ЗАТУХАНИЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Дертеев С.Б., Гаваев Б.С., Джимбеева Л.Н., Михалыев Б.Б.

Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

A DAMPING OF MAGNETOACOUSTIC WAVES IN THE SOLAR CORONA

Derteev S.B., Gavaev B.S., Dzhimbееva L.N., Mikhalyaev B.B.

Kalmyk State University, Elista, Russia

The observed rapid damping of coronal loop oscillations and its connection with the problem of wave heating of the corona, which was widely discussed about two decades ago, has not yet reached an acceptable and generally accepted end. Attempts to use various approaches to illuminate this issue continue, in particular, attention is paid to the difference in the behavior of loops located in different ranges of temperature values, and to the role of radiation in damping processes [1].

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-115-118

Как известно, колебания петель бывают нескольких видов, но самые изучаемые – это изгибные и продольные, которые, в свою очередь, объясняются различными механизмами, и также выделяют быстрые магнитозвуковые моды (Aschwanden, Fletcher, Schrijver, Alexander, 1999; Nakariakov, Ofman, DeLuca, Roberts, Davila, 1999; Nakariakov, Ofman, 2001; Schrijver, Aschwanden, Title, 2002), и медленные магнитозвуковые моды (Kolotkov, Nakariakov, Zavershinskii, 2019; Duckenfield, Kolotkov, Nakariakov, 2021). В данной работе приоритет отдается изучению поведения БМЗВ, при этом учтены некоторые основные возможные механизмы, вследствие которых происходит быстрое затухание: 1) диссипация (вследствие вязкости, предположительно наибольший вклад ионная вязкость и теплопроводность, тоже предположительно, наибольший вклад вносит – электронная); 2) радиационные потери. На данном этапе ограничимся только этими.

В работе [2] изучались, по данным TRACE 171 Å, изгибные колебания, время затухания которых ~ 10–24 мин, при этом среднее время радиационного охлаждения ~ 2×10^3 с, среднее время охлаждения вследствие теплопроводности ~ 9×10^5 с, $T = 0.95$ МК, $n = 10^9$ см⁻³. Данная работа привела к теории о том, что наибольший возможный вклад в затухание БМЗВ вносит именно излучение, но не во всех температурных диапазонах, а при $T \sim 1$ – 2 МК, таким образом, в работе [3] проводилось исследование влияния только излучения на скорость затухания БМЗВ в КУФ и рентгеновском диапазонах. Дальнейшее развитие теории привело к добавлению других механизмов, так как их влияние также остается велико, и в работе [4] к излуче-

нию добавилась диссипация (вязкость, теплопроводность) в тех же диапазонах, но также в линейном приближении.

В ряде других работ изучалось влияние затухания колебаний корональных петель вследствие вязкости в рентгеновском диапазоне, которое преобладает над теплопроводностью и излучением при $T \sim 10^6 - 10^{8.6}$ К (Kano, Tsuneta, 1995; Priest, Foley, Heyvaerts, 1998; Копылова, Степанов, Цап, 2002; Степанов, Копылова, Цап и др. 2004).

Очень сильно результаты зависят от функции радиационных потерь, которая получается на основе анализа химического состава корональной плазмы и вклада ее составляющих в излучение с учетом эффектов переноса, имеет весьма сложную форму [5]. На отдельных температурных интервалах обычно используются аналитические аппроксимации $\Lambda(T) \approx \chi T^\alpha$ [6].

Если сравнивать полученные данные работ [3] и [4] (рис. 1 и 2), то можно увидеть, что в области, где коэффициент аппроксимации α близок к нулю, наблюдается максимум, что соответствует температуре $\sim 1-2$ МК. Таким образом, можно заключить, что теория о том, что основной вклад в затухание МГД-волн в данном температурном диапазоне вносит излучение, имеет место на существование, но это не исключает огромное влияние других механизмов.

Исходя из предыдущих работ и с учетом того, что температура довольно большая, то можно уже перейти к рассмотрению нелинейных уравнений МГД, где также приняты во внимание излучение, теплопроводность и вязкость. Система исходных уравнений выглядит следующим образом

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + (\rho_0 + \rho) \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = \\ & = -\frac{1}{(\rho_0 + \rho)} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4}{3(\rho_0 + \rho)} \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} - \frac{1}{4\pi(\rho_0 + \rho)} (B_0 \sin \vartheta + B_y) \frac{\partial B_y}{\partial x}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} = \frac{\eta}{(\rho_0 + \rho)} \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{1}{4\pi(\rho_0 + \rho)} B_0 \cos \vartheta \frac{\partial B_y}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = B_0 \cos \vartheta \frac{\partial v_y}{\partial x} - (B_0 \sin \vartheta + B_y) \frac{\partial v_x}{\partial x} - v_x \frac{\partial B_y}{\partial x}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial p}{\partial t} + v_x \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma(\rho_0 + p) \frac{\partial v_x}{\partial x} = -(\gamma - 1) \frac{M \kappa_{||}}{R} \cos^2 \vartheta \times \\ & \left(\frac{1}{(\rho_0 + \rho)} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{2}{(\rho_0 + \rho)^2} \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{2(\rho_0 + p)}{(\rho_0 + \rho)^3} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} \right)^2 - \frac{(\rho_0 + p)}{(\rho_0 + \rho)^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \right) - \\ & -(\gamma - 1)(\rho_0 + \rho)^2 \Lambda(T) - (\gamma - 1)(\rho_0 + \rho) H + (\gamma - 1) \frac{4}{3} \eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \\ & + (\gamma - 1) \eta \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} \right)^2, \end{aligned} \quad (5)$$

Далее численно решаем систему, при этом задаем возмущение таким образом $\sim C \sin(kx - \omega t)$, задаем постоянные C, k, ω . Функция радиационных потерь бралась согласно [6], а нагрев H – постоянной величиной, более подробно можно ознакомиться в статье [7], и важно уточнить, что ионная вязкость и электронная теплопроводность тоже постоянные [8].

Рис. 1. Зависимость мнимой части частоты от α – слева, от k – справа [3]

Рис. 2. Зависимость мнимой части частоты от α – слева, от k – справа [4]

В результате моделирования получим следующую картину (рис. 3), как видно с левой стороны начинается периодическое возмущение, которое через некоторый промежуток времени начинает затухать и сильно проявляется нелинейность.

Далее если мы «отключим» радиационные потери, то есть оставим только вязкость и теплопроводность, то картина меняется (рис. 4), как видно слева также начинается периодическое возмущение, но затухание происходит намного медленнее, то есть период затухания очень сильно увеличивается.

Рис. 3. Распространение возмущения с излучением, вязкостью и теплопроводностью

Рис. 4. Распространение возмущения с вязкостью и теплопроводностью, без излучения

Литература

1. Priest E.R., Foley C.R., Heyvaerts J., et al. // *Nature*, 1998, v. 393, p. 545.
2. Aschwanden M.J., Terradas J. // *Astrophys. J.*, 2008, v. 686, p. L127.
3. Mikhalyaev B.B., Veselovskii I.S., Khongorova O.V. // *Sol. Sys. Res.*, 2013. v. 47. p. 50-57.
4. Mankaeva G.A., Derteev S.B., Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B. // *G&A*, 2017. Vol. 57. № 8. p. 1023-1027.
5. Landi E., Landini M. // *Astron. Astrophys.*, 1999, v. 347, p. 401.
6. Rosner R., Tucker W.H., Vaiana G.S. // *Astrophys. J.*, 1978, v. 220, p. 643-665.
7. Reale F. // *The Astrophys. J. Lett*, 2016. V. 826. L20.
8. Braginskii S.I., in *Reviews of Plasma Physics*, edited by M.A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1965), Vol. I, p. 205.