

Оценка возможности передачи акустического излучения на большие расстояния в солнечной атмосфере

Бацына Екатерина Константиновна

Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики

Институт прикладной физики РАН

Акустические волны являются одним из основных переносчиков энергии в солнечную атмосферу. Ранее считалось, что за нагревание хромосферы ответственны в основном высокочастотные волны, так как длинные волны должны испытывать сильное отражение от неоднородности температурного профиля. Однако последние наблюдения и численные эксперименты показали, что поток энергии, переносимый низкочастотными волнами в хромосфере и короне Солнца, в несколько раз превышает поток энергии, переносимый короткими волнами [1]. В данной работе предложен метод, описывающий возможность проникновения волн на большие расстояния без потери энергии, основанный на аналитических так называемых безотражательных решениях волнового уравнения для акустических волн в атмосфере с большими температурными градиентами.

Распространение акустических волн в плоскостой модели атмосферы Солнца, находящейся в постоянном поле силы тяжести, описывается системой уравнений газодинамики для адиабатических возмущений, которое в линейном приближении сводится к волновому уравнению для вертикальной скорости частиц газа $V(z,t)$:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = c^2(z) \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \gamma g \frac{\partial V}{\partial z}, \quad (1)$$

где $c(z) = (\gamma p_0 / \rho_0)^{1/2}$ – невозмущенная скорость звука, g – ускорение силы тяжести, γ – постоянная адиабаты, а p_0 и ρ_0 – равновесные значения давления и плотности атмосферы. Коэффициенты этого уравнения определяются единственным параметром – вертикальным распределением скорости звука $c(z)$. Известно, что решение волнового уравнения с

постоянными коэффициентами представимо в виде бегущих волн, поэтому попробуем найти преобразования, сводящие уравнение (1) к уравнению с постоянными коэффициентами.

Будем искать решение уравнения (1) в виде:

$$V(z, t) = A(z)\Phi(\tau, t), \quad \tau = \tau(z). \quad (2)$$

После подстановки (2) в (1) и учета условий (3) и (4)

$$\tau(z) = \int \frac{dz}{c(z)}, \quad A(z) \sim \sqrt{c(z)} \exp\left[\int \frac{dz}{2H(z)}\right], \quad (3)$$

$$P = \frac{1}{A} \left[c^2(z) \frac{d^2 A}{dz^2} - \gamma g A(z) \right]. \quad (4)$$

получаем уравнение Клейна – Гордона с постоянными коэффициентами:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tau^2} = P\Phi. \quad (5)$$

Уравнение (4) с учетом (3) в безразмерном виде записывается как:

$$\frac{d^2 u}{dh^2} - \frac{1}{2u} \left(\frac{du}{dh} \right)^2 - \frac{2}{u^2} \frac{du}{dh} - \frac{1}{2u^3} = -\frac{\beta}{2u}, \quad (6)$$

где

$$u = c/c_0, \quad h = z/H_0, \quad H_0 = c_0^2/\gamma g, \quad \beta = -4P/\omega_0^2, \quad \omega_0 = \gamma g/2c_0.$$

Здесь c_0 – значение скорости звука на некоторой высоте $z = 0$, H_0 – высота однородной атмосферы для этой же высоты, ω_0 – частота отсечки акустических волн, соответствующая изотермической атмосфере, скорость звука в которой равна c_0 .

Решения уравнения (6) описывают, так называемые безотражательные профили скорости звука, при которых решение уравнения (1) представимо в виде бегущих волн, не отражающихся в толще атмосферы. Исследуем волновое поле в атмосфере с такими безотражательными профилями.

Решение уравнение Клейна – Гордона (5) находится для монохроматической волны

$$V(t, z) = GA(z) \exp \left[i \left(\omega t - K \int \frac{dz}{c(z)} \right) \right] \quad (7)$$

с дисперсионным соотношением

$$K = \pm \sqrt{\omega^2 + P}. \quad (8)$$

Для анализа распространения волн вычислим плотность потока энергии по вертикали

$$\Pi = \frac{\gamma |G|^2 K p(0)}{\omega}, \quad (9)$$

как видно, поток энергии не зависит от z и сохраняется. В результате, монохроматическая волна может распространяться на большие высоты без потери энергии.

Теперь для моделирования солнечной атмосферы безотражательными профилями воспользуемся моделью солнечной атмосферы VAL3c [2]. Аппроксимация безразмерной скорости звука $u(h)$ представлена на рис. 1.

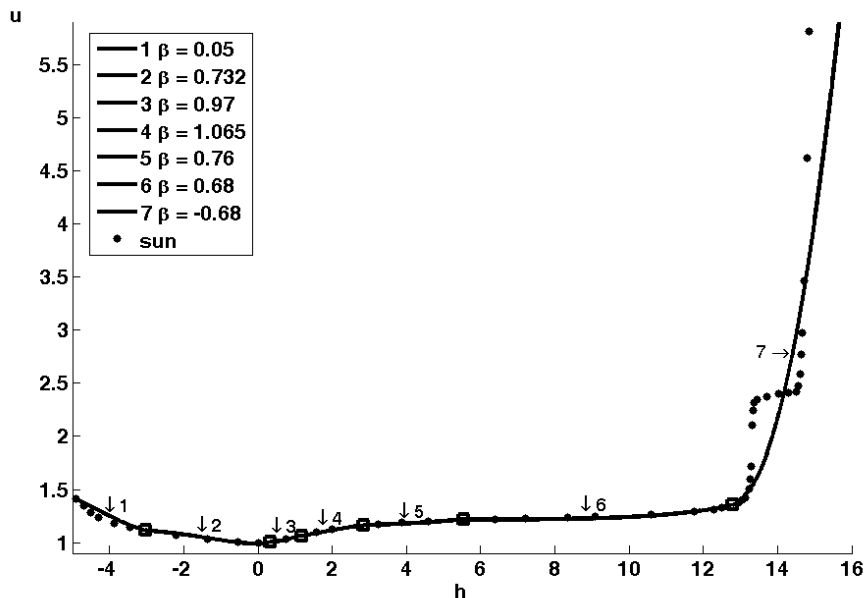


Рис. 1. Аппроксимация модели атмосферы Солнца безотражательными профилями.

Здесь высота нормирована на высоту однородной атмосферы $H_0 = 120$ км и скорость звука на $c(0) = 7$ км/сек (оба параметра соответствуют

солнечному температурному минимуму для модели VAL3c). Наблюдаемое распределение скорости звука в атмосфере Солнца от зоны генерации акустических волн в конвективной зоне до нижней короны можно аппроксимировать семью безотражательными профилями, полученными при решении уравнения (6) для различных значений β и для начальных условий, соответствующих профилю Солнца.

Рассмотрим трансформацию волны на сшивке безотражательных профилей. Граничные условия на границе выражают непрерывность вертикальной скорости движения газа и давления

$$[V]_{-}^{+} = 0, [p]_{-}^{+} = 0, \quad (10)$$

где $[\]$ означает разность величин по обе стороны скачка.

В точках сшивки скорость звука $u(h)$ непрерывна, а ее производная du/dh разрывна, коэффициенты прохождения T и энергетический коэффициент прохождения волны Q для монохроматической волны, проходящей границу, разделяющую два слоя j и s , вычисляются по формулам:

$$T_{js} = \frac{4il_j}{(u'_j - u'_s) + 2i(l_j + l_s)}, \quad (11)$$

$$Q_{js} = \frac{\Pi_s}{\Pi_j} = \frac{l_s |T_{js}|^2}{l_j}, \quad (12)$$

где $l = \sqrt{\sigma^2 - \beta} = K/\omega_0$, $\sigma = \omega/\omega_0$, $u' = du/dh$, Π_j - поток энергии волны в слое j .

Для получения оценки потока энергии Q , проходящего через все границы слоев безотражательных профилей, необходимо перемножить величины (12) во всех точках сшивки.

На рис. 2 представлены графики функций Q_{js} и Q в зависимости от безразмерной частоты σ .

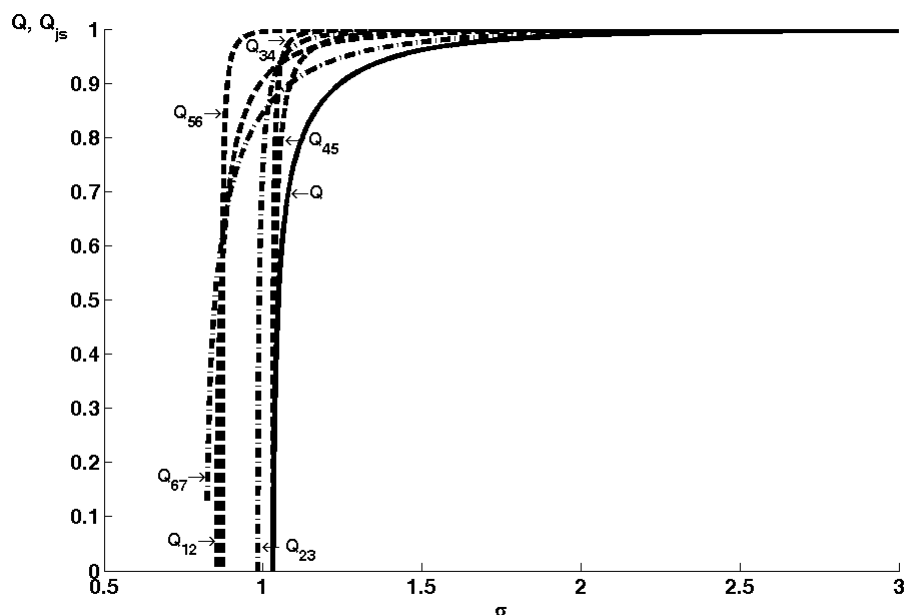


Рис. 2. Энергетические коэффициенты прохождения акустических волн от зоны генерации в корону Солнца.

В данной работе показано, что реальная атмосфера Солнца (модель VAL3c) может быть аппроксимирована несколькими безотражательными профилями, на которых акустические волны не испытывают внутреннего отражения несмотря на сильное изменение температуры. На границах слоев, сопрягаемых достаточно гладко, отражение также достаточно слабо. В результате, мы можем сделать заключение, что энергия акустических волн может проникать на большие расстояния в атмосфере Солнца.

Исследование выполнено при поддержке грантов РФФИ (11-05-00216) и президентского гранта для молодых ученых (МК-6734.2010.5).

Список литературы

1. Fossum A., Carlson M. Determination of the Acoustic Flux in the Lower Solar Chromosphere // *The Astrophysical Journal*, 2006. V. 646. P. 579-592.
2. Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III-models of the EUV brightness components of the quiet-sun // *Astrophys. J. Suppl.*, 1981. V. 45. P. 635-725.