ОБ ОЦЕНКЕ ПОТОКА ЭНЕРГИИ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ ДОПЛЕРОВСКИХ СКОРОСТЕЙ

Цап Ю.Т.¹, Степанов А.В.², Копылова Ю.Г.², Гольдварг Т.Б.³

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Крым, Россия

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

³Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

ON THE ESTIMATION OF THE ENERGY FLUX OF ALFVÉN WAVES IN THE LOWER SOLAR ATMOSPHERE BASED ON DOPLER VELOCITY MEASUREMENTS

Tsap Yu.T.¹, Stepanov A.V.², Kopylova Y.G.², Goldvarg T.B.³

¹Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

²Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia

³Kalmyk State University, Elista, Russia

The wave energy flux of torsional Alfvén waves in the stratified solar atmosphere is considered. It has been shown that the often using formula for the estimation of the energy flux of torsional modes ($\rho \delta V^2 / 2 V_A$) under solar chromospheric conditions cannot be used for wave periods greater than a few minutes. Consequences of the results are discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-325-328

Введение

В настоящее время имеется большое количество данных, свидетельствующих о существенном вкладе альфеновских волн в нагрев хромосферы, переходной области и короны Солнца [1]. Между тем, когда оценивается поток волновой энергии по наблюдениям амплитуды доплеровских скоростей δV , обычно не принимается во внимание стратификация атмосферы. В частности, усредненный по времени поток энергии альфеновских волн находится с помощью следующего хорошо известного соотношения [2, 3]:

$$F_h = \frac{\rho \delta V^2}{2} V_A, \quad (1)$$

где ρ – плотность плазмы и V_A – альфеновская скорость. Однако формула (1) приемлема только для однородной плазмы, в случае же стратифицированной атмосферы такой подход может приводить к значительным погрешностям. Если опустить проблему влияния турбулентности на определение значений δV , то в связи с этим можно выделить две основные причины. Во-первых, амплитуда скорости δV может быть результатом наложения возмущений как падающей, так и отраженной волны. Во-вторых, существенное влияние способна оказывать стратификация атмосферы, по-

сколькx вследствие неоднородности плазмы приближение ВКБ, используемое при получении формулы (1), становится неприемлемым. Детальному анализу последней возможности и посвящена настоящая работа.

Стратификация атмосферы и волновой поток

Волновое уравнение, описывающее распространение торсионных альвеновских мод в тонкой магнитной трубке (для простоты мы приняли магнитное поле трубки $B = \text{const}$) в цилиндрической системе координат, с осью $\mathbf{Z}$, направленной вверх перпендикулярно поверхности Солнца, можно представить следующим образом [4, 5]

$$\frac{\partial^2 \delta V}{\partial t^2} = V_A^2(z) \frac{\partial^2 \delta V}{\partial z^2}, \quad (2)$$

где альвеновская скорость

$$V_A(z) = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho(z)}}.$$

Если принять $\rho = \rho_0 \exp(-z/H)$ и $\delta V(t, z) \propto \exp(-i\omega t)$, то решение уравнения (1) выражается через функции Ханкеля [4]

$$\delta V(t, \eta) = \left(C_1 H_0^{(1)}(\mu) + C_2 H_0^{(2)}(\mu) \right) e^{-i\omega t}, \quad \mu = \frac{2\omega H}{V_A} = \frac{4\pi H}{P V_A}. \quad (3)$$

Здесь C_1 и C_2 – произвольные константы, а P – период волны. Откуда для усредненного по времени потока энергии альвеновских волн вдоль оси $\mathbf{Z}$ согласно (3) находим [Hollweg, 1984]

$$F_s = \frac{B^2}{8\pi^2 \omega H} (|C_2|^2 - |C_1|^2). \quad (4)$$

Как следует из уравнения (4), функции Ханкеля $H_0^{(1)}(\mu)$ и $H_0^{(2)}(\mu)$ описывают распространение волн в противоположных направлениях. В частности, если пренебречь отражением волновой поток энергии можно представить в виде

$$F_s = \frac{B^2}{8\pi^2 \omega H} |C_2|^2 = \frac{B^2}{8\pi^2 \omega H} \frac{\delta V^2}{J_0^2(\mu) + N_0^2(\mu)}, \quad (5)$$

где $J_0(\mu)$ и $N_0(\mu)$ – функции Бесселя и Неймана соответственно. Следовательно, согласно (1) и (5) отношение потоков

$$\frac{F_h}{F_s} = \frac{4\pi^2 \omega H \rho V_A}{B^2} \frac{J_0^2(\mu) + N_0^2(\mu)}{J_0^2(\mu) + N_0^2(\mu)} = \frac{\pi}{2} \mu (J_0^2(\mu) + N_0^2(\mu)). \quad (6)$$

Рис. 1. Зависимость отношения потоков волновой энергии для однородной F_h и стратифицированной F_s атмосферы от периода альвеновских мод P .

На рис. 1 представлены зависимости отношения потоков F_h и F_s , для которых мы приняли характерное значение альвеновской скорости V_A равными 10 км/с (фотосфера) и 100 км/с (хромосфера), а характерную шкалу высот $H = 200$ км. Как легко видеть из рис. 1, влияние стратификации в хромосфере является гораздо более значимым. В частности, при $P \approx 5$ мин величина F_h будет меньше F_s приблизительно в 2 раза. Таким образом, оценка с помощью формулы (1) будет приводить к существенно заниженным значениям потокам волновой энергии, если их период превышает несколько минут.

Обсуждение результатов и выводы

В представленной работе мы показали, что использование классической формулы (1) для оценки потока волновой энергии альвеновских волн в атмосфере Солнца по наблюдениям доплеровских скоростей, полученной в рамках ВКБ приближения, строго говоря, нельзя считать обоснованным. В первую очередь это касается волн, распространяющихся в хромосфере, поскольку именно для этой области параметр μ будет принимать наименьшие значения вследствие сравнительно большой альвеновской скорости V_A и малых значений H . Полученный результат объясняется тем, что в стратифицированной атмосфере при $\mu \ll 1$ альвеновские моды по своим свойствам становятся все более отличными от бегущих волн [5]. Что касается фотосферы, то эффектами, связанными со стратификацией скорее можно пренебречь.

В заключение отметим, что отраженные волны, могут также оказать весьма существенное влияние на оценку величины амплитуды δV . Полученные к настоящему времени результаты являются весьма противоречивыми. Так, согласно работе [6], коэффициент отражения в атмосфере

Солнца не превышает 3%, тогда по оценкам других авторов [7] для альвеновских волн с периодом около 100 с он составляет около 50%. Таким образом, этот вопрос требует дальнейших исследований.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки (НИР № 0831-2019-0006).

Литература

1. *Mathioudakis M., Jess D.B., Erdélyi R.* // Space Sci. Rev., 2013, 175, 1.
2. *Jess, D. B., Mathioudakis, M., Erd'elyi, R., et al.* // Science, 2009, 323, 1582.
3. *Grant S.D.T., Jess D.B., Zaqarashvili T.V.* // Nature Physics, 2018, 14, 480.
4. *Hollweg J.V.* // ApJ, 1984, 277, 392.
5. *Tsap Y.T., Stepanov A.V., Kopylova Y.G., Khaneichuk O.V.* // G&A, 2020, 60, 446.
6. *Pant V., Van Doorsselaere T.* // ApJ, 2020, 899, id.1.
7. *Soler R., Terradas J., Oliver R., Ballester J.L.* // ApJ, 2017, 840, 20.