

УДК 523.98

Актуальные проблемы физики солнечных вспышек

Ю. Т. Цап¹, А. В. Степанов²

¹ НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный
yur@crao.crimea.ua

² ГАО РАН, Пулковское шоссе 65, Санкт-Петербург, Россия, 196140
stepanov@gao.spb.ru

Поступила в редакцию 15 октября 2008 г.

Аннотация. Проведен критический анализ сценариев вспышечного энерговыделения, вызванного пересоединением магнитных силовых линий и диссипацией крупномасштабных электрических токов магнитных петель в короне Солнца. Показано, что существующие модели сталкиваются с трудностями из-за малой толщины токовых слоев и высокой электрической проводимости плазмы.

ACTUAL PROBLEMS OF PHYSICS OF SOLAR FLARES, by Yu. T. Tsap, A. V. Stepanov .

Ключевые слова: Солнце, вспышки, механизмы энерговыделения

1 Введение

Вспышки – одно из наиболее ярких проявлений солнечной активности. За сравнительно короткий промежуток времени ($\sim 10^3$ с) энергия, выделяемая в виде тепла, излучения, ускоренных частиц и крупномасштабных магнитогидродинамических (МГД) движений плазмы, достигает $\sim 10^{32}$ эрг. Причем большая часть плотности потока излучения вспышек приходится на ультрафиолетовый и рентгеновский диапазоны, что свидетельствует в пользу корональной природы вспышечного энерговыделения. Наблюдательные данные, полученные на борту орбитальных станций Skylab, SMM и Yohkoh, убедительно продемонстрировали, что солнечные вспышки происходят в областях с петлеобразными структурами в местах концентрации магнитного потока (см., например, Масуда, 1993), поэтому их связь с данными образованиями сомнений не вызывает.

В настоящее время считается (см., например, Шибата и др., 1995), что можно выделить два основных типа солнечных вспышек: тепловые (двухленточные) и импульсные (компактные). Первые характеризуются большей продолжительностью (> 1 ч) и ассоциируются с крупномасштабной аркадой петель, вспышечными $H\alpha$ -лентами, эруссией волокна и корональными выбросами массы. Вторые длятся не более нескольких десятков минут, отличаются выраженной импульсной фазой жесткого рентгеновского и микроволнового излучений, а их изображения в короне имеют вид простых петельных структур. Несмотря на то, что за последние годы был достигнут значительный прогресс в наблюдениях вспышек, вопрос о механизмах трансформации свободной энергии магнитного поля в другие ее виды как в тепловых, так и в импульсных событиях, до сих пор остается открытым.

Обычно вспышечное энерговыделение связывают либо с формированием в короне Солнца токовых слоев, сопровождаемых пересоединением магнитных силовых линий, либо с резким увеличением сопротивления корональной плазмы петли, моделируемой в виде электрического контура “фотосфера-корона”. Рассмотрим эти сценарии более детально.

2 Токовые слои и вспышечное энерговыделение

Прежде чем проводить критический анализ моделей вспышек, основанных на механизме магнитного пересоединения, коротко остановимся на проблеме малой толщины токовых слоев d . Как следует из уравнения диффузии магнитного поля (см., например, Цап, 1994)

$$d \approx \frac{c^2}{2\pi\sigma v} [\text{см}],$$

где σ – проводимость плазмы и v – скорость ее “втекания” в слой. Используя формулу Спитцера: $\sigma \approx 10^7 T^{3/2} [\text{с}^{-1}]$, и принимая $T = 10^6 \text{ К}$, $v \sim 10^5 \text{ см/с}$, из последнего соотношения получим $d < 1 \text{ см}$, т. е. толщина слоя более чем в миллиард раз меньше характерного размера вспышечной области $L \sim 10^9 \text{ см}$. Нетрудно также показать, что мощность энерговыделения из-за малости d оказывается явно заниженной (Цап, 1995). Если обратиться к аномальной проводимости и бесстолкновительному пересоединению магнитных силовых линий, способных обеспечить требуемую энергетику вспышки, то как следует из условий возбуждения токовых неустойчивостей и предположения об определяющей роли холловского члена в законе Ома (см., например, Шибата и др., 1995), толщина d не должна превышать ларморовский радиус $r_{L,ion}$ или инерционную длину $l_{in,ion}$. Поскольку

$$r_{L,ion} \approx 100 \left(\frac{B}{10 \text{ Гс}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^6 \text{ К}} \right) [\text{см}], \quad l_{in,ion} = \frac{c}{\omega_i} \approx 300 \left(\frac{n}{10^{10} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1/2} [\text{см}],$$

легко убедиться, что в солнечной короне $r_{L,ion}$ и $l_{in,ion}$ должны составлять $\sim 1 \text{ м}$. Таким образом, магнитное пересоединение может происходить лишь в чрезвычайно тонких по солнечным масштабам токовых слоях.

1. *Резистивная тиринг-неустойчивость.* Спайсер (1977) показал, что скрученная магнитная трубка, выходящая в корону из подфотосферных слоев, неустойчива по отношению к винтовым модам. При этом в результате развития резистивной тиринг-неустойчивости (Фюрс и др., 1963) энергия магнитного поля переходит в энергию тепловых и ускоренных частиц. Однако возбуждение винтовых мод приводит скорее к развитию не резистивной, а МГД-винтовой неустойчивости, проявления которой в короне Солнца наблюдаются крайне редко.

2. *Модели взаимодействующих петель.* Свит (1958) впервые обратил внимание на возможность эффективного взаимодействия магнитных петель в результате формирования токового слоя между ними. Его идея получила развитие в модели Голда и Хойла (1960), согласно которой два близко расположенных магнитных жгута, притягиваясь друг к другу, формируют на уровне верхней хромосферы область, где происходит пересоединение. Для обеспечения необходимой мощности энерговыделения в токовом слое авторы обратились к обобщенному закону Ома (см. также Ни и др., 2007), описывающего проводимость нестационарной частично ионизованной плазмы (проводимость Каулинга). Но при этом не было принято во внимание, что нагрев хромосферного вещества должен вызвать сильную ионизацию нейтралов и, следовательно, резкий рост эффективной проводимости.

Популярной моделью солнечных вспышек остается модель выходящего магнитного потока, предложенная Хейвертсом и др. (1977) более 30 лет назад. Предполагается, что “всплытие” нового магнитного потока на поверхность Солнца приводит к формированию токового слоя (течение Свита-Паркера) из-за его взаимодействия с вышележащим полем. По мере его подъема температура плазмы растет, обуславливая более быструю джоулеву диссипацию ввиду увеличения плотности тока. Когда слой достигает критической высоты, потери энергии на излучение не в состоянии компенсировать джоулев нагрев. Наступает тепловая неустойчивость, развитие которой приводит к возбуждению ионно-звуковой турбулентности. Проводимость резко понижается, и таким образом происходит

солнечная вспышка. Между тем в рамках этой модели увеличение электрического сопротивления плазмы токового слоя, на самом деле, оказывается несущественным (Цап, 1995).

Несколько иной подход предложили Татжима и др. (1987) (см. также Сакаи, де Ягер, 1996). В качестве механизма энерговыделения рассматривалось слияние токонесущих магнитных петель в короне Солнца. Этот процесс аналогичен магнитному пересоединению и с учетом сжимаемости плазмы, как свидетельствует автомодельное решение, должен носить взрывной характер. Слияние магнитных трубок по порядку величины происходит за время $\tau \sim D/v_A = 1 - 10$ с., где $D = 10^8 - 10^7$ см – диаметр сечения трубок, v_A – альвеновская скорость. Температура плазмы в петлях резко повышается, а ускорение протонов и электронов происходит в электростатических полях перпендикулярно магнитному полю. Однако при этом трудно понять, почему характерное время слияния токонесущих магнитных трубок τ не зависит от магнитного числа Рейнольдса.

3. *“Стандартная” модель солнечной вспышки.* Более 40 лет назад была сформулирована феноменологическая модель двухленточной солнечной вспышки, основанная на представлениях о магнитном пересоединении над корональными петлями в шлемовидных структурах (каспах), которая получила в дальнейшем название КСХКП-модели (Кармайкл, 1964; Старрок, 1968; Хираяма, 1974; Копп, Пнойман, 1976). Убедительных свидетельств в пользу данной гипотезы длительное время не существовало. Значительный прогресс наметился лишь с запуском в 1992 г. орбитальной станции *Yohkoh*. Среди полученных результатов отметим следующие: обнаружение вспышечных арок с характерными шлемовидными структурами; более высокая температура плазмы внешних петель и увеличение расстояния между основаниями с ростом их высоты; стягивание (shrinkage) магнитных силовых линий; локализация источника жесткого рентгеновского излучения в области вершин петельных структур; выбросы магнитоплазменных образований (плазмоидов) (Масуда и др., 1994; Шибата и др., 1995; Цунета, 1996; Форбс, Актон, 1996). Необходимо также упомянуть обнаруженные Йокоямой и др. (2001) с помощью инструмента EIT (EUV Imaging Telescope), установленного на спутнике SOHO (Solar and Heliospheric Observatory), видимых движений плазмы со скоростью ~ 5 км/с в направлении каспа. Причем многочисленные расчеты, следующие из рассмотрения процесса магнитного пересоединения в рамках КСХКП-модели, достаточно хорошо согласовались с наблюдениями (см., например, Прист, Форбс, 2005).

Особого внимания заслуживает факт обнаружения Масудой и др. (1994) источника жесткого рентгеновского излучения в вершине корональной петли для компактной вспышки 13 января 1992 г. Ашваден и др. (1996) из анализа временных задержек между импульсами жесткого рентгеновского излучения в различных каналах пришли к заключению, что для данного события область ускорения электронов расположена над вспышечной петлей. В дальнейшем Шибатой и др. (1995) удалось отождествить слабые плазменные выбросы (плазмоиды) для восьми импульсных вспышек, наблюдавшихся в мягком рентгеновском диапазоне над петлями. Откуда был сделан вывод в пользу универсальности КСХКП-модели, т. е. она может быть использована для описания не только двухленточных, но и импульсных событий, что нашло свое подтверждение в последующих статистических исследованиях (Петросян и др., 1992).

С запуском RHESSI (Ramaty High-Energy Spectroscopic Imager) в 2002 г. позиции “стандартной” модели еще более укрепились. Так, например, во время вспышки 15 апреля 2002 г. были получены изображения двух источников жесткого рентгеновского излучения (loop-top and coronal sources), расположенных в области вершины вспышечной петли с противоположными градиентами температуры плазмы (Суи, Холман, 2003), что предполагает локализацию токового слоя между ними. Благодаря измерениям на спектрометре SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation), размещенном на SOHO, для вспышки, происшедшей днем позже в той же активной области, удалось определить направления движения выбросов, которые распространялись в противоположные стороны со скоростью 900–3500 км/с (Ванг и др., 2007).

В свете сказанного выше возникает вопрос о механизмах формирования токового слоя и шлемовидных структур над корональной петлей. Гипотезы о том, что вытягивание и сближение магнитных силовых линий аркады или петли может происходить под действием потоков солнечного ветра (Кармайкл, 1964; Копп, Пнойман, 1976) и газового давления (Старрок, 1968) нельзя считать убедительными из-за малых значений плазменного параметра $\beta \ll 1$. Поэтому наибольшую

популярность получила идея Хираямы (1974), предполагающая эрупцию волокна, расположенного под аркадой корональных петель. Согласно современным представлениям, выбросы плазмы могут возникать как из-за нарушения МГД равновесия сформировавшегося магнитного жгута (flux rope model), вызванного, например, смещением оснований петель или увеличением электрического тока (см., например, Прист, Форбс, 2005), так и вследствие пересоединения магнитных структур (tether-cutting model, breakout model) (Мур и др., 2001). Но в таком случае не совсем ясно, почему в компактных событиях они гораздо менее выражены, чем в тепловых, и на них приходится пренебрежимо малая доля энергии вспышки (Суи и др., 2005). Кроме того, формирование шлемовидных структур иногда наблюдается на послеимпульсной фазе вспышечного энерговыделения (см., например, Гречнев и др., 2006).

По нашему мнению, образование каспов может происходить вследствие развития баллонной моды желобковой неустойчивости (Цап и др., 2008). Такой подход, во-первых, позволяет объяснить сравнительно малый масштаб дестабилизации магнитных структур для компактных событий, а во-вторых, важную роль тепловой плазмы в формировании каспов. При этом образование и “отрыв” плазмоидов в результате пересоединения магнитных силовых может стать многократным, что хорошо согласуется с некоторыми наблюдениями (см., например, Суи и др., 2005). В рамках принятой гипотезы находит естественное объяснение и преимущественная локализация плазмоидов в области вершин петель из-за уменьшения напряженности магнитного поля с высотой. Но поскольку, как уже отмечалось, толщина токовых слоев в условиях солнечной короны должна быть очень мала, то возможность длительного существования столь тонких и протяженных корональных образований представляется слишком экзотической.

4. *Модель статистической вспышки.* Паркер (1988) (см. также Влахос, 1989) предположил, что переплетение магнитных силовых линий петли под действием конвективных движений плазмы может приводить к формированию в верхней атмосфере Солнца нескольких тысяч или даже миллионов мелкомасштабных тангенциальных разрывов (токовых слоев), служащих источником быстрого энерговыделения. Если такой процесс носит когерентный характер, то это вызовет мощное освобождение энергии в верхней хромосфере и короне. Данная модель позволяет решить проблемы, связанные с устойчивостью крупномасштабных токовых слоев, а также большого объема энерговыделения и эффективного ускорения значительной части заряженных частиц за короткий промежуток времени. Однако вопрос о самоорганизации столь сложной системы по-прежнему остается открытым. Природа единого триггера (“лавины”) для спонтанно возникающих областей вспышечного энерговыделения все еще вызывает много споров.

3 Контурные модели солнечных вспышек

В контурной модели солнечной вспышки, впервые предложенной Альвеном и Карквистом (1967), магнитная петля представляется в виде цепи с индуктивностью L , импедансами коронального и хромосферного участков и ЭДС, создаваемой движениями вещества фотосферы. При токе $I = 10^{11} - 10^{12}$ А (Северный, 1988) и индуктивности $L = 10$ Гн (Альвен, Карквист, 1967) запасенная энергия в одиночной вспышечной петле $LI^2/2 = 5 \times (10^{29} - 10^{31})$ эрг, что достаточно для объяснения энергетики солнечных вспышек. Между тем в предвспышечном состоянии активное сопротивление петли $R_0 \sim 10^{-12}$ Ом (Зайцев, Степанов, 1991), поэтому оно должно увеличиться на 8–10 порядков величины до $R = 10^{-4} - 10^{-2}$ Ом, что соответствует мощности энерговыделения $RI^2 = 10^{25} - 10^{29}$ эрг/с.

Альвен и Карквист (1967) пытались объяснить резкий рост сопротивления цепи формированием так называемого двойного слоя – области, напоминающей по своим свойствам электрический конденсатор. Но его образование становится возможным лишь при выполнении условия Бома, согласно которому токовая скорость электронов должна превышать тепловую (Блок, 1978). При этом типичная толщина двойного слоя составляет порядка нескольких десятков дебаевских радиусов (≥ 10 см).

Такакура (1987) для решения проблемы высокой проводимости вспышечной плазмы прибегнул к предположению о филаментации токонесущей корональной петли. Рост активного сопротивления

плазмы происходил вследствие увеличения плотности тока и возбуждения ионно-звуковой неустойчивости. Вместе с тем данный механизм генерации мелкомасштабной плазменной турбулентности будет эффективным, если характерный диаметр сечения волокна филамента с магнитным полем ≈ 1000 Гс составляет менее 3 км.

Зайцев и Степанов (1991), следуя работе Голда и Хойла (1960), обратили внимание, что обычно применяемая стационарная форма закона Ома может оказаться неадекватной вспышечному процессу в короне Солнца. Проводимость Каулинга может “включиться” благодаря вторжению в арку большого количества нейтралов из-за развития желобковой неустойчивости в вышележащем протуберанце. Это вызовет рост сопротивления корональной части петли до величины $R \sim 10^{-4}$ Ом, что приведет к нагреву плазмы и ускорению частиц. Энергичные электроны и протоны, двигаясь к основаниям, создают условия для реализации обобщенного закона Ома в хромосфере, где значение нелинейного сопротивления значительно выше, чем в короне. Но такой подход предполагает, что основное энерговыделение происходит в нижней части вспышечных арок. Он также не позволяет объяснить происхождение компактных солнечных вспышек.

4 Обсуждение результатов и выводы

Проведенный анализ свидетельствует, что в настоящее время нет убедительных свидетельств в пользу какой-либо из существующих моделей вспышечного энерговыделения. Основная трудность сценариев, предполагающих формирование токовых слоев, на наш взгляд, обусловлена их малой толщиной. Вследствие этого возникают проблемы как с устойчивостью чрезвычайно тонких ($\sim 10^2$ см) и протяженных ($\sim 10^9$ см) неоднородностей, так и быстрой диссипацией магнитного поля, охватывающей большие объемы. Отметим, что “гиперсопротивление” (Штраусс, 1988), возникающее из-за развития тиринг-неустойчивости, и привлекаемое некоторыми авторами для интерпретации предполагаемой большой толщины токовых слоев и, соответственно, эффективного процесса магнитного пересоединения (Лин и др., 2007), исследовано лишь на линейной стадии. Поэтому результаты, полученные в рамках данной гипотезы, едва ли могут быть использованы для оценки мощности выделяемой энергии. Более адекватной, на наш взгляд, выглядит “статистическая” модель вспышки. В частности, она позволяет объяснить не только быстрое энерговыделение на больших масштабах, но и локализацию нано- и микровспышек в короне Солнца, где реализуется бесстолкновительный механизм пересоединения Печека (Узденский, 2007).

Что касается контурных моделей, то хотя они и предполагают различие в положениях источников гамма- и жесткого рентгеновского излучения активной области, обнаруженного сравнительно недавно на RHESSI (см., например, Харфорд и др., 2003), тем не менее с ними связаны серьезные ограничения. Например, в наиболее реалистичной модели Зайцева и Степанова (1991) описание нестационарности вспышечной плазмы носит в значительной мере качественный характер, а принятая феноменология применима лишь для определенного класса вспышечных явлений.

Работа частично поддержана РФФИ (проекты N 06-02-16859-а, 09-02-00624-а), программой президиума РАН “Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце – Земля”, программой ОФН-16 и программой для поддержки ведущих научных школ (НШ-6110.2008.2).

Литература

- Альвен, Карквист (Alfvén H., Carlqvist P.) // *Solar Phys.* 1967. V. 1. P. 220.
 Ашванден и др. (Aschwanden M.J., Hudson H., Kosugi T., Schwartz R.A.) // *Astrophys. J.* 1996. V. 464. P. 985.
 Блок (Block L.P.) // *Astrophys. Space Sci.* 1978. V. 55. P. 59.
 Ванг и др. (Wang T., Sui L., Qiu J.) // *Astrophys. J.* 2007. V. 661. P. L207.
 Влахос (Vlahos L.) // *Solar Phys.* 1989. V. 121. P. 431.
 Голд, Хойл (Gold T., Hoyle F.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1960. V. 120. P. 89.
 Гречнев В.В., Кузин С.В., Урнов А.М. и др. // *Астрон. вестник.* 2006. Т. 40. С. 314.

- Зайцев В.В., Степанов А.В. // *Астрон. журн.* 1991. Т. 68. С. 384.
- Йокояма и др. (Yokooyama T., Akita K., Morimoto T. et al.) // *Astrophys. J.* 2001. V. 546. P. L69.
- Кармайкл (Carmichael H.) // *Proc. of AAS-NASA Symp. on the Physics of Solar Flares* / Ed. W.N. Hess. Washington: Scientific and Technical Division NASA. 1964. NASA SP 50. P. 451.
- Копп, Пнойман (Kopp R.A., Pneuman G.W.) // *Solar Phys.* 1976. V. 50. P. 85.
- Лин и др. (Lin J., Li J., Forbes T.G. et al.) // *Astrophys. J.* 2007. V. 658. P. L123.
- Масуда (Masuda S.) // *Dissertation: Hard X-ray sources and the primary energy release site in solar flares.* Mitaka. Tokyo. 1993.
- Масуда и др. (Masuda S., Kosugi T., Hara H. et al.) // *Nature.* 1994. V. 371. P. 495.
- Мур и др. (Moore R.L., Sterling A.C., Hudson H.S., Lemen J.R.) // *Astrophys. J.* 2001. V. 552. P. 833.
- Ни и др. (Ni L., Yang Z., Wang H.) // *Astrophys. Space Sci.* 2007. V. 312. P. 139.
- Паркер (Parker E.) // *Astrophys. J.* 1988. V. 330. P. 474.
- Петросян и др. (Petrosian V., Donaghy T.Q., McTiernan J.M.) // *Astrophys. J.* 2002. V. 569. P. 459.
- Прист Э., Форбс Т. // *Магнитное пересоединение.* М.: ФИЗМАТЛИТ. 2005.
- Сакаи, де Ягер (Sakai J.-I., de Jager C.) // *Space Sci. Rev.* 1996. V. 72. P. 1.
- Свит (Sweet P.A.) // *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics.* IAU Symp. 1958. N. 6. P. 264.
- Северный А.Б. // *Некоторые проблемы физики Солнца.* М.: Наука. 1988.
- Спайсер (Spicer D.F.) // *Solar Phys.* 1977. V. 53. P. 305.
- Старрок (Sturrock P.A.) // *Nature.* 1966. V. 211. P. 695.
- Суи, Холман (Sui L., Holman G.D.) // *Astrophys. J.* 2003. V. 596. P. L251.
- Суи и др. (Sui L., Holman G.D., White S.M., Zhang J.) // *Astrophys. J.* 2005. V. 633. P. 1175.
- Такакура (Takakura T.) // *Solar Phys.* 1987. V. 107. P. 283.
- Татжима и др. (Tatjima T., Brunel F., Sakai J., et al.) // *Astrophys. J.* 1987. V. 321. P. 1031.
- Узденский (Uzdensky D.A.) // *Astrophys. J.* 2007. V. 671. P. 2139.
- Форбс, Актон (Forbes T.G., Acton L.W.) // *Astrophys. J.* 1996. V. 459. P. 330.
- Фюрс и др. (Furth H.P., Killen J., Rosenbluth M.N.) // *Phys. Fluids.* 1963. V. 6. P. 459.
- Харфорд и др. (Hurford G.J., Schwartz R.A., Krucker S. et al.) // *Astrophys. J.* 2003. V. 595. P. L77.
- Хейверте и др. (Heyvaerts J., Priest E.R., Rust D.M.) // *Astrophys. J.* 1977. V. 216. P. 123.
- Хираяма (Hirayama T.) // *Solar Phys.* 1974. V. 34. P. 323.
- Цап Ю.Т. // *Письма в Астрон. журн.* 1994. Т. 20. С. 155.
- Цап Ю.Т. // *Письма в Астрон. журн.* 1995. Т. 21. С. 798.
- Цап и др. (Tsap Y.T., Kopylova Y.G., Stepanov A.V. et al.) // *Solar Phys.* 2008. (in press).
- Цунета (Tsuneta S.) // *Astrophys. J.* 1996. V. 456. P. 840.
- Шибата и др. (Shibata K., Masuda S., Shimojo M. et al.) // *Astrophys. J.* 1995. V. 451. P. L83.
- Штраусс (Strauss H.R.) // *Astrophys. J.* 1988. V. 326. P. 412.