

## Нагрев плазмы на разрывных МГД-течениях вблизи области магнитного пересоединения

Л. С. Леденцов<sup>a</sup>, Б. В. Сомов<sup>b</sup>

*Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга Московского  
государственного университета имени М. В. Ломоносова, отдел физики Солнца.  
Россия, 119991, Москва, Университетский пр-т, д. 13.*

*E-mail: <sup>a</sup>koob@mail.ru, <sup>b</sup>somov@sai.msu.ru*

Статья поступила 02.12.2012, подписана в печать 21.12.2012.

На основе полной системы граничных условий для уравнений МГД на поверхности разрыва получено выражение, описывающее в явном виде изменение внутренней энергии плазмы, протекающей через разрыв. Изучена зависимость нагрева вещества от значений плотности и конфигурации магнитного поля вблизи поверхности разрыва (т.е. от типа МГД-течения). Обсуждены условия нагрева плазмы на разрывах в самосогласованной аналитической модели магнитного пересоединения.

*Ключевые слова:* плазма, магнитная гидродинамика, разрывы.

УДК: 524.3-78, 523.9. PACS: 96.60.Q-, 96.60.qe, 96.60.Iv, 95.30.Qd, 96.50.Ry.

### Введение

Разрывные течения плазмы в магнитном поле реализуются в очень широком классе физических условий. Как следствие они присутствуют в различного рода технических установках и устройствах, имеющих практическое значение [1–3], в лабораторных и численных экспериментах (например, [4–6]), в космических условиях — особенно в связи с эффектом магнитного пересоединения [7–10]. При этом существенным, как правило, является вопрос о нагреве плазмы до самых высоких температур [11].

С теоретической точки зрения при исследовании свойств разрывных течений плазмы принципиальную роль играют следующие факты. Уравнения обычной гидродинамики имеют, как известно, лишь два типа разрывных решений: тангенциальный разрыв и ударная волна [12]. Это связано с тем, что в гидродинамике существует только два типа волн малой амплитуды: энтропийные волны, движущиеся вместе со средой, и звуковые волны, распространяющиеся со скоростью звука. В магнитной гидродинамике (МГД) присутствие магнитного поля в плазме приводит к наличию четырех типов волн малой амплитуды. При этом, в отличие от обычной гидродинамики, нет минимальной скорости типа скорости звука, с которой могут распространяться малые возмущения. Как следствие в МГД картина разрывных течений гораздо более богатая, чем в гидродинамике. Существуют быстрые, медленные, альвеновские ударные волны и другие разрывы [13, 14], причем между разрывами различных типов могут существовать непрерывные переходы.

Напомним, что при переходе через поверхность разрыва происходит резкое изменение, скачок параметров плазмы. Тип разрывного МГД-решения, т.е. его характер, определяется изменениями плотности плазмы, скорости ее течения и вмороженного в нее магнитного поля. Кроме того, на поверхности разрыва происходит нагрев плазмы, величина которого, разумеется, тоже зависит от типа МГД-разрыва, но не определяет его классификационные признаки: непрерывность или ска-

чок плотности, наличие или отсутствие перпендикулярных составляющих скорости  $v_{\perp}$  и магнитного поля  $B_{\perp}$ .

Цель настоящей работы — изучение характера нагрева плазмы разрывными течениями различных типов. На основе полной системы граничных условий на разрыве мы получаем выражение, описывающее в явном виде величину изменения внутренней энергии плазмы. Исходя из установленных ранее соответствий между стандартной классификацией МГД-разрывов и параметрами течения плазмы [15], изучаем свойства нагрева плазмы на различных типах разрывов.

В разд. 1 приведены общая система граничных условий на поверхности МГД-разрыва и соотношения, связывающие конфигурацию магнитного поля вблизи поверхности разрыва с параметрами плазмы (плотность, поток массы и поток магнитного поля через разрыв). Раздел 2 посвящен анализу геометрии магнитного поля для различных типов разрывных течений. В разд. 3 выводится уравнение, описывающее скачок внутренней энергии на поверхности разрыва. Влияние характеристик плазмы и МГД-разрыва на величину этого скачка изучается в разд. 4.

### 1. Граничные условия на разрыве

В окрестности МГД-разрыва плотность плазмы, ее давление, скорость течения, направление и напряженность магнитного поля могут изменяться скачком на расстоянии, сравнимом с длиной свободного пробега частиц. Физические процессы внутри такого скачка определяются кинетическими явлениями в плазме, как ламинарными, так и турбулентными [16]. В приближении диссипативной МГД внутренняя структура разрывного течения определяется диссипативными коэффициентами переноса (вязкостью и проводимостью), а также теплопроводностью [17, 18]. Однако в приближении идеальной МГД этот скачок имеет нулевую толщину, т.е. происходит на некоторой поверхности разрыва.

Будем рассматривать плоскую поверхность разрыва, что является уместным для площадок достаточно малого размера по сравнению с радиусом кривизны поверхности разрыва. На рис. 1 представлена система

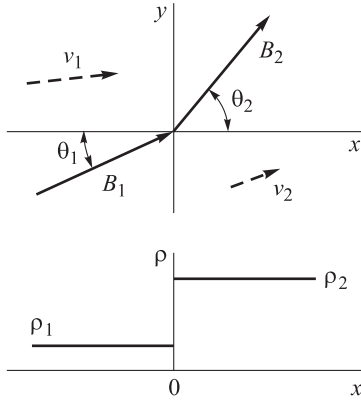


Рис. 1. Изменение магнитного поля  $\mathbf{B}$ , поля скоростей  $\mathbf{v}$  и плотности  $\rho$  плазмы на фронте ударной волны  $x=0$

координат, в которой наблюдатель перемещается вместе с поверхностью разрыва, расположенной в плоскости  $(y, z)$ . Однородная плазма втекает с постоянной скоростью в разрыв слева и вытекает из него справа. Находясь в рамках идеальной МГД, мы пренебрегаем вязкостью, теплопроводностью и электрическим сопротивлением плазмы. Тогда граничные условия для уравнений МГД на разрыве могут быть записаны в виде следующих законов сохранения [13, 19, 20]:

$$\{B_x\} = 0, \quad (1)$$

$$\{\rho v_x\} = 0, \quad (2)$$

$$\{v_x B_y - v_y B_x\} = 0, \quad (3)$$

$$\{v_x B_z - v_z B_x\} = 0, \quad (4)$$

$$\left\{ \rho v_x v_y - \frac{1}{4\pi} B_x B_y \right\} = 0, \quad (5)$$

$$\left\{ \rho v_x v_z - \frac{1}{4\pi} B_x B_z \right\} = 0, \quad (6)$$

$$\left\{ p + \rho v_x^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right\} = 0, \quad (7)$$

$$\left\{ \rho v_x \left( \frac{v^2}{2} + \epsilon + \frac{p}{\rho} \right) + \frac{1}{4\pi} (B^2 v_x - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) B_x) \right\} = 0. \quad (8)$$

Здесь фигурными скобками обозначена разность значений заключенной внутри скобок величины с обеих сторон плоскости разрыва. Например, первое уравнение означает непрерывность нормальной компоненты магнитного поля:

$$\{B_x\} = B_{x2} - B_{x1} = 0,$$

или, что то же самое, сохранение магнитного потока. Величины, отмеченные индексом 1, относятся к левой стороне (рис. 1), соответствующей набегающему потоку плазмы, а индексом 2 — убегающему.

Такая система граничных условий, в отличие от граничных условий в обычной гидродинамике, не распадается на набор взаимоисключающих групп уравнений, а значит, в принципе она допускает непрерывные переходы между различными типами разрывных решений при непрерывном изменении условий течения плазмы. В силу возможности плавного перехода между разрывами различных типов за основу их классификации принимаются локальные внешние признаки течения

вблизи плоскости разрыва: наличие или отсутствие потока массы и потока магнитного поля через разрыв, непрерывность или скачок плотности.

Для двумерного случая течений плазмы в плоскости  $(x, y)$  в [15] из системы уравнений (1)–(7) получена формула, связывающая углы наклона вектора магнитного поля к нормали, опущенной на поверхность разрыва  $x=0$ , с величинами плотности  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , потоком магнитного поля  $B_x$  и потоком массы  $m = \rho v_x$ :

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{2(B_x^2/4\pi - m^2 \tilde{r}) + m^2 \{r\}}{2(B_x^2/4\pi - m^2 \tilde{r}) - m^2 \{r\}} \operatorname{tg} \theta_1,$$

где  $\operatorname{tg} \theta = B_y/B_x$ ,  $r = 1/\rho$ . Здесь и далее везде тильдой помечены средние значения величин; так,  $\tilde{r} = (r_1 + r_2)/2$ . Перепишем это уравнение, раскрыв скачки  $\{r\}$  и средние значения  $\tilde{r}$ :

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{m^2 \cdot 4\pi r_1/B_x^2 - 1}{m^2 \cdot 4\pi r_2/B_x^2 - 1} \operatorname{tg} \theta_1.$$

Обозначим  $m_{\text{off}}^2 = B_x^2/4\pi r_1$  и  $m_{\text{on}}^2 = B_x^2/4\pi r_2$ . Ранее было показано, что  $m_{\text{off}}$  и  $m_{\text{on}}$  — величины потока массы, протекающего через волну выключения и волну включения соответственно [15]. Отметим, что  $m_{\text{off}} \leq m_{\text{on}}$ , так как по теореме Цемплена [12] на разрыве  $r_2 \leq r_1$ . Уравнение для углов наклона магнитного поля примет простой вид

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{m^2/m_{\text{off}}^2 - 1}{m^2/m_{\text{on}}^2 - 1} \operatorname{tg} \theta_1. \quad (9)$$

Кроме того, в [15] из условия существования нетривиальных решений рассматриваемой системы МГД уравнений найдено ограничение на возможные значения потока массы через разрыв, или

$$m^2 < \frac{B_x^2}{4\pi \tilde{r}}, \quad (10)$$

или

$$m^2 > \frac{B_x^2 + \tilde{B}_y^2}{4\pi \tilde{r}}. \quad (11)$$

Введем обозначения  $m_A^2 = B_x^2/4\pi \tilde{r}$  и  $m_{\perp}^2 = \tilde{B}_y^2/4\pi \tilde{r}$ . Величина  $m_A$  соответствует альвеновскому потоку массы [15]. Так как  $r_2 \leq \tilde{r} \leq r_1$ , то  $m_{\text{off}} \leq m_A \leq m_{\text{on}}$ . Условия (10), (11) примут вид

$$m^2 < m_A^2, \quad (12)$$

$$m^2 > m_A^2 + m_{\perp}^2. \quad (13)$$

На основе этих результатов продолжим в настоящей статье исследование свойств разрывных течений, а именно установим величину нагрева плазмы.

## 2. Конфигурация поля

Уравнение (9) вместе с условиями (12)–(13) описывает зависимость углов наклона магнитного поля от величины потока массы, протекающего через разрыв. Функция (9) содержит пару особенностей. При  $m = m_{\text{off}}$  имеем  $\theta_2 = 0$ , а при  $m = m_{\text{on}}$  вне зависимости от угла  $\theta_1$  получаем  $\theta_2 \rightarrow \pm\pi/2$ .

Вид зависимости  $\theta_2(m^2, \theta_1)$  можно задать либо двумя параметрами  $m_{\text{off}}$  и  $m_{\text{on}}$ , либо, например, величинами  $\rho_1$  и  $\{\rho\}$ . Нас интересуют классификационные признаки разрывных течений, т. е. качественные изменения соотношения между углами  $\theta_1$  и  $\theta_2$  при варьиро-

вании  $m^2$ . Поэтому будем рассматривать формулу (9) пока без каких-либо конкретных приложений к определенным физическим условиям в среде. Значения параметров уравнения (9) и условий (12)–(13) выберем из соображений наглядности и простоты. Пусть значения  $m_{\text{off}}^2$ ,  $m_A^2$ ,  $m_{\text{on}}^2$  соотносятся как 3 : 4 : 6. Квадрат потока массы будем измерять в единицах  $m_A^2/4$ .

На рис. 2 показаны графики зависимостей  $\theta_2(m^2)$  для трех значений угла падения магнитного поля на разрыв:  $\theta_1 = 5^\circ$ ,  $25^\circ$  и  $45^\circ$ . Кривые  $\theta_2(m^2)$  ведут себя одинаковым образом. Во-первых, они пересекаются в одной точке при  $m^2 = m_{\text{off}}^2 = 3$ . Во-вторых, для каждой кривой  $\theta_2 \rightarrow -\theta_1$  при  $m^2 \rightarrow m_A^2 = 4$ . В-третьих, все они имеют область, не удовлетворяющую условиям (12)–(13). Располагается эта область в окрестности точки  $m^2 = m_{\text{on}}^2 = 6$ .

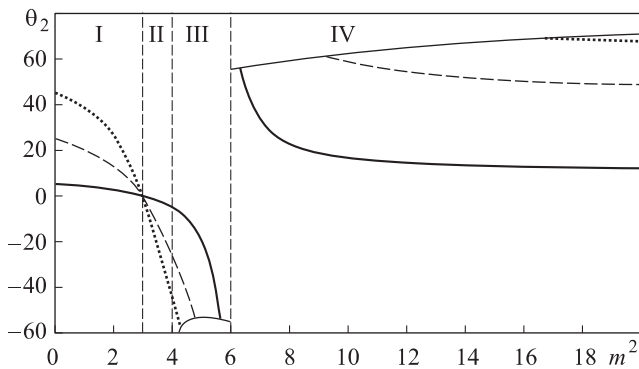


Рис. 2. Зависимости угла наклона магнитного поля  $\theta_2$  за плоскостью разрыва от квадрата потока массы вещества  $m^2$  при различных значениях угла  $\theta_1$ . Случай  $\theta_1 = 5^\circ$  обозначен сплошной линией,  $\theta_1 = 25^\circ$  — штриховой,  $\theta_1 = 45^\circ$  — пунктирной. Все графики  $\theta_2(m^2)$  для разных  $\theta_1$  оканчиваются на кривой, нанесенной тонкой линией

Выделим на рис. 2 четыре области, для каждой из которых характерно свое поведение зависимости  $\theta_2(m^2)$ . В области I ( $0 < m^2 < 3$ ) с ростом  $m^2$  происходит уменьшение составляющей  $B_{y2}$  вектора  $\mathbf{B}_2$  магнитного поля, причем  $0 < \theta_2 < \theta_1$ , т. е. при переходе через поверхность разрыва тангенциальная составляющая магнитного поля ослабевает. В точке  $m^2 = 3$  при пересечении плоскости разрыва тангенциальная компонента  $B_{y2}$  становится равной нулю. В области II ( $3 < m^2 < 4$ ) компонента  $B_{y2}$  отрицательна, увеличивается по модулю, но теперь  $-\theta_1 < \theta_2 < 0$ . В области III ( $4 < m^2 < 6$ ), как и в области II, при пересечении плоскости разрыва тангенциальная компонента  $B_y$  меняет знак. Однако теперь  $B_y$  увеличивается по модулю ( $\theta_2 < -\theta_1$ ). Наконец, в области IV ( $m^2 > 6$ ) происходит усиление магнитного поля ( $\theta_2 > \theta_1$ ) с сохранением знака.

Таким образом, мы видим, как при постепенном увеличении потока плазмы меняется характер соотношения между углами наклона магнитного поля, а следовательно, и тип МГД-разрыва. Области I и II отвечают медленным ударным МГД-волнам, соответственно не обращаемым ( $S_+^\uparrow$ ) и обращаемым ( $S_+^\downarrow$ ) тангенциальную компоненту магнитного поля. Область III

соответствует трансальвеновской ударной волне ( $T_r$ ), а область IV — быстрой ударной волне ( $S_+$ ).

На границе областей II и III  $m^2 = m_A^2$ . Область определения функции  $\theta_2(m^2, \theta_1)$  слева от величины  $m_A^2$  задается условием (12), а справа — условием (13). Так как при  $m^2 \rightarrow m_A^2$  величина  $\tilde{B}_y^2 \rightarrow 0$ , условие (13) преобразуется к виду  $m^2 > m_A^2$ . Поэтому функция  $\theta_2(m^2, \theta_1)$  как в области II, так и в области III определена вблизи значения  $m_A^2$  (см. рис. 2). Однако при увеличении  $m^2$  растет и правая часть условия (13). При некотором значении  $m^2$  в области III эти величины сравниваются. Наблюдается максимально сильная (в наибольшей степени усиливающая энергию магнитного поля) трансальвеновская ударная волна. При дальнейшем увеличении потока массы значение  $m^2$  не может удовлетворить условиям (12)–(13) пока  $m^2$  вновь не сравняется с  $m_A^2 + m_\perp^2$ . Происходит это в области IV, где наблюдается наиболее сильная быстрая ударная волна.

Получим уравнение кривой, на которой лежат свободные концы графиков, а значит, и наиболее сильные для данных параметров среды быстрые и трансальвеновские ударные волны. Приравняем  $m^2$  к правой части условия (11):

$$m^2 = \frac{B_x^2 + \tilde{B}_y^2}{4\pi\tilde{r}}$$

Выразим величину  $B_{y1}$ :

$$B_{y1} = \pm 2\sqrt{4\pi\tilde{r}m^2 - B_x^2} - B_{y2},$$

где символ «+» соответствует области IV, а «-» — области III. Разделим левую и правую части полученного уравнения на  $B_x$ :

$$\text{tg } \theta_1 = \pm 2\sqrt{m^2/m_A^2 - 1} - \text{tg } \theta_2. \tag{14}$$

Подставив выражение (14) в (9), получим уравнение искомой кривой:

$$\text{tg } \theta_2 = \pm \frac{2m^2/m_{\text{off}}^2 - 2}{m^2/m_{\text{off}}^2 + m^2/m_{\text{on}}^2 - 2} \sqrt{\frac{m^2}{m_A^2} - 1}. \tag{15}$$

График кривой (15) представлен на рис. 2 тонкой линией.

### 3. Скачок внутренней энергии

Чтобы определить эффективность нагрева плазмы, обратимся к граничному условию (8), представляющему собой закон сохранения энергии. Используя уравнение (2), найдем из (8) скачок внутренней энергии

$$\{\epsilon\} = - \left\{ \frac{v^2}{2} \right\} - \frac{1}{m} \{v_x p\} - \frac{1}{4\pi m} \{B^2 v_x - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) B_x\}. \tag{16}$$

Правая часть уравнения (16) состоит из трех слагаемых. Используя средние величины скоростей  $\tilde{v}_x$ ,  $\tilde{v}_y$  и  $\tilde{v}_z$ , представим первое слагаемое в виде

$$- \left\{ \frac{v^2}{2} \right\} = -\tilde{v}_x \{v_x\} - \tilde{v}_y \{v_y\} - \tilde{v}_z \{v_z\}.$$

Скачки тангенциальных компонент скорости выразим через скачки тангенциальных компонент магнитного

поля при помощи уравнений (5) и (6) вместе с условиями (1)–(2). Получим

$$\{v_y\} = \frac{B_x}{4\pi m} \{B_y\}, \quad \{v_z\} = \frac{B_x}{4\pi m} \{B_z\}.$$

Теперь первое слагаемое в правой части уравнения (16) выглядит следующим образом:

$$-\left\{\frac{v^2}{2}\right\} = -\tilde{v}_x \{v_x\} - \frac{\tilde{v}_y B_x}{4\pi m} \{B_y\} - \frac{\tilde{v}_z B_x}{4\pi m} \{B_z\}. \quad (17)$$

Во второе слагаемое, записанное в виде

$$-\frac{1}{m} \{v_x p\} = -\frac{\tilde{p}}{m} \{v_x\} - \frac{\tilde{v}_x}{m} \{p\},$$

подставим скачок давления из уравнения (7), а именно

$$\{p\} = -m \{v_x\} - \frac{\tilde{B}_y}{4\pi} \{B_y\} - \frac{\tilde{B}_z}{4\pi} \{B_z\}.$$

Здесь так же, как и в (16), использовано условие (2). Второе слагаемое уравнения (16) в итоге принимает вид

$$-\frac{1}{m} \{v_x p\} = -\frac{\tilde{p}}{m} \{v_x\} + \tilde{v}_x \{v_x\} + \frac{\tilde{v}_x \tilde{B}_y}{4\pi m} \{B_y\} + \frac{\tilde{v}_x \tilde{B}_z}{4\pi m} \{B_z\}. \quad (18)$$

В третьем слагаемом раскроем скалярное произведение  $(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})$ :

$$\begin{aligned} -\frac{1}{4\pi m} \{B^2 v_x - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) B_x\} &= \\ &= -\frac{1}{4\pi m} \{(v_x B_y - v_y B_x) B_y + (v_x B_z - v_z B_x) B_z\}. \end{aligned}$$

Затем применим к полученному уравнению условия (3) и (4):

$$\begin{aligned} -\frac{1}{4\pi m} \{B^2 v_x - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) B_x\} &= \\ &= -\frac{v_x B_y - v_y B_x}{4\pi m} \{B_y\} - \frac{v_x B_z - v_z B_x}{4\pi m} \{B_z\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Таким образом, каждое из трех слагаемых в правой части уравнения (16) выражается через отдельные скачки нормальной компоненты скорости и тангенциальных компонент магнитного поля. Подставим (17)–(19) в (16):

$$\begin{aligned} \{\epsilon\} = &-\frac{\tilde{p}}{m} \{v_x\} + \frac{\tilde{v}_x \tilde{B}_y - \tilde{v}_y B_x}{4\pi m} \{B_y\} - \frac{v_x B_y - v_y B_x}{4\pi m} \{B_y\} + \\ &+ \frac{\tilde{v}_x \tilde{B}_z - \tilde{v}_z B_x}{4\pi m} \{B_z\} - \frac{v_x B_z - v_z B_x}{4\pi m} \{B_z\}. \end{aligned}$$

Последнее уравнение значительно упрощается, если раскрыть входящие в него средние величины скоростей и магнитного поля. Получаем

$$\{\epsilon\} = -\frac{\tilde{p}}{m} \{v_x\} - \frac{\{v_x\} \{B_y\}}{16\pi m} \{B_y\} - \frac{\{v_x\} \{B_z\}}{16\pi m} \{B_z\}.$$

Вынося  $-\{v_x\}/m = -\{r\}$  за скобки, находим окончательно уравнение, выражающее скачок внутренней энергии на разрыве через скачки обратной плотности и тангенциальных компонент магнитного поля:

$$\{\epsilon\} = -\{r\} \left( \tilde{p} + \frac{\{B_y\}^2 + \{B_z\}^2}{16\pi} \right). \quad (20)$$

Для двумерных разрывов соотношение (20) принимает совсем простой вид

$$\{\epsilon\} = -\{r\} \left( \tilde{p} + \frac{\{B_y\}^2}{16\pi} \right). \quad (21)$$

#### 4. Условия вблизи области пересоединения

Уравнение (20) позволяет сделать определенные выводы относительно изменения внутренней энергии плазмы при пересечении поверхности разрыва. Во-первых, внутренняя энергия плазмы растет, так как  $-\{r\} > 0$  по теореме Цемплена, а  $\tilde{p}$  и  $\{B_y\}^2$  — положительные величины. Во-вторых, изменение внутренней энергии складывается из двух частей: термодинамической, определяемой уравнением состояния вещества, и магнитной, связанной с изменением структуры магнитного поля вблизи поверхности разрыва.

Рассмотрим адиабатическое приближение  $p \sim \rho^\gamma$ , где  $\gamma$  — показатель адиабаты. Термодинамическая часть скачка внутренней энергии увеличивается с ростом скачка плотности на разрыве:  $-\{r\} \tilde{p} \sim \{\rho\}^\gamma$ . Зависимость от  $\rho_1$  определяется величиной показателя  $\gamma$ , а именно

$$\{\epsilon\} = -\{r\} \tilde{p} \sim \rho_1^{\gamma-2}.$$

Для идеального газа  $\gamma = (i+2)/i$ , где  $i$  — число степеней свободы частиц плазмы (см. [22]). Скачок внутренней энергии увеличивается с ростом  $\rho_1$  при  $\gamma > 2$  ( $i < 2$ ) и уменьшается при  $\gamma < 2$  ( $i > 2$ ). Ограничение числа степеней свободы, таким образом, влияет на характер нагрева вещества.

Магнитная часть скачка внутренней энергии зависит от конфигурации магнитного поля, а значит, и от типа разрыва. Для расчетов, представленных на рис. 2, зависимости скачка внутренней энергии от потока массы через разрыв, вычисленные с использованием формулы (21), показаны на рис. 3. Здесь за нуль принято значение термодинамической части скачка, не зависящей от потока массы. Видно, что максимальный скачок внутренней энергии при заданных параметрах плазмы осуществляется наиболее сильной трансальвеновской ударной волной, причем его величина быстро растет с увеличением угла падения магнитного поля  $\theta_1$ . Соотношения между эффективностью нагрева плазмы другими типами разрывов зависят от конкретных условий среды. Так, нагрев медленными ударными волнами

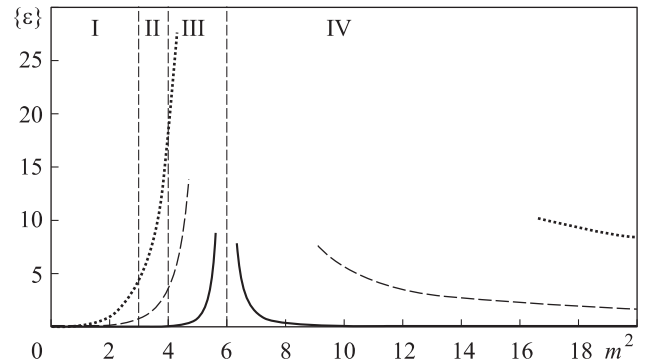


Рис. 3. Зависимости скачка внутренней энергии  $\{\epsilon\}$  от потока массы вещества при различных значениях угла  $\theta_1$ :  $5^\circ$  — сплошная линия,  $25^\circ$  — штриховая,  $45^\circ$  — пунктирная

может быть как ниже нагрева быстрыми ударными волнами при меньших углах  $\theta_1$ , так и выше при больших  $\theta_1$ . В любом случае величина нагрева зависит от силы ударной волны. Чем больше изменение плотности магнитной энергии на разрыве, тем до более высоких температур нагреется плазма.

Наибольшего разогрева на разрывах можно ожидать от плазмы, претерпевающей большой скачок плотности в магнитном поле с резко меняющейся геометрией. Именно такие условия выполняются в области магнитного пересоединения. При слиянии двух противоположно направленных магнитных потоков образуется токовый слой, который замедляет процесс пересоединения и накапливает в себе свободную магнитную энергию. В дальнейшем эта энергия реализуется при разрыве токового слоя (см., например, [23]). Магнитное пересоединение осуществляет быстрое преобразование свободной энергии в энергию частиц плазмы и сопровождается образованием сложной картины МГД-разрывов в областях с резкими изменениями магнитного поля и поля скоростей. Такие системы разрывов наблюдаются как в лабораторных, так и в численных экспериментах [4, 6].

В то же время подобные разрывные структуры могут быть внесены в качестве самостоятельного элемента в ту или иную модель пересоединения. На рис. 4 представлена токовая система самосогласованной аналитической модели магнитного пересоединения [24, 25]. К концу токового слоя (CL) присоединены две ударные волны конечной длины (на рис. 4 показана только правая половина токового слоя, левая дублируется симметрично). Вещество втекает в слой сверху и снизу, вытекает слева и справа. Ранее нами было показано, что вблизи торцов токового слоя, где образуются обратные токи, ударные волны являются трансальевновскими [15]. По мере удаления от токового слоя скачок напряженности магнитного поля на разрыве уменьшается, как уменьшается до нуля и скачок плотности. Таким образом, наилучшие условия для нагрева плазмы осуществляются вблизи области обратных токов.

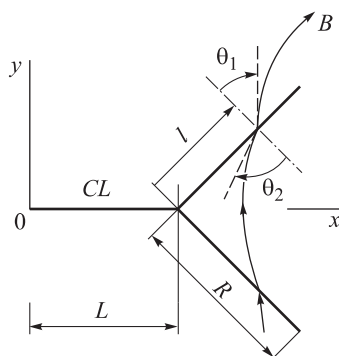


Рис. 4. Конфигурация электрических токов (жирные прямые отрезки) состоит из токового слоя (CL) и четырех присоединенных к его торцам поверхностей разрыва конечной длины  $R$ .  $L$  — полуширина токового слоя

## Заключение

Нами получено уравнение, описывающее изменение внутренней энергии плазмы при переходе через МГД-разрыв. Установлена его зависимость как от уравнения состояния вещества, так и от типа распространяющегося МГД-разрыва. Разогрев тем сильнее, чем больше скачки плотности вещества и плотности магнитной энергии на разрыве. Подобные условия реализуются вблизи области обратных токов в процессе магнитного пересоединения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-00843-а)

## Список литературы

1. Sutton G.W., Sherman A. // Engineering Magnetohydrodynamics. N. Y.; San Francisco; Toronto, 1965.
2. Лукьянов С.Ю. // Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М., 1975.
3. Морозов А.И. // Введение в плазмодинамику. М., 2006.
4. Biskamp D. // Nonlinear Magnetohydrodynamics. Cambridge, UK, 1997.
5. Имшенник В.С., Боброва Н.А. // Динамика столкновительной плазмы. М., 1997.
6. Space Plasma Simulation / Ed. by J. Büchner, C. T. Dum, M. Scholer. Berlin; Heidelberg; N. Y., 2003.
7. Petschek H.E. // AAS-NASA Symposium on the Physics of Solar Flares. NASA SP-50 / Ed. by W.N. Hess. Washington, 1964. P. 425.
8. Брушлинский К.В., Заборов А.М., Сыроватский С.И. // Физика плазмы. 1980. **6**. С. 297.
9. Hones E.W.Jr. (Ed.) // Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas. Washington, DC, 1984.
10. Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas / Ed. by M. Hoshino, R. L. Stenzel, K. Shibata. Tokyo, 2001.
11. Orta J.A., Huerta M.A., Boynton G.C. // Astrophys. J. 2003. **596**. P. 646.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики. Т. 6. Гидродинамика. М., 1986.
13. Сыроватский С.И. // УФН. 1957. **62**. С. 247.
14. Anderson J.E. // Magnetohydrodynamic Shock Waves. Massachusetts (Cambridge, US), 1963.
15. Леденцов Л.С., Сомов Б.В. // Письма в Астрон. журн. 2011. **37**. С. 151.
16. Tideman D.A. and Krall N.A. // Shock Waves in Collisionless Plasma. N. Y.; L.; Sydney, 1971.
17. Сиротина Е.П., Сыроватский С.И. // ЖЭТФ. 1960 **39**. С. 746.
18. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. // Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966.
19. Шерклиф Дж. // Курс магнитной гидродинамики. М., 1967.
20. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Курс теоретической физики. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М., 1982.
21. Somov V.V. // Plasma Astrophysics. Pt I. Fundamental and Practice. N. Y., 2012.
22. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Курс теоретической физики. Т. 5. Статистическая физика. Ч. 1. М., 1976.
23. Somov V.V. // Plasma Astrophysics. Pt II. Reconnection and Flares. N. Y., 2012.
24. Безродных С.И., Власов, В.И., Сомов Б.В. // Письма в Астрон. журн. 2007. **33**. С. 153.
25. Безродных С.И., Власов, В.И., Сомов Б.В. // Письма в Астрон. журн. 2011. **37**. С. 133.

**Plasma heating by discontinuous MHD flows near the region of magnetic reconnection****L. S. Ledentsov<sup>a</sup>, B. V. Somov<sup>b</sup>***P. K. Sternberg State Institute of Astronomy, M. V. Lomonosov Moscow State University,  
Moscow 119991, Russia.**E-mail: <sup>a</sup> koob@mail.ru, <sup>b</sup> somov@sai.msu.ru.*

We had used a complete system of boundary conditions for MHD equations on a surface of discontinuity to obtain an expression that describes the change in internal energy of plasma flowing through the discontinuity. The dependence of plasma heating from the density and the configuration of magnetic field near the surface of discontinuity (in other words, from the type of MHD flow) are studied. Conditions of plasma heating at discontinuities in the self-consistent analytical model of magnetic reconnection are discussed.

*Keywords:* plasma, magnetohydrodynamics, discontinuities.

*PACS:* 96.60.Q-, 96.60.qe, 96.60.Iv, 95.30.Qd, 96.50.Ry.

*Received 2 December 2012.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2013).

**Сведения об авторах**

1. Леденцов Леонид Сергеевич — инженер I категории; тел.: (495) 939-16-44, e-mail: koob@mail.ru.

2. Сомов Борис Всеволодович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. отделом; тел.: (495) 939-16-44, e-mail: somov@sai.msu.ru.