солнца используемое нами приближение становится неприемлемым. В этом случае необходимо учитывать эффекты, обусловленные действием сил магнитной природы.

Нами было установлено, что альвеновские волны отражаются от переходной области существенно эффективнее акустико-гравитационных. Вместе с тем, если они являются высокочастотными, т. е. их периоды не превышают несколько десятков секунд, то поток волн в короне ослабевает всего в 3 раза. Данный вывод хорошо согласуется с некоторыми данными, полученными как в оптическом, так и микроволновом диапазонах. По нашему мнению, это свидетельствует о возможном существенном вкладе альвеновских волн в нагрев солнечной короны.

В заключение хотелось бы отметить, что мы ограничились рассмотрением вертикальных магнитных трубок. Между тем наклон оси магнитных трубок к поверхности Солнца может заметно повлиять на полученные результаты. В первую очередь это касается акустико-гравитационных мод, поскольку в этом случае частота акустической отсечки может значительно возрасти (Депонте и др., 2005). Вопрос об особенностях отражения МГД-волн, возбуждаемых в наклонных магнитных трубках, мы надеемся рассмотреть в следующей работе.

Работа поддержана РФФИ (гранты 06-02-16838 и 06-02-16859).

Литература

- Аджабширизадех, Махмудзадех (Adjabshirizadeh A., Mahmoudzadeh A.) // Proc. of the ISCS. 2003. Symp. "Solar Variability as an Input to the Earth's Environment". ESA Publ. Div. Noordwijk. ESA SP-535. 2003. P. 763.
- Ашванден и др. (Aschwanden M.J., De Pontieu B., Schrijver C.J., Title A.M.) // Solar Phys. 2002. V. 206. P. 99.
- Бринлидсен и др. (Brynlidsen N., Leifsen T., Kjeldseth-Moe O.) // Astrophys. J. 1999a. V. 511. P. L121.
- Бринлидсен и др. (Brynlidsen N., Kjeldseth-Moe O., Maltby P., Wilhelm K.) // Astrophys. J. 1999b. V. 517. P. L159.
- Бринлидсен и др. (Brynlidsen N., Maltby P., Foley C. et al.) // Solar Phys. 2004. V. 221. P. 237.
- Ватсон Г.Н. // Теория бесселевых функций. М.: Изд. иностр. лит. 1949.
- Гельфрейх Г.Б., Цап Ю.Т., Копылова Ю.Г. и др. // Письма в Астрон. журн. 2004. Т. 30. С. 540.
- Гурман (Gurman J.B., Leibacher J.W., Shine R.A. et al.) // 1982. V. 253. P. 939.
- Демуртел (De Moortel I., Ireland J., Hood A.W., Walsh R.W.) // Astron. Astrophys. 2002. V. 387. P. L13.
- Депонте и др. (De Pontieu B., Martens P.C., Hudson H.S.) // Astrophys. J. 2001. V. 558. P. 859.
- Депонте (De Pontieu B.) // Proc. of the SOHO 13 "Waves, Oscillations and Small-Scale Transient Events in the Solar Atmosphere". ESA Publ. Div. Noordwijk. ESA SP-547. 2004. P. 25.
- Депонте и др. (De Pontieu B., Erdélyi R., De Moortel I.) // Astrophys. J. 2005. V. 624. P. L61.
- Занданов В.Г., Тресков Т.А., Уралов А.М. // Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1984. Т. 68. С. 21.
- Зиркер (Zirker J.B.) // Solar Phys. 1993. V. 148. P. 43.
- Кранмер (Cranmer S.R.) // Space Sci. Rev. 2002. V. 101. P. 229.
- Ламб Г. // Гидродинамика. М.: Гос. изд. техн.-теор. лит. 1947.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Гидродинамика. М.: Наука. 1986.
- Лейтон (Leighton R.B.) // IAU Symp. N 12 "Aerodynamic Phenomena in Stellar Atmospheres". 1960. P. 321.
- Лин и др. (Lin C.-H., Banerjee D., Doyle J.G. et al.) // Astron. Astrophys. 2005. V. 434. P. 751.
- Лир и др. (Leer E., Holzer T.E., Flá T.) // Space Sci. Rev. 1982. V. 33. P. 161.
- Литвин, Рознер (Litwin C., Rosner R.) // Astrophys. J. 1998. V. 499. P. 945.
- Мандрини и др. (Mandrini C.H., Demoulin P., Klimchuk J.A.) // Astrophys. J. 2000. V. 530. P. 999.
- Малтби и др. (Maltby P., Brynlidsen N., Fredvik T. et al.) // Astron. Astrophys. 1999. V. 190. P. 437.
- Марш и др. (Marsh M.S., Walsh R.W., De Moortel I., Ireland J.) // Astron. Astrophys. 2003. V. 404. P. L37.
- Марш и др. (Marsh M.S., Walsh R.W., De Moortel I., Ireland J.) // Proc. of the SOHO 13 "Waves, Oscillations and Small-Scale Transient Events in the Solar Atmosphere". ESA Publ. Div. Noordwijk. ESA SP-547. 2004. P. 519.
- Накаряков, Фервихте (Nakariakov V.M., Verwichte E.) // Astron. & Geophys. 2004. V. 45. P. 426.
- Офман (Ofman L.) // Astrophys. J. 2002. V. 568. P. L135.
- Оши и др. (O'Shea E., Muglach K., Fleck B.) // Astron. Astrophys. 2002. V. 387. P. 642.
- Робертс (Roberts B.) // Solar Phys. 2000. V. 193. P. 139.
- Флудра (Fludra A.) // Astron. Astrophys. 1999. V. 344. P. L75.
- Холлвег (Hollweg J.V.) // Astrophys. J. 1984. V. 277. P. 392.