

УДК 523.98:533.951

Физический механизм генерации корональных выбросов массы из верхних слоев конвективной зоны

В.Г. Еселевич¹, М.В. Еселевич¹, В.А. Романов², Д.В. Романов², К.В. Романов², Н.В. Кучеров²

¹ Институт солнечно-земной физики СО РАН, ул. Лермонтова, 126-а, Иркутск, Россия, 664033
esel@iszf.irk.ru

² Красноярский государственный педагогический университет, ул. Ады Лебедевой, 89, Красноярск, Россия, 660049
valeriy.a.romanov@yandex.ru

Поступила в редакцию 18 октября 2013 г.

Аннотация. В работе исследуется развитие неустойчивости Паркера колебаний тонкой магнитной трубки на различных глубинах конвективной зоны Солнца. Развитие неустойчивости Паркера в коротковолновом диапазоне ($m > 20$) приводит к выбросам магнитного поля со сверхзвуковыми скоростями в солнечную атмосферу. Это явление может служить физическим механизмом реализации импульсного КВМ. В работе приведен пример импульсного КВМ за 25.03.2008 г. по наблюдательным данным инструмента AIA/SDO.

PHYSICAL MECHANISM OF GENERATION OF CME FROM THE UPPER LAYERS OF CONVECTIVE ZONE, *by V.G. Eselevich, M.V. Eselevich, V.A. Romanov, D.V. Romanov, K.V. Romanov, N.V. Kucherov.* Parker instability of the thin magnetic tube is studied for different depths in the solar convective zone. The instability development for short wavelength case ($m > 20$) leads to ejection of the magnetic tube with supersonic speed into the solar atmosphere. This may serve a physical explanation of origin of impulse CME. In the paper, impulse CME dated 25.03.2008 is analyzed using data from AIA/SDO.

Ключевые слова: магнитная трубка, неустойчивость Паркера, корональный выброс массы

1 Введение

В настоящее время считается общепризнанным положение, что солнечные вспышки, эруптивные протуберанцы и корональные выбросы массы (КВМ, Теммер и др., 2010) являются результатом мощной дестабилизации коронального магнитного поля новым всплывающим магнитным потоком из подфотосферного уровня в солнечную атмосферу (Маккуин, Фишер, 1983). Разрешающая способность современных наблюдательных инструментов позволяет установить, что магнитные образования в атмосфере Солнца представляют собой множество структурированных магнитных трубок, расположенных в практически немагнитной солнечной плазме (Нолкер, Шусслер, 1988).

Всплывающая магнитная трубка для части регистрируемых событий является только триггером начала активных процессов. В настоящей работе исследуется возможность реализации импульсных

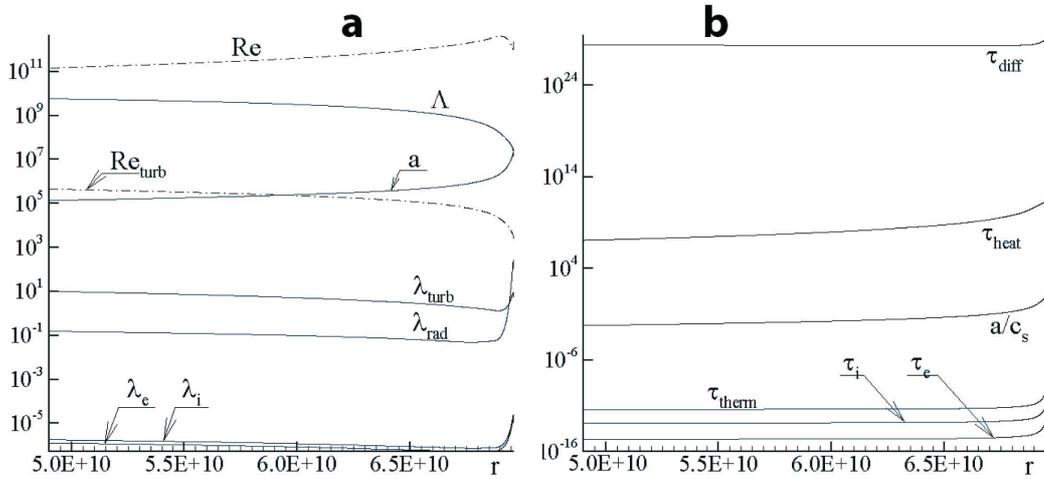


Рис. 1. Характерные масштабы диссипативных процессов для магнитной трубки (а), масштабы кинетических процессов в плазме солнечной конвективной зоны (б) (в единицах СГС)

КВМ (Еселевич, Еселевич, 2011а) на основе всплывания магнитной трубки из подфотосферных слоев в солнечную атмосферу с высокими скоростями подъема (Алексеев и др., 2000; Романов, Романов, 2003). Процесс всплывания магнитной трубки является физической основой реализации КВМ. В работе приведены результаты расчетов всплывания магнитной трубки из конвективной зоны при развитии неустойчивости Паркера в различных режимах (Паркер, 1979). Сравнение результатов расчета с наблюдательными данными (Еселевич, Еселевич, 2011б) позволяет выделить основные физические особенности формирования импульсных КВМ в солнечной атмосфере.

2 Математическая постановка задачи

Для обоснования приближения тонкой магнитной трубки приведем характерные параметры плазмы внутри и снаружи трубки на различных глубинах конвективной зоны Солнца (Кристенсен-Далсгаард и др., 1996).

На рис. 1 приведены характерные масштабы диссипативных и кинетических процессов для магнитной трубки на различных глубинах конвективной зоны. Выбор трубки определяется граничными условиями. При подъеме на фотосферный уровень трубка имеет параметры: радиус $r = 3 \cdot 10^7$ см, давление газа в трубке $p = 7.26 \cdot 10^4$ дин/см², плотность $1.93 \cdot 10^{-7}$ г/см³, напряженность магнитного поля $H = 800$ Гс.

Из представленных распределений следует вывод: кинетические масштабы солнечной плазмы много меньше характерных пространственных и временных масштабов задачи о движении трубки. Это обеспечивает приближение идеальной одножидкостной магнитогидродинамики для дальнейшего исследования. Приближение собственно тонкой магнитной трубки обосновывается неравенствами:

$$\tau \gg \frac{r}{\min(C_s, v_a)}, \quad (1)$$

где τ – временной масштаб задачи, $v_a = \sqrt{H^2/4\pi\rho_i}$ – альфвеновская скорость, $C_s = \sqrt{\gamma p_i/\rho_i}$ – скорость звука внутри трубки,

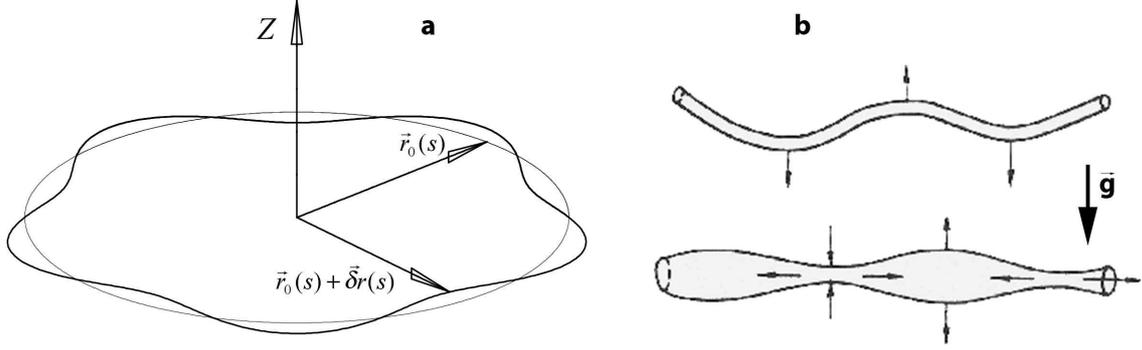


Рис. 2. Форма трубки для волнового числа возмущения $m = 5$ (a); направления течения плазмы трубки для изгибающей и медленной мод колебаний (b)

$$r \ll \frac{p}{\rho \cdot g} \quad (2)$$

– радиус трубки много меньше местной шкалы высот окружающего газа. Трубка слабо возмущает при своем движении конвективную зону.

Полная система уравнений динамики магнитной трубки в массовых лагранжевых переменных:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} = \mathbf{v} \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{\boldsymbol{\ell}(\boldsymbol{\ell}, \mathbf{f})}{\rho_i} + \frac{\mathbf{f} - \boldsymbol{\ell}(\boldsymbol{\ell}, \mathbf{f})}{\rho_i + \rho_e} \\ \mathbf{f} = \frac{H\sigma\rho_i}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial s}(H\boldsymbol{\ell}) + (\rho_i - \rho_e(\mathbf{r})) \cdot \mathbf{g}(\mathbf{r}) \\ H\sigma = const \\ \frac{p_i}{\rho_i^\gamma} = const \\ p_i + \frac{H^2}{8\pi} = p_e(\mathbf{r}) \\ \boldsymbol{\ell} = \sigma\rho_i \cdot \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial s}, \quad (\boldsymbol{\ell}, \boldsymbol{\ell}) = 1 \end{array} \right. \quad (3)$$

Полученная система уравнений позволяет исследовать устойчивость магнитного поля в конвективной зоне Солнца. Невозмущенное состояние трубки: трубка находится в равновесии и замкнута в кольцо с радиусом r_0 , находящееся в экваториальной плоскости Солнца (рис. 2a).

Исследуются стоячие волны с различным волновым числом m : числом волн, укладывающихся по длине окружности.

Линейный анализ системы (3) позволяет видеть два типа линейных колебаний магнитной трубки: быстрые (альфвеновские) и медленные (варикозные) волны (рис. 2). При наличии гравитационного поля наиболее неустойчивы медленные моды колебаний (рис. 2b). Участки повышенной плотности проваливаются к центру Солнца, а участки с пониженной массой газа всплывают наверх под действием силы Архимеда. Это стандартный сценарий развития неустойчивости Паркера линейных колебаний магнитной трубки (Романов и др., 1993).

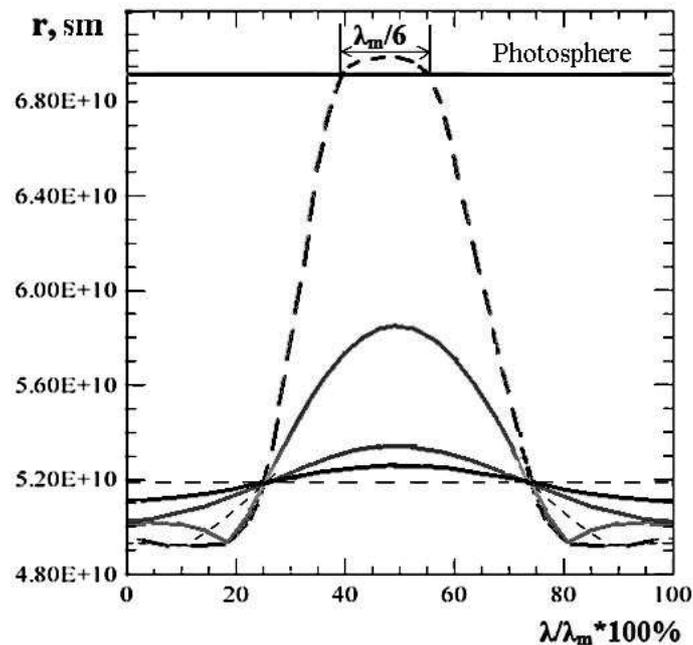


Рис. 3. Нелинейная стадия развития неустойчивости Паркера медленной моды колебаний магнитной трубки

3 Результаты расчетов. Наблюдательные данные

Физический механизм генерации тонких магнитных трубок в атмосфере определяется взаимодействием всплывающих крупномасштабных магнитных структур из нижних слоев конвективной зоны с конвективными течениями (Паркер, 1982). Внешние слои обтекаемой магнитной структуры расщепляются стохастическими пульсациями конвекции на тонкие изолированные магнитные трубки (Морено-Инсертис и др., 1992), которые, взаимодействуя с полем конвективных течений, всплывают на фотосферный уровень. Из-за гравитации наиболее неустойчива медленная мода колебаний. На нелинейной стадии развития неустойчивости Паркера (Паркер, 1979) форма трубки представляет собой широкую арку с основаниями, опустившимися ко дну конвективной зоны (рис. 3). Под действием силы гравитации в боковых ветвях реализуются потоки плазмы к основанию трубки. Верхняя часть арочной структуры с оттоком плазмы нелинейно ускоряется к фотосферному уровню. Развитие неустойчивости Паркера целиком определяется взаимодействием плазмы магнитной трубки с гравитационным полем Солнца (Романов, Романов, 2001).

С ростом напряженности магнитного поля и уменьшением длины волны (увеличением волнового числа m) колебания трубки становятся более устойчивыми к воздействию гравитационного поля. На рис. 4 представлены распределения критических значений МГД-параметров развития неустойчивости Паркера на различных глубинах конвективной зоны в зависимости от волнового числа m . Данные распределения рассчитаны по значениям инкремента развития неустойчивости Паркера (Алексеев и др., 2000) для модели внутреннего строения Солнца из работы (Кристенсен-Далсгаард и др., 1996). Расчеты проведены для широкого диапазона изменения напряженности поля: $0 \leq H_{cr} \leq 2 \cdot 10^6$ Гс.

Данные распределения служат начальными условиями для численного моделирования развития неустойчивости Паркера в различных режимах. Эти данные обладают собственным глубоким физическим содержанием. Для низкочастотных колебаний ($0 \leq m \leq 4$) неустойчивость Паркера разрушает всплывающие магнитные поля из зоны лучистого переноса в нижних слоях конвективной зоны для всего диапазона изменения напряженности магнитного поля. Перепад давления в конвек-

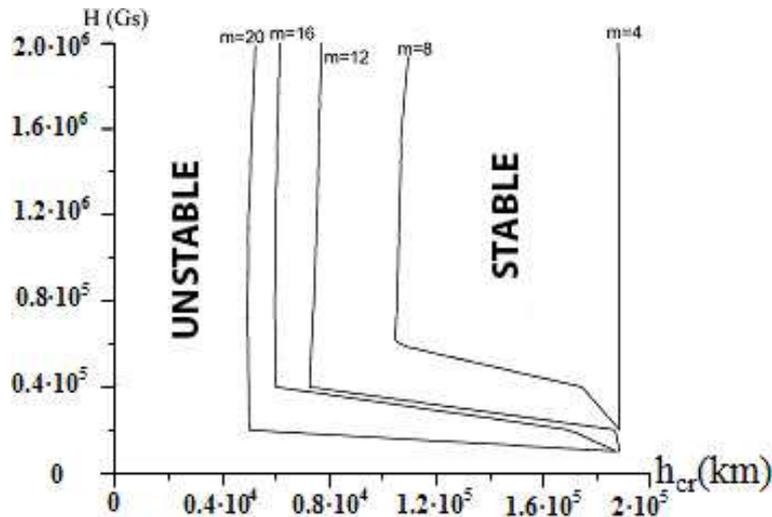


Рис. 4. Распределение критических значений напряженности магнитного поля для неустойчивости Паркера на различных глубинах конвективной зоны в зависимости от волнового числа m

тивной оболочке по отношению к фотосферному уровню достигает десятка порядков (Кристенсен-Далсгаард и др., 1996). На фотосферный уровень выносятся поля с малыми значениями напряженности (фоновые магнитные поля (Обридко, 1985)). Для $m = 4$ длина волны $\lambda = 1.1 \cdot 10^6$ км.

С уменьшением длины волны глубина срыва магнитного поля нелинейно перемещается к фотосферному уровню. При $m = 8$ ($\lambda = 5 \cdot 10^5$ км) разрушение всплывающих магнитных полей происходит на глубине порядка 10^5 км (середина конвективной зоны). При $m > 18$ срыв магнитного поля реализуется вблизи фотосферного уровня (глубины развития неустойчивости Паркера порядка $5 \cdot 10^4$ км). Спектральный диапазон $10 \leq m \leq 20$ ($2 \cdot 10^5 \leq \lambda \leq 4 \cdot 10^5$ км) играет исключительно важную роль в физике активного Солнца. В этом диапазоне реализуется возможность выноса на фотосферный уровень магнитных полей с высокими значениями напряженности ($H \simeq 10^3$ Гс).

Вторым по своей значимости для физики солнечной активности является коротковолновой диапазон: $m \geq 20$. Его основное отличие от диапазона $10 \leq m \leq 20$ заключается в следующем. В диапазоне генерации активных областей реализуются небольшие глубины от уровня развития неустойчивости Паркера до фотосферы (порядка $5 \cdot 10^4$ км, рис. 4). В диапазоне длин волн $2 \cdot 10^5 \leq \lambda \leq 4 \cdot 10^5$ км всплывающие арочные структуры магнитного поля не могут полностью развернуться. Эффект стекания вещества по боковым арочным ветвям выражен слабо. Ускоряется вся арочная структура, и ускоряется медленно. Всплывание арочных магнитных структур активных областей является одновременным процессом (Обридко, 1985).

С уменьшением длины волны ($m > 20$, $\lambda < 2 \cdot 10^5$ км) ситуация принципиально меняется. Реально всплывает лишь половина гармоники, вторая половина остается утопленной на глубине срыва магнитного поля. Боковые ветви арочной структуры не ускоряются. Ускоряется только центральная часть размером порядка $\lambda/6$ ($\leq 3 \cdot 10^4$ км). Этот размер меньше перепада глубин $5 \cdot 10^4$ км. При всплывании арочной структуры сразу же включается эффект стекания вещества к основанию, и непрерывно облегчаемая центральная часть арки с нарастающей скоростью летит к фотосферному уровню.

Приведем пример нелинейного выброса магнитного поля в хромосферу Солнца. Для гармоники $m = 28$ глубина срыва магнитного поля равна 42386 км от фотосферного уровня. Начальная напряженность магнитного поля $H = 2 \cdot 10^6$ Гс. Подъем трубки к фотосферному уровню реализуется за 157 минут. На фотосферном уровне скорость подъема равна 45.4 км/с, что соответствует гиперзвуковому режиму всплывания магнитного поля в солнечную атмосферу ($M = 5.83$). При прохождении фотосферного уровня напряженность магнитного поля $H = 755$ Гс, температура газа

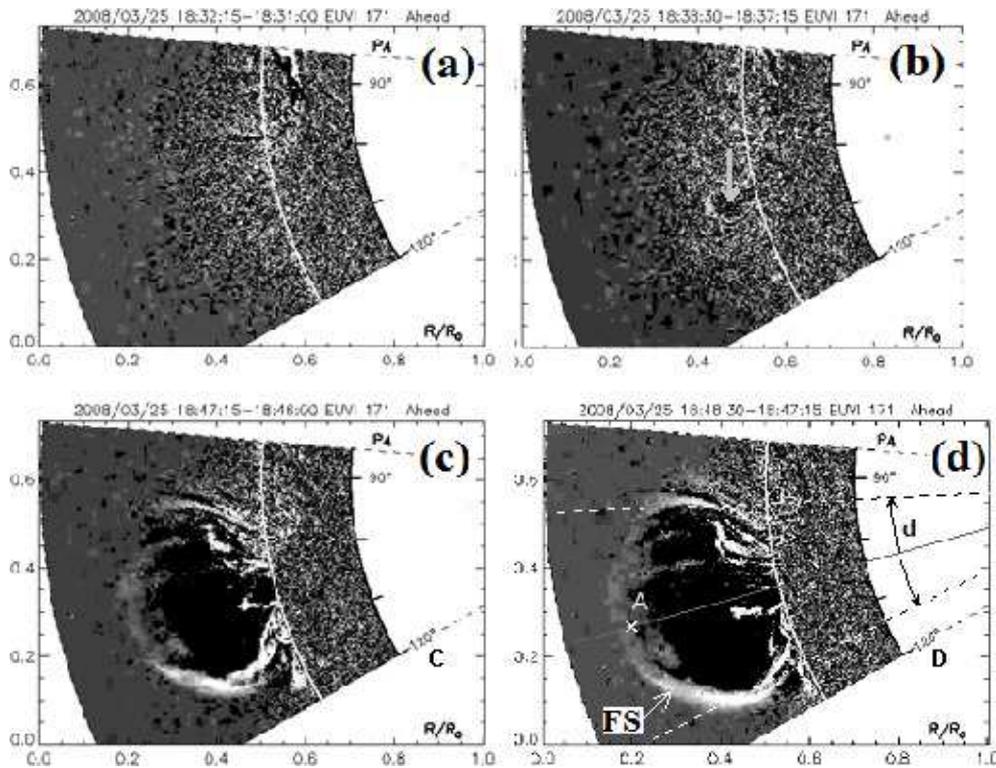


Рис. 5. “Импульсный” CME 25.03.2008

в трубке $T = 355$ К. Начальное значение температуры на глубине срыва $T = 237950$ К. Резкое понижение температуры происходит за счет адиабатического расширения трубки при подъеме в разреженные верхние слои конвективной зоны. Плотность газа в трубке равна $5.8 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^3$, что в 3.5 раза больше плотности окружающей среды.

Приведем пример выброса магнитного поля из подфотосферы в солнечную атмосферу по наблюдательным данным. В работе используются EUV-изображения в каналах 131 \AA , 211 \AA , 1600 \AA , полученные на инструменте AIA/SDO (Еселевич, Еселевич, 2013). На рис. 5 представлено временное распределение импульсного КВМ, реализованного на лимбе Солнца 25.03.2008 года.

Данный корональный выброс массы появился над лимбом в виде движущейся полости с угловым размером $d \sim 3^\circ$. В течение 10 минут угловой размер увеличился почти в 7 раз. Вокруг расширяющейся полости хорошо видна фронтальная структура генерируемой отошедшей ударной волны (Еселевич, Еселевич, 2011a). На пути движения полости отсутствуют ранее сформированные арочные структуры. Полость взаимодействует только с окружающим квазистационарным солнечным ветром и становится основой будущего КВМ. Реализуется сценарий развития импульсного КВМ в чистой атмосфере Солнца (Еселевич, Еселевич, 2013).

4 Заключение

Развитие неустойчивости Паркера в конвективной зоне слабо зависит от напряженности магнитного поля (рис. 4). Определяющим физическим параметром является длина волны (волновое число m). В зависимости от волнового числа m нелинейно изменяется глубина срыва магнитного поля по отношению к фотосферному уровню. В диапазоне $0 \leq m \leq 4$ развитие неустойчивости Паркера протекает в нижних слоях конвективной зоны. При подъеме магнитного поля к фотосферному

уровню реализуется большой перепад внешнего давления газа. Трубка резко расширяется, и значения напряженности магнитного поля уменьшаются до $0.1 \div 10$ Гс. Так, стабильно поддерживаются фоновые магнитные поля на фотосферном уровне Солнца. При сбросе магнитных полей с высокими значениями напряженности в диапазоне $1 \leq m \leq 4$ в солнечной атмосфере появляются корональные дыры (Обридко, 1985).

В диапазоне $10 < m < 20$ глубина срыва магнитного поля перемещается в середину конвективной зоны. Перепад давления по отношению к фотосферному уровню значительно уменьшается. На фотосферный уровень выносятся магнитные поля с высокими значениями напряженности ($\approx 10^3$ Гс). Зарождаются активные области и появляются солнечные пятна на фотосферном уровне. Скорости подъема магнитных полей к фотосферному уровню небольшие: горизонтальные размеры всплывающего магнитного поля значительно превышают расстояние до фотосферного уровня. Арочные структуры полностью разворачиваются в солнечной атмосфере.

При $m > 20$ горизонтальные размеры всплывающих магнитных полей сравнимы с расстоянием до фотосферного уровня. Магнитные арочные структуры разворачиваются в пределах конвективной зоны. Включается эффект стекания вещества от верхней части к основаниям арки. Скорости подъема магнитного поля значительно возрастают и превышают местную скорость звука. Перепад давления при подъеме остается высоким. Реализуется эффект резкого расширения магнитной трубки при подъеме к фотосферному уровню. Радиус трубки увеличивается примерно в 100 раз. Если в момент сброса радиус трубки равен 100 км, то на фотосферном уровне реализуется выброс магнитного поля с размерами, превышающими 10^4 км с гиперзвуковыми скоростями подъема. При движении в нижних слоях солнечной атмосферы магнитная трубка регистрируется как движущаяся область пониженной яркости (полость), которая воздействует на окружающую среду и все остальные структуры солнечной атмосферы, если они существуют. Реализация таких выбросов принципиально важна не только при изучении КВМ, но и при анализе протекания вспышечных процессов в активных областях в различных режимах (Маккуин, Фишер, 1983).

Литература

- Алексеенко и др. (Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., et al.) // *Rus. J. Eng. Thermophys.* 2000. V. 10. P. 243.
- Еселевич М.В., Еселевич В.Г. // *Солнечно-земная физика*. изд. СО РАН. 2011а. Т. 17. С. 127.
- Еселевич М.В., Еселевич В.Г. // *Астрон. журн.* 2011б. Т. 88. С. 1124.
- Еселевич, Еселевич (Eselevich V.G., Eselevich M.V.) // *Astron. Rep.* 2013. V. 57. P. 860.
- Кристенсен-Далсгаард и др. (Christensen-Dalsgaard J., Dappen W., et al.) // *Science.* 1996. V. 272. P. 1286.
- Маккуин, Фишер (MacQueen R.M., Fisher R.R.) // *Solar Phys.* 1983. V. 89. P. 88.
- Морено-Инсертис (Moreno-Insertis F., Schussler M., Ferris-Mas A.) // *Astron. Astrophys.* 1992. V. 264. P. 686.
- Нолкер, Шусслер (Knolker M., Schussler M.) // *Astron. Astrophys.* 1988. V. 202. P. 275.
- Обридко В.Н. // *Солнечные пятна и комплексы активных областей*. М.: Наука. 1985.
- Паркер (Parker E.N.) // *Astrophys. Space Sci.* 1979. V. 62. P. 135.
- Паркер Е.М. // *Космические магнитные поля. Их образование и проявление*. М.: Мир. 1982.
- Романов Д.В., Романов К.В. // *Выч. технологии*. 2001. Т. 6. С. 81.
- Романов Д.В., Романов К.В. // *Выч. технологии*. 2003. Т. 8. С. 74.
- Романов В.А., Романов Д.В., Романов К.В. // *Астрон. журн.* 1993. Т. 70. С. 1237.
- Теммер и др. (Temmer M., Veronig A.M., Kontar E.P.) // *Astrophys. J.* 2010. V. 712. P. 1410.