

УДК 523.75

О накоплении энергии солнечных вспышек

В.Н. Криводубский

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета им. Т. Шевченко,
04053, ул. Обсерваторная, 3, Киев-53
e-mail: krivod1@observ.univ.kiev.ua

Основные процессы, вызывающие вспышечное энерговыделение и ускорение частиц, очевидно, протекают в верхних слоях солнечной атмосферы. Тем не менее, мы полагаем, что они в значительной мере связаны с МГД-процессами в глубоких подфотосферных слоях, где какая-то часть энергии турбулизованной конвекции и магнитной энергии переходит в энергию электрического поля. В связи с этим нами рассмотрены физические процессы, которые при определенных условиях могут обеспечить накопление энергии вспышек в виде электрических зарядов в области низкой турбулентной проводимости солнечной плазмы. Были приняты во внимание следующие явления в турбулизованной плазме Солнца:

1. Влияние турбулентности на проводящие свойства плазмы.
2. Магнитное подавление турбулентных пульсаций в плазме.
3. Формирование нулевых (нейтральных) магнитных линий в областях раздела противоположных полярностей магнитного поля.
4. Возбуждение электрического поля при гидродинамических движениях в магнитном поле Солнца.
5. Накопление электрических зарядов на границах ограниченной области с пониженной турбулентной проводимостью за счет сильных токов во внешних областях (с более высокой проводимостью) – модель условного электрического конденсатора.

Известно, что турбулентные движения в плазме приводят к понижению коэффициента электропроводности вещества (Вайнштейн и др., 1980; Краузе и Рэдлер, 1984). Поэтому величина турбулентной (макроскопической) проводимости плазмы $\sigma_T = \sigma / (1 + v_T/v_m)^{1/2}$ в фотосфере и конвективной зоне, где сильно развиты турбулентные пульсации, оказывается на 2–4 порядка величины меньше обычной (газокинетической) электропроводности $\sigma = c^2/4\pi\nu_m$ ($\sigma_T \approx 10^9 - 10^{11}$ CGSE, $\sigma \approx 10^{11} - 10^{15}$ CGSE (Криводубский, 1982, 2005)). Здесь: $v_T \approx (1/3)(vl)$ – турбулентная вязкость, l и v – характерный размер и эффективная скорость турбулентных пульсаций, $\nu_m = c^2/4\pi\sigma$ – газокинетическая магнитная вязкость.

Наблюдения свидетельствуют, что вспышки возникают в активных областях с магнитным полем (вблизи солнечных пятен, протуберанцев и др. магнитных структур). Как известно, магнитные поля существенно подавляют турбулентные движения в плазме. Поэтому следует принять во внимание магнитное подавление турбулентных движений, которое будет существенно компенсировать эффект уменьшения величины электропроводности из-за турбулентности. Тем не менее благоприятные условия для сохранения турбулентных пульсаций могут создаваться, на наш взгляд, в местах слабых магнитных полей, например, вблизи нулевых (нейтральных) линий раздела противоположных полярностей магнитного поля двух соприкасающихся солнечных пятен (в участках пересоединения магнитных силовых линий). Кроме того, в результате происходящей здесь аннигиляции (динамической диссипации)

магнитного поля значительная часть его энергии превращается в тепловую. Поэтому за счет последней, очевидно, могут поддерживаться (или даже возрастать) турбулентные пульсации. Таким образом, вблизи нулевых линий магнитного поля биполярной группы пятен (а именно здесь, согласно наблюдениям, обычно начинают развиваться солнечные вспышки) интенсивность турбулентности, по-видимому, такая же, как в областях без магнитного поля (например, в невозмущенной конвективной зоне), или может быть даже большей. В таком случае вблизи нулевых магнитных линий (область 1) должен в наибольшей степени проявляться эффект существенного понижения электропроводности плазмы из-за влияния сильно развитой турбулентности ($\sigma_T^{(1)} \ll \sigma$). В то же время с внешних сторон биполярной группы пятен (область 2), где турбулентность подавлена сильным магнитным полем, электропроводность плазмы в меньшей мере подвержена влиянию турбулентности. Поэтому здесь турбулентная проводимость $\sigma_T^{(2)}$ должна быть более высокой, чем в области 1 ($\sigma_T^{(1)} < \sigma_T^{(2)}$).

Таким образом, в окрестности биполярных групп пятен, по всей видимости, должны существовать два участка с различной величиной коэффициента турбулентной проводимости. Существенное локальное понижение турбулентной проводимости вблизи нулевых магнитных линий (область 1) вызывает в свою очередь уменьшение плотности электрических токов $\mathbf{j}^{(1)} = \sigma_T^{(1)} \mathbf{E}$ в ограниченном объеме солнечной плазмы (\mathbf{E} – напряженность электрического поля). Вместе с тем, в значительно более протяженном внешнем участке вокруг биполярной группы пятен (область 2) циркулируют более сильные токи $\mathbf{j}^{(2)} = \sigma_T^{(2)} \mathbf{E}$. Это должно приводить к перераспределению электрических зарядов в участках солнечной турбулентной плазмы с неоднородным магнитным полем.

Мы полагаем, что наличие двух областей с разными величинами проводимостей и токов обеспечивает приемлемые условия для постепенного накопления существенного электрического заряда $q(t)$ на границах области с меньшей турбулентной проводимостью (большим турбулентным сопротивлением) за счет разности величин токов $\Delta j(t) = j^{(2)}(t) - j^{(1)}(t)$:

$$q(t) = \int_0^t \Delta j(\phi) d\phi \approx \Delta j \cdot t \quad (t - \text{время накопления заряда}).$$

В свое время Джованелли (1947, 1948) предложил разрядную модель вспышки, согласно которой при наличии в солнечной атмосфере сильных электрических полей с напряженностью $E \geq E_{\text{кр}} \approx 5 \cdot 10^{-17} n_i \text{ CGSE}$ (n_i – концентрация ионов в плазме) возможен разряд (электрический пробой плазменной области), в результате которого происходит ускорение заряженных частиц до высоких энергий. Предполагалось, что необходимое электрическое поле возбуждается в основном изменениями во времени магнитного поля. Однако в высокопроводящей солнечной плазме этому препятствует самоиндукция, приводящая к уменьшению индукционного электрического поля. В отличие от Джованелли, мы полагаем, что изначальное электрическое поле E порождается при макроскопических конвективных движениях плазмы (со скоростью V) поперек силовых линий слабого (общего) магнитного поля Солнца B ($E = VB/c$, c – скорость света). И только затем оно усиливается до критического значения $E_{\text{кр}}$ вследствие накопления электрических зарядов в ограниченной области с пониженной турбулентной проводимостью.

Для количественного анализа были проведены расчеты. Параметры турбулентности для участков с почти нулевым магнитным полем (область 1) брались из модели конвективной зоны Стикса (1989): $v_1 \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $l_1 \approx 10^8 \text{ см}$. Сильное магнитное поле солнечных пятен в области 2 в значительной мере подавляет турбулентные пульсации. Согласно работе (Краузе, Рюдигер, 1973) под влиянием магнитного поля пятна турбулентность превращается в двумерную, а интенсивность пульсаций заметно падает: $v_2 \approx 10^4 \text{ см/с}$, $l_2 \approx 10^7 \text{ см}$. ГазокINETической проводимости σ принималась равной 10^{12} CGSE (Криводубский, 1982). В результате расчетов было установлено, что величина турбулентной проводимости в области 1 ($\sigma_T^{(1)} \approx 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE}$) заметно меньше, чем в области 2 ($\sigma_T^{(2)} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ CGSE}$). Для оценки токов необходимо определить напряженность индуцированного электрического поля $E = VB/c$. При величине

магнитной индукции $B \approx 3$ Гс и скорости конвективных движений $V \approx 10^3$ см/с электрическая напряженность E может достичь значения $\approx 10^{-7}$ CGSE. Рассчитанные токи в областях 1 и 2, как и ожидалось, также заметно различаются ($j^{(1)} = \sigma_T^{(1)} E \approx 3 \cdot 10^2$ CGSE, $j^{(2)} = \sigma_T^{(2)} E \approx 5 \cdot 10^3$ CGSE). Величина более сильного тока $j^{(2)}$ во внешней (зарядной) области условного конденсатора согласуется с расчетами Северного (1965), который на основании наблюдаемых градиентов магнитных полей пятен получил оценку $j \approx 3 \cdot 10^3$ CGSE. Именно этот внешний сильный ток $j^{(2)}$ способствует постепенному накоплению электрических зарядов $q(t)$ на границах внутренней области конденсатора, в которой турбулентная проводимость $\sigma_T^{(1)}$, а поэтому и ток $j^{(1)}$, существенно понижены ($j^{(1)} \ll j^{(2)}$): $q(t) \approx \Delta j \cdot t \approx j^{(2)} \cdot t$.

По мере накопления зарядов электрическое поле должно постепенно усиливаться до критических значений $E_{кр}$ (Джованелли, 1947, 1948), необходимых для электрического пробоя разрядной области 1. Недавние гелиосейсмологические эксперименты (Косовичев, Дюваль, 2004) свидетельствуют об усилении гидродинамических течений в подфотосферных слоях вблизи нейтральных линий магнитного поля. Выявленные усиления движений должны содействовать увеличению индуцированного электрического поля $E = VB/c$ и связанных с ним токов. Можно ожидать, что усиление токов с внешних сторон условного конденсатора будет способствовать более быстрому накоплению зарядов на границах внутренней области 1.

Из наблюдений известно, что в течение импульсной фазы мощных вспышек электроны за время порядка от нескольких десятков до сотен секунд ускоряются до энергий $\approx 10^6$ эв. и выше, а концентрация ускоренных электронов достигает значений $n \approx 10^7$ см⁻³ и выше (Корчак, 1971). Данные SOHO/MDI (Косовичев, Жаркова, 2001) также указывают на довольно быстрые – в течение нескольких минут – необратимые изменения магнитных полей во время импульсной фазы вспышек.

Полагаем, что благодаря накоплению электрических зарядов разность потенциалов u на границах условного конденсатора достигает величины $\approx 10^6$ в ($\approx 3.3 \cdot 10^6$ CGSE), которая соответствует полученной из наблюдений энергии ускоренных электронов $\approx 10^6$ эв. Для оценки величины электрической напряженности примем для толщины вспышечного слоя r , который в модели условного конденсатора играет роль масштаба разрядной области, значение $\approx 5 \cdot 10^8$ см. В этом случае напряженность электрического поля $E = u/r$ составляет $E \approx 7 \cdot 10^{-6}$ CGSE. Полученная оценка E превышает критическую напряженность $E_{кр} \geq 5 \cdot 10^{-6}$ CGSE (Джованелли, 1947, 1948), необходимую для электрического разряда (пробоя). Поэтому последний может служить спусковым механизмом для высвобождения накопленной энергии в виде электрического заряда в ограниченном объеме солнечной плазмы. Согласно Джованелли (1947, 1948) разряд представляет собой процесс убегания электронов (ускорения электронов до скорости v) в электрическом поле. Если исходить из наблюдаемых параметров импульсной фазы мощных вспышек (Корчак, 1971), то плотность разрядного тока $j_{раз} = env$ может достичь значений $\approx 10^8$ CGSE. Это значит, что при длительности разряда $t_{раз}$ (импульсной фазы вспышки) около десяти секунд (Корчак, 1971) накопленный заряд составлял $q \approx j_{раз} t_{раз} \approx 10^9$ CGSE. При полученной нами величине зарядного тока $j^{(2)} \approx 5 \cdot 10^3$ CGSE накопление этого заряда осуществляется за сравнительно короткое время порядка недели: $t \approx q/j^{(2)} \approx 7 \cdot 10^5$ с.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Ф25.2/094 Государственного фонда фундаментальных исследований Украины.

Литература

- Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. // Турбулентное динамо в астрофизике. М.: 1980.
 Джованелли Р.Г. (Giovannelli R.G.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1947. V. 107. P. 338.

- Джованелли Р.Г. (Giovanelli R.G.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1948. V. 108. P. 163.
- Корчак А.А. (Korchak A.A.) // Solar Phys. 1971. V. 18. P. 284.
- Косовичев А.А., Жаркова В.В. (Kosovichev A.G., Zharkova V.V.) // Astrophys. J. 2001. V. 550. P. L105.
- Косовичев А.Г., Дюваль Т.Л. (Kosovichev A.G., Duval T.L., Jr.) // Bull. Am. Astr. Soc. 2004. V. 36. №. 47.03.
- Краузе Ф., Рэдлер К-Х. // Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М.: 1984.
- Краузе Ф., Рюдигер Г.Р. (Krause F., Rüdiger G.R.) // Solar Phys. 1975. V. 42. P. 107.
- Криводубский В.Н. (Krivodubskij V.N.) // Astron. Nachr. 2005. V. 326. №. 1. P. 61.
- Криводубский В.Н. // Солнечные данные. 1982. №. 7. С. 99.
- Северный А.Б. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1965. Т. 33. С. 33.
- Стикс М. (Stix M.) // The Sun. Berlin-Heidelberg-New York. 1989. P. 200.