

УДК 523.98-782; 523.62-726

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ВЯЗКОСТИ НА ПОВЕДЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЭНТРОПИИ В УДАРНОЙ ВОЛНЕ, ИМЕВШЕЙ МЕСТО ПОСЛЕ КОРОНАЛЬНОГО ВЫБРОСА МАССЫ 13 ДЕКАБРЯ 2006 ГОДА

© 2015 Х. Чавуш*, А. Курт

Университет 18 марта Чанаккале, Чанаккале, 17100 Турция

Поступила в редакцию 15 октября 2014 года; принята в печать 29 декабря 2014 года

Корональные выбросы массы (СМЕ) и солнечный ветер — два основных проявления солнечной активности. Эти явления могут вызвать ударную волну. Ударная волна возникает там, где солнечный ветер меняется со сверхзвукового (по отношению к окружающей межпланетной среде) на дозвуковой. Главной целью данной работы является применение алгоритма и результатов, приведенных в наших недавних публикациях, к ударной волне, возникшей после СМЕ 13 декабря 2006 г., и изучение поведения энтропии во время этого проявления солнечной активности.

Ключевые слова: *солнечный ветер — Солнце: корональные выбросы массы (СМЕ) — Солнце: активность*

1. ВВЕДЕНИЕ

Корона является внешней частью солнечной атмосферы. Она характеризуется сложными плазменными и магнитными структурами. В короне возникают, главным образом, два структурных элемента: замкнутые и открытые магнитные структуры. Тип активности характеризуется взаимодействием между плазмой и магнитным полем в солнечной короне [1]. Корональные выбросы массы (coronal mass ejections, СМЕ) происходят из-за замкнутой магнитной петли, которая порождает огромное облако плазмы в межпланетном пространстве [2]. Быстрый поток плазмы (т.е. солнечный ветер) вызван незамкнутыми структурами магнитных силовых линий [3]. В качестве источников медленного солнечного ветра недавно также были предложены струи по краям корональных дыр [4]. Из-за взаимодействий с локальной межзвездной средой сверхзвуковые потоки частиц в солнечном ветре могут вызвать ударную волну.

Существует несколько способов вызвать ударную волну в солнечном ветре, например, взрывные волны от Солнца, СМЕ, а также взаимодействия между быстрыми и медленными потоками [5]. Ударная волна возникает вследствие того, что частицы солнечного ветра испускаются Солнцем со скоростями примерно $550\text{--}700\text{ км с}^{-1}$, а скорость звука (в межпланетной среде) составляет приблизительно 100 км с^{-1} [6, 7]. Однако из-за

флуктуаций ее точное значение сильно зависит от плотности.

В своей работе Еселевич и Еселевич [8] показали, что перед фронтальной структурой СМЕ постепенно формируется возмущенная область, это вызвано взаимодействием СМЕ с невозмущенным солнечным ветром. Ее размер увеличивается по мере удаления СМЕ от Солнца. В узкой области фронта возмущенной зоны наблюдается скачок. Характеристики этой возмущенной зоны удовлетворяют критериям поршневой ударной волны. Эта волна является столкновительной при радиальных расстояниях $r < 6 R_{\odot}$ от центра Солнца (R_{\odot} — радиус Солнца) и становится бесстолкновительной при $r > 6 R_{\odot}$.

Ударные волны изучаются уже более ста лет. Однако, мало работ посвящено распределению энтропии по ударной волне. Поведение энтропии — сложный для понимания предмет. Мордучов и Либби [9] изучали распределение энтропии по слою ударной волны без учета эффектов вязкости и теплопередачи. Они нашли, что энтропия в отличие от других физических параметров, которые ведут себя монотонно, увеличивается во фронтальной части ударной волны до максимального значения в центре фронта, а затем уменьшается в другой половине фронта. Может показаться, что это противоречит второму закону термодинамики, однако авторы объясняют эту ситуацию следующим образом: второй закон действует для системы в целом, т.к. энтропия увеличивается в прифронтальной области ударной волны.

*E-mail: h_cavus@comu.edu.tr

Таблица 1. Значения физических параметров за фронтом ударной волны, возникшей после СМЕ 13 декабря 2006 г. [13]

$n_1, \text{см}^{-3}$	$p_1, \text{нПа}$	$T_1, \text{К}$	$u_1, \text{км с}^{-1}$	β_1
1.8	0.982	1.5×10^5	573	1.17×10^7

Хамад [10] изучал поведение энтропии в ударных волнах в обычном пылевом газе, используя уравнения Навье—Стокса. Он нашел, что максимум профиля энтропии приходится на фронт ударной волны. Он также показал, что энтропия увеличивается по волне в зависимости от числа Маха за фронтом волны и плотности частиц. Хамад [11] изучал влияние числа Прандтля на поведение энтропии в обычной ударной волне. Он представил решение для простого газа и нашел, что энтропия уменьшается по мере увеличения вязкости и, наоборот, увеличивается с возрастающими значениями теплопроводности и зафронтного числа Маха.

Вандегрифф и др. [12] разработали модель для предсказания прихода ударных волн из межпланетного пространства на Землю. Лиу и др. [13] исследовали ударную волну, возникшую после СМЕ 13 декабря 2006 г., используя данные STEREO, Ulysses и ACE. Чавуш [14, 15] (далее работы I и II) исследовал эффекты вязкости, разработав новый алгоритм. В работе I описываются механизм и формирование ударной волны. В работе II модель была применена к СМЕ 13 декабря 2006 г., чтобы найти значения физических параметров прифронтной области ударной волны. Основная цель данной работы, в отличие от предыдущих, — исследовать поведение энтропии для ударной волны, возникшей в солнечном ветре после СМЕ 13 декабря 2006 г. Чтобы описать такой тип ударного процесса, нужно решить уравнения Навье—Стокса. Математически этот процесс можно аппроксимировать гидродинамическим случаем. При такой процедуре вязкое поведение жидкости можно описать, используя число Рейнольдса, как в работах I и II. Результаты сравниваются с другими подобными работами в разделе 4, вместе с обсуждением и заключением.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

2.1. Основные физические свойства

Физическая структура солнечной атмосферы представляет собой сложную плазму, в которой магнитное и плазменное давления играют важные роли, попеременно доминируя. Доминирование этих сил определяется параметром плазмы β . Этот коэффициент принимает разные значения в зависимости от магнитного поля. Гэри [16]

утверждал, что он имеет большие значения ($\beta > 1$) в области ускорения солнечного ветра, теоретически равные бесконечности. Маттеус и др. в своей работе [17] приводят его значение от 44 до бесконечности. Следовательно, можно с легкостью утверждать, что давление газа в динамике жидкой или газообразной среды играет решающую роль в динамике солнечного ветра [18].

СМЕ можно идентифицировать по профилям плотности, давления, температуры и скорости. Мы используем ударную волну, возникшую после СМЕ 13 декабря, 2006 г. Соответствующие параметры за фронтом этой волны можно получить из данных миссии ACE, они приведены в таблице 1 [13]. Этот СМЕ — один из самых больших со времен Хэллоуинской бури 2003 г. Цель данной работы — вычислить поведение энтропии, применяя алгоритм и результаты приведенные в работах I и II для ударной волны, вызванной СМЕ 13 декабря 2006 г.

Как было указано выше, локальная скорость звука в межпланетном пространстве равна приблизительно 100 км с^{-1} [7], следовательно, в этой области может возникнуть ударная волна со значениями, приведенными в таблице 1.

2.2. Формулировка энтропии

Чтобы вычислить поведение энтропии по ударной волне, рассмотрим уравнение энтропии [19],

$$T \delta S = \delta e + p \delta(1/\rho), \quad (1)$$

где T , δ , e , p и ρ обозначают соответственно температуру, малые изменения, внутреннюю энергию, давление и плотность. Внутреннюю энергию можно определить как $e = h - p/\rho$, используя энтальпию h . Для идеального газа уравнение (1) можно переписать в виде

$$\delta S = c_v \delta \ln \frac{p}{\rho} - R \delta \ln \rho. \quad (2)$$

$c_v = R/(\gamma - 1)$ и R обозначают соответственно удельную теплоемкость при постоянном объеме и газовую постоянную. Уравнение (2) можно переписать, пользуясь определением $R = c_p - c_v$, через удельную теплоемкость при постоянном давлении (т.е. $c_p = \gamma R/(\gamma - 1)$) следующим образом:

$$\delta S = c_v \delta \ln p - c_p \delta \ln \rho. \quad (3)$$

Последнее уравнение определяет S с точностью до константы, которая подбирается таким образом, что при $c_v = \text{const}$, уравнение (3) становится

$$S = c_v \ln(p/\rho^\gamma). \quad (4)$$

В последнем уравнении γ обозначает отношение удельных теплоемкостей (c_p/c_v), ее значение равно $5/3$ для одноатомного газа. Значение энтропии за

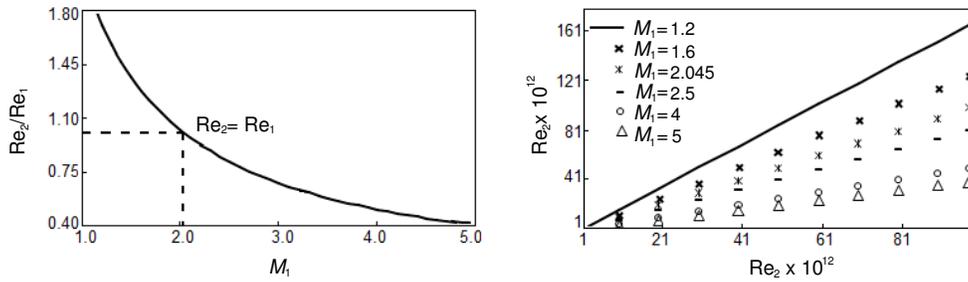


Рис. 1. Зависимости числа Рейнольдса Re_2 от M_1 (слева) и Re_1 (справа).

фронтом ударной волны, возникшей после СМЕ 13 декабря 2006 г., можно вычислить, используя физические параметры, приведенные в таблице 1.

2.3. Общее уравнение

Значения параметра плазмы β

$$\beta = \frac{p_{\text{gas}}}{p_{\text{mag}}} \tag{5}$$

больше в солнечном ветре [16–18, 20]. Следовательно, газовое давление играет более важную роль, чем магнитное поле. Солнечный ветер может приводиться в движение в основном газовым давлением при высоких температурах. Задача становится схожей с гидродинамическим случаем, приведенным в работах Паркера [21, 22] и Холзера и Аксфорда [23].

Физическая формулировка настоящей задачи будет структурирована, как в работе I. Для сжимаемой вязкой ударной волны в равномерном течении, общее уравнение для коэффициента сжатия (т.е. отношение плотностей за и перед фронтом) было получено в виде (работа I)

$$\left[\left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \frac{1}{Re_1} \right) (\gamma - 1) M_1^2 + 1 \right] \kappa^2 - \left[\left(1 - \frac{4}{3} \frac{1}{Re_1} \right) \gamma M_1^2 + 1 \right] \kappa + \left(\frac{\gamma + 1}{2} - \frac{4}{3} \frac{1}{Re_2} \right) M_1^2 = 0. \tag{6}$$

Индексы 1 и 2 обозначают области за и перед фронтом соответственно, Re_1 и Re_2 — зафронтовое и прифронтовое числа Рейнольдса, κ и M_1 — коэффициент сжатия и зафронтовое число Маха. Величины M_1 , Re_1 и Re_2 имеют важное значение для распределений физических параметров перед фронтом. Общее уравнение можно решить численно, вводя подходящие условия. Согласно работе Еселевич и Еселевич [24], γ удовлетворяет соотношению $5/3 < \gamma < 3$ для бесстолкновительного

фронта ударной волны. Для нахождения значений физических параметров перед фронтом следует использовать уравнение (6) и соотношения скачка Рэнкина–Гюгонно [25]. Используя уравнение (4), изменение энтропии можно выразить через отношение давлений и коэффициент сжатия следующим образом:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \left[\frac{p_2}{p_1} \kappa^{-\gamma} \right]. \tag{7}$$

2.4. Значение числа Рейнольдса перед фронтом в солнечном ветре

Число Рейнольдса (Re) играет важную роль в динамике этой области. Обычно, оно имеет большие значения ($Re > 1$) в солнечном ветре. Re принимает значения между 10^{12} и 10^{14} в области ускорения солнечного ветра [4, 26]. Для упрощения задачи число Рейнольдса перед фронтом Re_2 было выражено как функция адиабатического индекса, Re_1 и M_1 , как в работе Бруна и др. [27] и в работе I. Слева на рис. 1 отношение Re_2/Re_1 приводится как функция M_1 . Оно уменьшается по мере увеличения числа Маха за фронтом, а отношение чисел Рейнольдса равно единице (т.е. $Re_1 = Re_2$) при $M_1 \approx 2$, как показано на рисунке. Это значение M_1 считается точкой перехода от слабых ударных волн к сильным [14, 28].

Изменение Re_2 относительно Re_1 для разных значений M_1 для одноатомного газа дано справа на рис. 1. Значения числа Рейнольдса за фронтом взяты из литературы: 10^{12} – 10^{14} для области солнечного ветра [4, 26]. Используя эти значения, мы показываем, что Re_2 увеличивается с Re_1 . Еще один важный результат, полученный из этого графика, состоит в том, что Re_2 больше для меньших значений M_1 .

3. ПОВЕДЕНИЕ ЭНТРОПИИ ДЛЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПОСЛЕ СМЕ 13 ДЕКАБРЯ 2006 Г.

Мы попытались применить модель для нахождения параметров прифронтовой области ударной

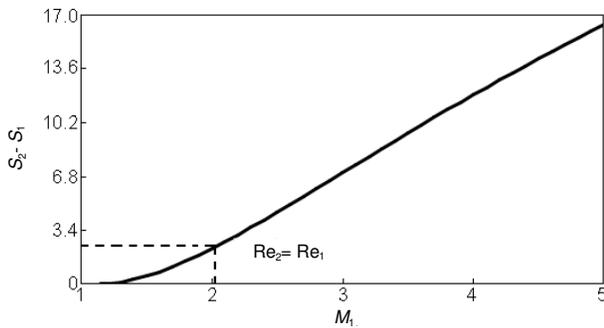


Рис. 2. Распределение разности энтропии $S_2 - S_1$ в зависимости от M_1 .

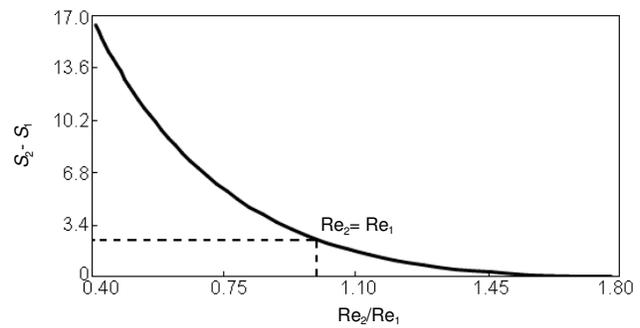


Рис. 3. Зависимость разности энтропии $S_2 - S_1$ от Re_2/Re_1 .

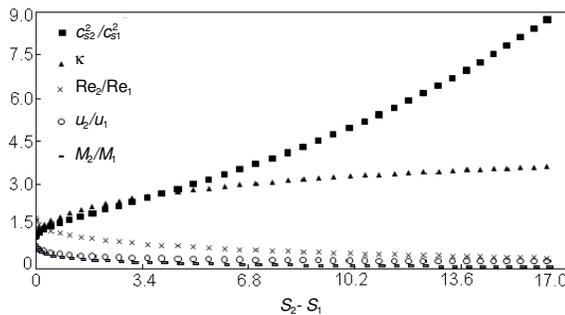


Рис. 4. Вариации некоторых параметров по отношению к разности энтропии $S_2 - S_1$.

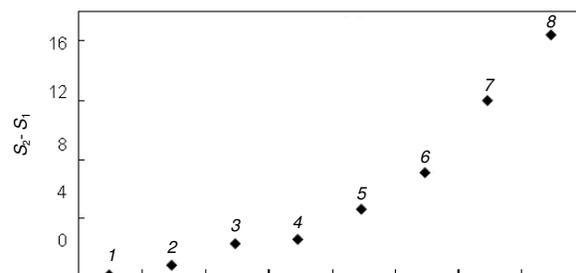


Рис. 5. Изменение разности энтропии в зависимости от числа Маха за фронтом: (1) $M_1 = 1.2$, $Re_2/Re_1 = 1.704$; (2) $M_1 = 1.6$, $Re_2/Re_1 = 1.278$; (3) $M_1 = 2$, $Re_2/Re_1 = 1.022$; (4) $M_1 = 2.045$, $Re_2/Re_1 = 1$; (5) $M_1 = 2.5$, $Re_2/Re_1 = 0.818$; (6) $M_1 = 3$, $Re_2/Re_1 = 0.682$; (7) $M_1 = 4$, $Re_2/Re_1 = 0.511$; (8) $M_1 = 5$, $Re_2/Re_1 = 0.409$.

волны, возникшей после СМЕ 13 декабря 2006 г., используя некоторые специальные решения уравнений (6) и (7) и соотношения скачка Рэнкина–Гюгонио [25] и применяя метод, приведенный в работе I, и результаты из работы II. Метод реализован в виде алгоритма для системы Maple 9.5. Результаты для поведения энтропии представлены в таблице 2 и на рис. 2–5. В этих вычислениях для солнечного ветра [4] было использовано значение зафронтного числа Рейнольдса 10^{13} .

В таблице 2 представлены вариации энтропии для разных значений чисел Маха и Рейнольдса за фронтом. Распределение $S_2 - S_1$ уменьшается с возрастающими значениями отношения чисел Рейнольдса. Для более высоких значений Re_1 , $S_2 - S_1$, как и ожидалось, больше. Критическое значение разности энтропии было найдено равным 2.25 для точки поворота $M_1 = 2.045$, которая приравнивает отношение чисел Рейнольдса к единице, как показано на рис. 1.

На рис. 2 показана зависимость изменения энтропии $S_2 - S_1$ от M_1 . Видно, что изменение энтропии отрицательно для меньших значений M_1 (т.е. $M_1 \leq 1.2$). Этот случай нарушает второй закон термодинамики (т.е. $S_2 - S_1 < 0$). Таким образом, слабые ударные волны (т.е. $M_1 < 1.2$) почти изоэнтропийны. С другой стороны, на рис. 3, оно

уменьшается с возрастающим отношением чисел Рейнольдса. Ударная волна становится изоэнтропийной для возрастающих значений Re_2/Re_1 .

На рис. 4 показаны вариации отношений некоторых параметров в зависимости от $S_2 - S_1$. Заполненные квадраты показывают отношение скоростей звука в областях перед и за фронтом. Оно возрастает с разностью энтропии. Треугольники представляют зависимость коэффициента сжатия. Он возрастает с ростом $S_2 - S_1$, как и отношение скоростей звука. Однако отношение M_2/M_1 , показанное штриховой линией, уменьшается. Отношение скоростей перед и за фронтом показано кружками. Оно уменьшается с возрастанием разности энтропии. Как и отношения скоростей, отношение чисел Рейнольдса также обратно пропорционально разности энтропии. Все эти соотношения равны единице для изоэнтропийного случая (т.е. $S_2 - S_1 = 0$). Другими словами, при $S_2 - S_1 = 0$ ударной волны не возникает, т.к. $\kappa = 1$ (т.е. отсутствует сжатие).

На рис. 5 представлена зависимость разности

Таблица 2. Изменение энтропии для различных значений M_1 и Re_2/Re_1

	$M_1 = 1.2$ $Re_2/Re_1 = 1.704$	$M_1 = 1.6$ $Re_2/Re_1 = 1.278$	$M_1 = 2.045$ $Re_2/Re_1 = 1$	$M_1 = 2.5$ $Re_2/Re_1 = 0.818$	$M_1 = 4$ $Re_2/Re_1 = 0.511$	$M_1 = 5$ $Re_2/Re_1 = 0.409$
$S_2 - S_1$	0.06	0.80	2.25	4.57	11.97	16.37

энтропии относительно M_1 (или отношения чисел Рейнольдса). Она возрастает с M_1 подобно рис. 2. Очень слабые ударные волны (т.е. $M_1 < 1.2$) и здесь почти изоэнтропийны. S_2 очень близка к зафронтному значению. С другой стороны, для сильных ударных волн ($M_1 > 2$) разница большая. Она уменьшается с возрастающим отношением чисел Рейнольдса, как на рис. 3.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основная цель данной работы — применить алгоритм и результаты из работ I и II к ударной волне, возникшей во время СМЕ 13 декабря 2006 г. для оценки поведения энтропии во время данного эпизода солнечной активности. СМЕ — основное проявление солнечной активности. Эти явления могут не только вызывать геомагнитные бури, но и приводить в действие ударные волны в межпланетном пространстве. Изучение этих явлений очень важно для исследования космической погоды. С современными наблюдательными возможностями понимание ключевого вопроса, а именно, эволюции физических параметров, остается очень сложной задачей. Когда происходит корональный выброс массы, помимо взаимодействия с окружающим газом происходит сложный процесс с участием магнитной и тепловой энергии. Около Солнца доминирует магнитное давление. Давление газа становится преобладающим вдали от Солнца. Следовательно, к исследованиям ударных волн, вызванных СМЕ, можно применять гидродинамическую модель [16–18]. Мы проанализировали поведение энтропии для ударной волны, возникшей 13 декабря 2006 г., применяя численную одномерную гидродинамическую модель. Выводы, полученные из модели, представлены по пунктам.

- Значения числа Рейнольдса перед фронтом больше для меньших M_1 .
- Для зависимости числа Маха за фронтом (M_1) разность энтропии $S_2 - S_1$ растет с M_1 . Для очень слабых ударных волн с $M_1 < 1.2$ волна становится почти изоэнтропийной.
- Для вариаций энтропии в зависимости от Re_2/Re_1 ударная волна становится изоэнтропийной при возрастающих значениях отношения чисел Рейнольдса.

Таблица 3. Значения физических параметров перед фронтом ударной волны после СМЕ 13 декабря 2006 г.

M_1	Re_2/Re_1	$n_2, \text{см}^{-3}$	$u_2, \text{км с}^{-1}$	$p_2, \text{Па}$
4.5	0.45	6.27	131	2.4×10^{-8}

- Для зависимости коэффициента сжатия κ , $S_2 - S_1$ увеличивается с возрастанием κ .
- Для зависимости отношения скоростей звука разность энтропии быстро растет с увеличением отношения скоростей звука.
- В отличие от вариаций κ и отношения скоростей звука, $S_2 - S_1$ уменьшается с возрастанием числа Маха и отношения скоростей потока.

В работе II было найдено, что значения физических параметров прифронтной области ударной волны (например, плотность приблизительно равна 6 см^{-3}) соответствуют варианту $M_1 \approx 4.5$ при сравнении результата с работой Лиу и др. [13]. Используя этот результат, мы привели полный список физических параметров прифронтной области ударной волны в таблице 3.

При сравнении поведения энтропии с работами Хамада [10–11] было найдено хорошее соответствие для зависимости скоростей. Он нашел похожую обратную пропорциональность по отношению к скорости. Масек и Редаелли [29] оценили энтропию для солнечного ветра без ударной волны, проанализировав данные космического аппарата Helios. Они подтверждают увеличение энтропии. В другой своей статье Редаелли и Масек [30] работали над экспонентой Ляпунова и энтропией солнечного ветра и нашли, что обе положительны. Ударное нагревание солнечного ветра и влияние неоднородности энтропии на корреляцию «плотность—температура» в солнечном ветре были изучены Вангом и др. [31] и Маларой и др. [32] соответственно. Они дают значение энтропии того же порядка, что и в настоящей работе. Было продемонстрировано, что модель представленная в данной работе, дает значения, близкие к литературным.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор с благодарностью отмечает техническую и вычислительную поддержку Фонда научных исследований Университета 18 марта Чанаккале (проект № 2011/012).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. R. Priest, *Solar Magnetohydrodynamics*, (D. Riedel Publ. Company, Dordrecht, 2000).
2. S. K. Antiochos, C. R. De Vore, and J. A. Klimchuk, *Astrophys. J.* **510**, 485 (1999).
3. M. Stix, *The Sun*, (Springer, Berlin, 1991).
4. J. E. Borovsky and H. O. Funsten, *J. Geophys. Research Space Physics* **108**, SMP 13-1 (2003).
5. P. A. Sturrock and J. R. Spreiter, *J. Geophys. Research* **70**, 5345 (1965).
6. T. Suzuki, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **349**, 1227 (2004).
7. V. M. Nakariakov, L. Ofman, and T. D. Arber, *Astron. and Astrophys.* **353**, 741 (2000).
8. V. Eselevich and M. Eselevich, *Astrophys. J.* **761**, 68 (2012).
9. M. Morduchow and P. A. Libby, *J. Aeron. Sci.* **16**, 674 (1949).
10. H. Hamad, *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik*, **49**, 827 (1998).
11. H. Hamad, *Acta Mechanica* **140**, 65 (2000).
12. J. Vandegriff, K. Wagstaff, G. Ho, and J. Plauger, *Advances Space Research* **36**, 2323 (2003).
13. Y. Liu, J. G. Luhmann, R. Müller-Mellin, et al., *Astrophys. J.* **689**, 563 (2008).
14. H. Çavuş, *Advances in Astronomy* **2013**, 1 (2013).
15. H. Çavuş, *Astrophysical Bulletin* **70**, 117 (2015).
16. G. A. Gary, *Solar Phys.* **203**, 71 (2001).
17. W. H. Matthaeus, S. Ghosh, S. Oughton, and D. A. Roberts, *J. Geophys. Research* **101**, 7619 (1996).
18. J. A. González-Esparza, P. Corona-Romero, and E. Aguilar-Rodríguez, in *Proc. XXIX Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases* (Cancun, Mexico, 2009).
19. P. Wesseling, *Principles of Computational Fluid Dynamics* (Springer, Berlin, 2001).
20. D. Tsiklauri, V. M. Nakariakov, and T. D. Arber, *Astron. and Astrophys.* **395**, 285 (2002).
21. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
22. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **134**, 20 (1961).
23. T. E. Holzer and W. I. Axford, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **8**, 31 (1970).
24. M. V. Eselevich and V. G. Eselevich, *Astronomy Reports* **55**, 359 (2011).
25. Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Dover Publications Inc., New York, 2002).
26. I. Veselovsky, *Astrophys. and Space Sci.* **277**, 219 (2001).
27. F. C. Bruhn, K. Pauly, and V. Kaznov, in *Artificial Intelligence, Robotics, and Automation in Space*, Ed. by B. Battrick, ESA SP-603, id. 46.1 (2005).
28. Z. U. A. Warsi, *Fluid Dynamics: Theoretical and Computational Approaches*, 2nd ed. (CRC Press, Boca Raton Fla., 1998).
29. W. M. Macek and S. Redaelli, *Phys. Rev. E* **62**, 6496 (2000).
30. S. Redaelli and W. M. Macek, *Planetary Space Sci.* **49**, 1211 (2001).
31. Y. C. Whang, S. Liu, and L. Burlaga, *J. Geophys. Research*, **95**, 18769 (1990).
32. F. Malara, L. Primavera, and P. Veltri, *Phys. Rev. E*, **59** 6023 (1999).

Перевод Е. Чмырёвой

Effects of Viscosity on the Behavior of Entropy Change in the Shock Wave That Occurred after the December 13, 2006 Coronal Mass Ejection

H. Çavuş and A. Kurt

Coronal mass ejections (CMEs) and the solar wind are the two main demonstrations of solar activity. These events can drive a shock wave. The shock wave occurs where the solar wind changes from being supersonic (with respect to the surrounding interplanetary medium) to subsonic. The main purpose of this study is to apply the algorithm and the results given in our recent papers to the shock wave that happened after the December 13, 2006 CME, and evaluate the behavior of entropy during this solar activity.

Keywords: *solar wind—Sun: coronal mass ejections (CMEs)—Sun: activity*