

УДК 523.985

Диагностика вспышечной плазмы по данным рентгеновских и ультрафиолетовых наблюдений: механизмы энерговыделения и излучения

Ю.Т. Цап^{1,2}, Г.Г. Моторина¹, Ю.Г. Копылова¹

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Пулковское шоссе, 65/1, Санкт-Петербург, Россия, 196140

²ФГБУН “Крымская астрофизическая обсерватория РАН”, Научный, Крым, 298409
yur_crao@mail.ru

Поступила в редакцию 1 октября 2016 г.

Аннотация. Проведен сравнительный анализ оценок меры эмиссии и температуры корональной вспышечной плазмы, полученных из спутниковых наблюдений на GOES, RHESSI и SDO/AIA. Показано, что в зависимости от методов измерений и обработки данных значения параметров вспышечной плазмы могут значительно отличаться (вплоть до одного порядка). Обсуждаются достоинства и недостатки различных подходов. На основе фитирования спектра рентгеновского излучения события 9 ноября 2013 г. установлено, что электроны, ускоренные в вершине вспышечной петли, не способны обеспечить наблюдаемые потоки жесткого рентгеновского излучения в ее основаниях, что свидетельствует о дополнительном хромосферном ускорении заряженных частиц.

DIAGNOSTICS OF FLARE PLASMA FROM X-RAY AND EUV OBSERVATIONS: MECHANISMS OF ENERGY RELEASE AND RADIATION, *by Yu.T. Tsap, G.G. Motorina, Yu.G. Kopylova*. The estimates of the emission measure and temperature of coronal flare plasma derived from GOES, RHESSI, and SDO/AIA observations are compared. We found that the magnitude of plasma parameters can vary significantly (up to an order of magnitude) depending on the instrument, namely, a method of measurements and data processing. The advantages and disadvantages of these approaches are discussed. As a case study the November 9, 2013 flare was chosen. We found that electrons accelerated at a flaring loop's top cannot maintain the observed hard X-ray fluxes at the loop footpoints. This might indicate that charged particles are additionally accelerated in the chromosphere.

Ключевые слова: Солнце, вспышки, рентгеновское излучение

1 Введение

Согласно стандартной модели солнечной вспышки, источник первичного вспышечного энерговыделения находится в короне Солнца, где температура может достигать десятков миллионов градусов. Это предполагает, что генерируемое тепловой плазмой излучение приходится главным образом на ультрафиолетовый и рентгеновский диапазоны, откуда можно оценить такие

важные параметры, как меру эмиссии EM и температуру T тепловой плазмы. Ускоренные в области вершины корональной петли электроны в результате взаимодействия с плазмой нижележащей хромосферы приводят не только к “испарению” хромосферного вещества, но и мощному тормозному излучению в жестком рентгеновском диапазоне посредством столкновений с ионами окружающей плазмы. Исследование последнего позволяет получить важные характеристики нетепловых частиц, в частности, значения интегрального потока и показатель спектра энергичных электронов.

В настоящее время для анализа ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения солнечных вспышек, как правило, используют данные спутников GOES (Вайт и др., 2005), RHESSI (Лин и др., 2002) и SDO/AIA (Лемен и др., 2012). На этих космических аппаратах установлены разные инструменты, а значит, применяются разные методики измерения и определения параметров вспышечной плазмы. Поэтому оценки в первую очередь меры эмиссии EM оказываются существенно различными. Райн и др. (2014), анализируя 149 солнечных вспышек рентгеновского M-класса в приближении изотермической модели (для SDO модель считалась многотемпературной), пришли к выводу, что максимальная температура корональной вспышечной плазмы систематически выше по GOES в сравнении с SDO/AIA ($T_{GOES}/T_{AIA} = 1.4 \pm 0.4$). Между тем применительно к RHESSI в диапазоне 6–12 кэВ отношение $T_{RHESSI}/T_{AIA} = 1.9 \pm 1.0$. Эти результаты сравнительно хорошо согласуются с оценками Вармуса и Манна (2016), предложивших двухтемпературную модель области вспышечного энерговыделения. Однако наиболее неожиданный результат связан с соотношениями между максимальными мерами эмиссии (см. также Вармус и Манн, 2016). В частности, согласно Райну и др. (2014), $EM_{RHESSI}/EM_{AIA} \approx 0.13$, тогда как $EM_{GOES}/EM_{AIA} \approx 0.8$. Откуда следует, что измерения, проведенные на SDO/AIA, дают гораздо большие значения меры эмиссии, чем RHESSI и GOES. Это противоречит выводу Баттаглия и Контарь (2012) о заниженной, вплоть до одного порядка, мере эмиссии SDO/AIA по сравнению с RHESSI и свидетельствует о необходимости проведения более детальных исследований. При этом следует подчеркнуть, что SDO/AIA, в отличие от GOES и RHESSI, позволяет оценить вклад в рентгеновское излучение плазмы с разной температурой, поэтому полученные с помощью этого космического аппарата результаты представляются более адекватными.

Цель настоящей работы – провести сравнительный анализ результатов измерений температуры и меры эмиссии, выполненных на разных инструментах. Затем, исходя из полученных результатов, рассмотреть конкретное вспышечное событие.

2 Верификация методики обработки данных

Для диагностики меры эмиссии и температуры вспышечной плазмы нами было выбрано два вспышечных события: 4 июля и 5 июля 2012 г. рентгеновского класса M5.3 и M6.1 соответственно, имевших место в АО 1515. Причем вспышка 4 июля 2012 г. детально рассматривалась ранее (Цап и др., 2016). Оба события имели относительно слабо выраженную импульсную фазу, а также положительный наклон миллиметрового спектра между 93 и 140 ГГц. Ниже приводится анализ временной эволюции температуры T и меры эмиссии EM по данным крайнего ультрафиолетового и рентгеновского излучения вспышек, регистрируемого на космических аппаратах SDO/AIA, RHESSI и GOES (рис. 1). Напомним, что отмеченные инструменты чувствительны к солнечной плазме в различных температурных интервалах: 0.5–20 МК (SDO/AIA), 4–40 МК (GOES) и 7–100 МК (RHESSI).

В ходе анализа данных рентгеновского излучения, зарегистрированных на RHESSI и GOES, был предварительно вычтен фон, соответствующий предвспышечной фазе. Сенсоры, установленные на GOES, измеряют интегральный рентгеновский поток в двух каналах (1–8 Å и 0.5–4 Å) каждую секунду. В предположении, что плазма является изотермической, температура

и мера эмиссии рассчитывались, исходя из соотношения между сигналами в этих каналах (Вайт и др., 2005). В свою очередь, T_{RHESI} и EM_{RHESI} определялись благодаря фитированию интегрального спектра рентгеновского излучения на основе изотермической однородной модели тепловой плазмы (*f_vth.pro*) и модели толстой мишени (*f_thick2.pro*). В результате были получены параметры тепловой плазмы для солнечных вспышек 4 июля 2012 г. и 5 июля 2015 г. по наблюдениям RHESI (крестики, рис. 1).

Данные SDO/AIA в шести фильтрах крайнего ультрафиолетового излучения – 94 Å (Fe X, Fe XVIII), 131 Å (Fe VIII, Fe XX, Fe XXIII), 171 Å (Fe IX), 193 Å (Fe XII, Fe XXIV), 211 Å (Fe XIV), 335 Å (Fe XVI) – выбирались в интервале 12 с. Затем дополнительно калибровались с помощью программы *aia_prep.pro* и нормировались на время выдержки, составившее 2–3 с. Поскольку обе вспышки были довольно мощными, то для некоторых моментов времени ультрафиолетовые наблюдения оказались малопригодными для анализа из-за засветки. Таким образом, нами были выбраны только незасвеченные данные SDO/AIA в различные моменты времени.

Для того чтобы получить аналогичные параметры из наблюдений на SDO/AIA, вначале определялись с помощью CLEAN-алгоритма (Харфорд др., 2002) источники энерговыделения для энергий 7–10 кэВ, соответствующие 50 % от максимума интенсивности CLEAN-изображений по данным RHESI (рис. 2). Затем с помощью метода регуляризации, разработанного Ханна и Контарем (2012), была найдена дифференциальная мера эмиссии

$$\varphi(T) = n^2 \frac{dl}{dT},$$

где n – концентрация тепловых электронов, l – размер источника вдоль луча зрения. После этого, учитывая, что

$$EM = S \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \varphi(T) dT,$$

где S – площадь излучающей области, а температура

$$\langle T \rangle = \frac{S \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T \varphi(T) dT}{EM},$$

находились параметры тепловой плазмы в предположении многотемпературной модели (рис. 1).

Как видно из рис. 1, именно измерения на SDO/AIA дают наименьшую меру эмиссии, лучше согласуясь с EM_{RHESI} . При этом к оценкам температуры плазмы T_{RHESI} следует относиться с осторожностью при проведении анализа теплового баланса вспышечных петель, поскольку поток энергии из-за электронной теплопроводности $F \sim T^{7/2}$ (Прист, 1982), что может приводить к явно завышенным значениям F . В связи с этим для события 9 ноября 2011 г., рассмотренного ниже, анализ теплового баланса вспышечной плазмы мы исключили из рассмотрения. Обращает также на себя внимание достаточно хорошее соответствие между площадями источников по данным RHESI и SDO/AIA (рис. 2).

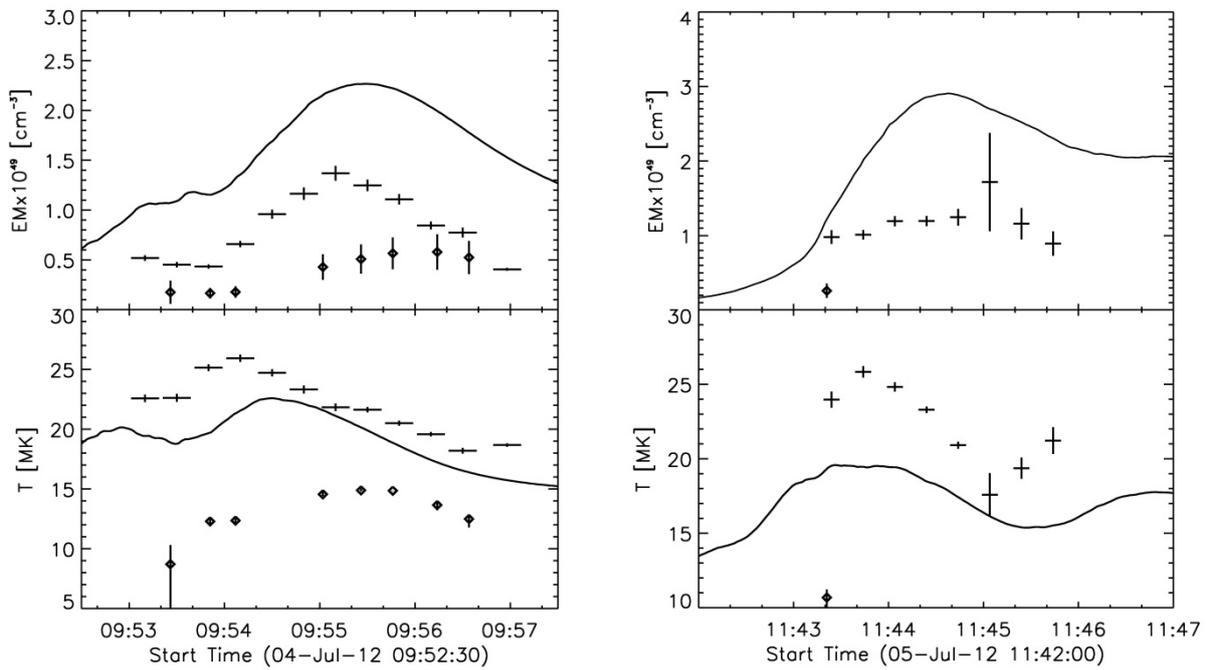


Рис. 1. Временная эволюция меры эмиссии (верхние рисунки) и температуры (нижние рисунки) для событий 4 июля 2012 г. (слева) и 5 июля 2012 г. (справа), полученные по данным GOES (сплошные линии), RHESSI (крестики) и SDO/AIA (ромбики)

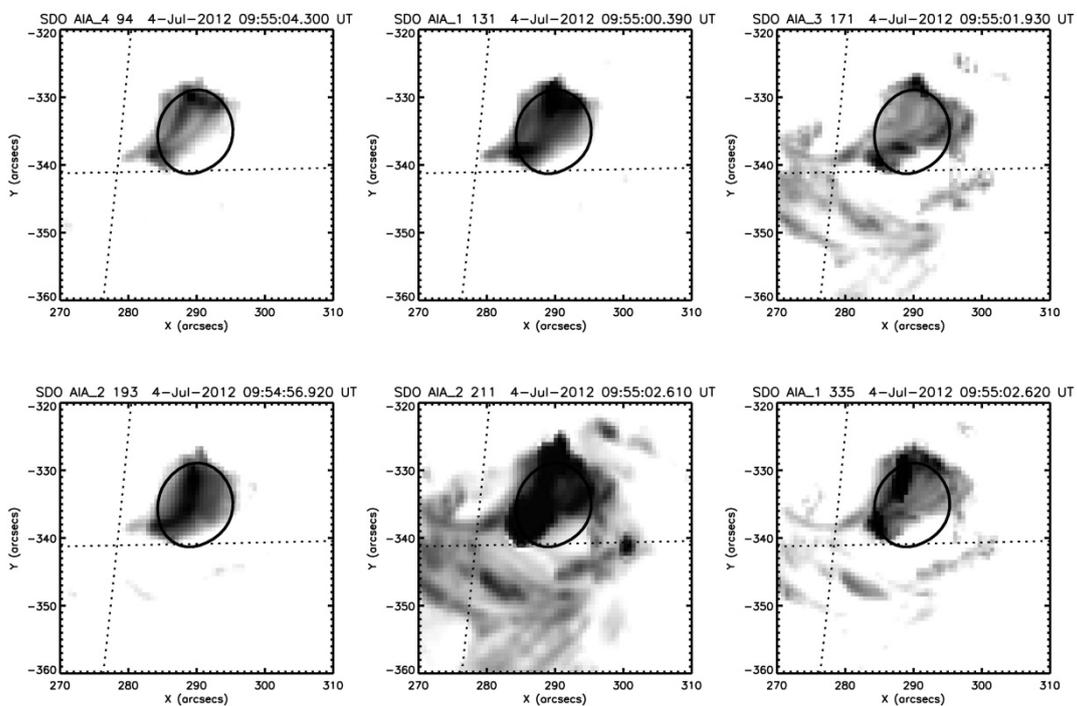


Рис. 2. AIA 94 Å, 131 Å, 171 Å, 219 Å, 211 Å, 335 Å карты с 50 % RHESSI-контуром в момент времени 09:54:56–09:55:04 UT для вспышки 4 июля 2012 г.

3 Жесткое рентгеновское излучение события 09.11.2013 г.

Событие 09.11.2013 г. рентгеновского класса C2.7, имевшее место около центра диска Солнца (S11W03) в активной области AR 11890, одновременно наблюдалось на нескольких космических инструментах (Симоес и др., 2015): RHESSI, SDO/AIA и Hinode/EIS. Оно характеризовалось постепенным ростом жесткого рентгеновского излучения, в том числе ультрафиолетового, которое началось в 06:24 UT, а также ярко выраженным пиком в 06:25:46 UT (Симоес и др., 2015). На изображениях вспышки (см. рис. 3) выделяются три источника жесткого рентгеновского излучения, средний из которых предположительно является корональным (Симоес и др., 2015). Его отличало мощное жесткое рентгеновское излучение, доминировавшее в отдельные моменты времени.

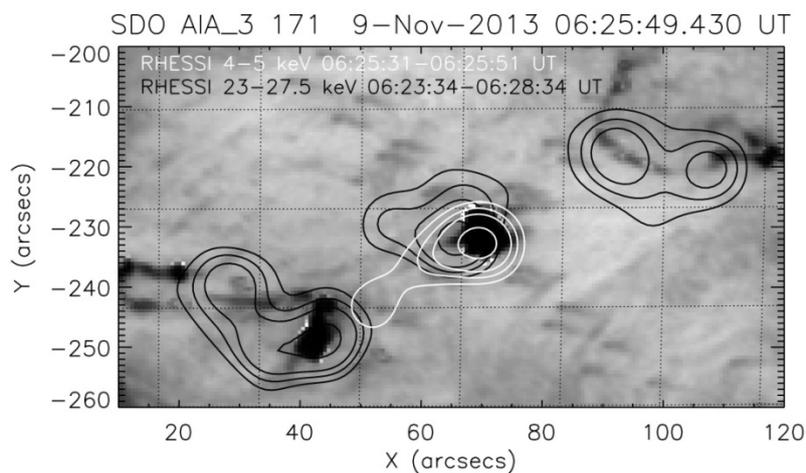


Рис. 3. Ультрафиолетовое изображение вспышки 09.11.2013 г. на длине волны 171 Å (SDO/AIA), совмещенное с рентгеновскими контурами (50, 60, 70, 90 % от пика интенсивности), полученными на RHESSI в каналах 4–5 кэВ (светлая линия) и 23–27.5 кэВ (темная линия) около максимума импульсной фазы (06:25:49 UT) (см. также Симоес и др., 2015). При построении изображений RHESSI нами был применен CLEAN-алгоритм (Харфорд и др., 2002)

Ускоренные в вершине вспышечной петли электроны даже в корональной части могут испытывать сильное торможение. Электроны термализуются в короне, если их энергия меньше порогового значения (Верониг, Браун, 2004; Симоес и др., 2015)

$$E_{loop} \approx 10\sqrt{N_{19}/\mu}, \quad (1)$$

где $N_{19} = 10^{-19} nL/2$, μ – косинус питч-угла ускоренного электрона. В частности, для $nL = 6 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 0.5$ получим $E_{loop} = 25$ кэВ. Найденная оценка свидетельствует о возможности эффективного нагрева ускоренными электронами вспышечной плазмы в ходе их распространения из вершины арки к основаниям. Это также предполагает, что для фотонов с энергией $\epsilon \leq E_{loop}$ должен доминировать источник жесткого рентгеновского излучения вспышки, расположенный в корональной части петли. Действительно, используя соотношение для потоков жесткого рентгеновского излучения от оснований I_{fp} петли и всего источника I_{tot} (Верониг, Браун, 2004)

Диагностика вспышечной плазмы...

$$\frac{I_{fp}}{I_{tot}} = \frac{\delta - 2}{2} B\left(\frac{1}{1 + (\varepsilon/E_{loop})^2}, \frac{\delta - 2}{2}, \frac{1}{2}\right) \left(\frac{\varepsilon}{E_{loop}}\right)^{\delta - 2}, \quad (2)$$

где неполная бета-функция

$$B\left(y, \frac{\delta - 2}{2}, \frac{1}{2}\right) = \int_0^y x^{\delta/2 - 2} (1 - x)^{-1/2} dx,$$

с учетом того, что полное излучение из корональной части вспышечной петли $I_{lp} \approx I_{tot} - I_{fp}$, из (2) находим

$$\frac{I_{lp}}{I_{fp}} \approx \frac{2}{\delta - 2} \frac{1}{B\left(\frac{1}{1 + (\varepsilon/E_{loop})^2}, \frac{\delta - 2}{2}, \frac{1}{2}\right)} \left(\frac{\varepsilon}{E_{loop}}\right)^{2 - \delta} - 1. \quad (3)$$

Зависимость I_{lp}/I_{fp} от ε/E_{loop} при различных значениях δ представлена на рис. 4. Видно, что величина I_{lp}/I_{fp} сильно зависит от показателя спектра δ , а для $\delta \geq 5$ и $\varepsilon \leq E_{loop}$ рентгеновское излучение в корональной части петли становится доминирующим.

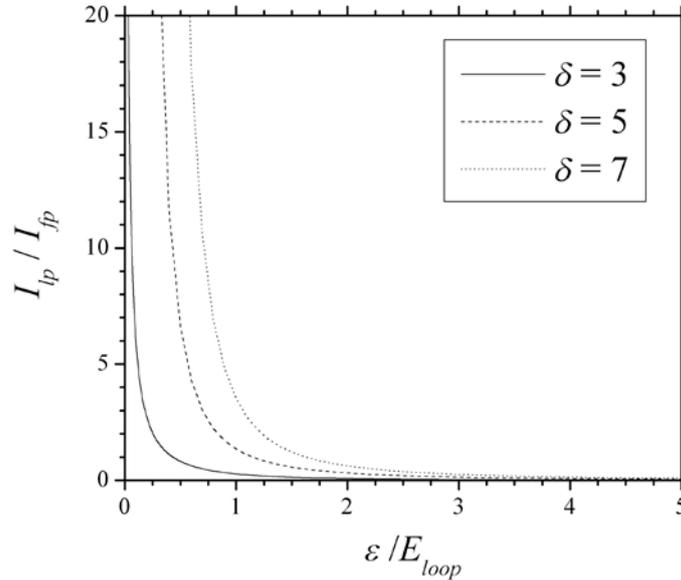


Рис. 4. Зависимость отношения потоков жесткого рентгеновского излучения в корональной части и основаниях петли I_{lp}/I_{fp} от относительной энергии фотонов ε/E_{loop} при различных значениях показателя спектра δ

Симоес и др. (2015) по данным Hinode/EIS, которые сравнительно хорошо согласуются с наблюдениями на RHESSI, оценили электронную концентрацию $n \approx 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и характерный

продольный размер коронального источника 9–18 угл. сек в области пика жесткого рентгеновского излучения. Высокая плотность плазмы предполагает, что ускоренные в вершине петли электроны должны быстро терять свою энергию, эффективно генерируя жесткое рентгеновское излучение. Положив $nL/2 = (1-2) \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$, при $\mu = 0.5$, находим $E_{loop} \approx 10\sqrt{N_{19}/\mu} = 45 - 63 \text{ кэВ}$. Тогда, считая показатель спектра ускоренных электронов $\delta = 5.6$ (Симоес и др., 2015) и $\varepsilon/E_{loop} = 0.5$, из (3) следует $I_{lp}/I_{fp} \approx 11$ (см. рис. 4). Найденное соотношение противоречит наблюдаемым яркостям источников жесткого рентгеновского излучения в указанный момент времени, полученных с помощью RHESSI в канале 23–27 кэВ (рис. 3), что предполагает необходимость модификации “стандартной” модели вспышки для исследуемого события. Причем учет тормозящих ускоренные электроны электрических полей обратных токов в хромосфере и короне едва ли существенным образом скажется на соотношении I_{lp}/I_{fp} , поскольку в основаниях и корональной части петли из-за условия квазинейтральности они должны быть соизмеримы.

Действительно, накопление заряда на больших масштабах не может происходить из-за квазинейтральности плазмы. Следовательно, как следует из уравнения непрерывности для электрического тока

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \quad (4)$$

и мы можем принять плотность тока $\mathbf{j} = \text{const}$. В свою очередь, продольное электрическое поле

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma}. \quad (5)$$

Откуда нетрудно заключить, что \mathbf{E} обратного тока в магнитной петле (жгуте) определяется проводимостью плазмы σ . В случае столкновительной плазмы проводимость Спитцера $\sigma \approx 10^7 T^{3/2} \text{ с}^{-1}$ (Прист, 1982), т. е. зависит только от температуры, которая должна быть приблизительно одинаковой в корональной части петли и ее основаниях. В свою очередь, если предположить, что в магнитной петле возбуждается высокочастотная турбулентность, обуславливающая возникновение аномальной проводимости, то в этом случае используемое нами приближение столкновительной толстой мишени становится неприемлемым. Отметим также, что предложенная модель не учитывает действие диамагнитных сил, вызывающих отражение ускоренных электронов от “магнитных пробок” в области оснований (Цап и др., 2002), что должно приводить к дополнительному накоплению ускоренных электронов в корональной части вспышечной арки.

4 Обсуждение результатов и выводы

На примере двух солнечных событий 4 июля и 5 июля 2012 г. было показано, что оценка меры эмиссии корональной вспышечной плазмы существенным образом зависит от метода обработки, прежде всего, наблюдательных данных SDO/AIA. Это позволило нам более аргументированно воспользоваться значениями параметров, взятых из работы Симоеса и др. (2015) для события 13 ноября 2013 г. Причем полученные результаты хорошо согласуются с выводами Баттаглия и Контарь (2012) и противоречат статистическим исследованиям Райна и др. (2014). Это объясняется тем, что, следуя Баттаглия и Контарь (2012), для оценки дифференциальной меры

эмиссии $\varphi(T)$ мы применили метод регуляризации Тихонова, тогда как Райн и др. (2014) проводили фитирование $\varphi(T)$ с помощью гауссианы. Отметим также, что обнаруженная нами более высокая температура T_{RHESI} и меньшая мера эмиссии EM_{RHESI} по сравнению с соответствующими параметрами, следующими из наблюдений GOES, естественным образом объясняется большей чувствительностью приемников RHESI к высокой температуре.

Основной особенностью события 09.11.2013 г. явилось наличие яркого источника жесткого рентгеновского излучения, расположенного между двумя другими. Исходя из сценария, следующего из “стандартной” модели, согласно которому ускорение частиц происходит в области вершины петли, мы показали, что из-за больших кулоновских потерь энергии в короне электроны не могут генерировать наблюдаемое рентгеновское излучение в основаниях петель. На наш взгляд, это свидетельствует о действии “ускорительной машины” не только в вершине, но и в основаниях корональной петли, что хорошо согласуется с идеей Брауна и др. (2009) о дополнительном хромосферном ускорении (см. также Цап, 1998) и моделями солнечной вспышки, предложенными Голдом и Хойлом (1960) и Зайцевым и Степановым (2015). В первом случае вспышечное энерговыделение связано со слиянием магнитных жгутов в частично ионизованной плазме, а во втором – с развитием желобковой неустойчивости в хромосфере Солнца. Отметим также, что гипотеза о распределенном источнике ускорения в корональной части петли выглядит маловероятной, поскольку в этом случае вместе с увеличением потока ускоренных электронов в основаниях петли должна возрастать эффективность генерации жесткого рентгеновского излучения в корональной части арки.

Из полученных результатов следует, что для каждого конкретного вспышечного события требуется проверка условий применимости стандартной модели вспышки. Использование спутниковых наблюдений для оценки параметров вспышечной плазмы должно быть комплексным. В первую очередь это касается данных SDO/AIA и RHESI. Необходимы более детальные наблюдения в различных волновых диапазонах с высоким спектральным, пространственным и временным разрешением.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-32-50055 мол_нр.

Литература

- Баттаглия, Контарь (Battaglia M., Kontar E.P.) // *Astrophys. J.* 2012. V. 760. P. 142.
- Браун и др. (Brown J.C., Turkmani R., Kontar E.P., MacKinnon A.L., Vlahos L.) // *Astron. Astrophys.* 2009. V. 508. P. 993.
- Вайт и др. (White S.M., Thomas R.J., Schwartz R.A.) // *Solar Phys.* 2005. V. 227. P. 231.
- Вармус, Манн (Warmuth A., Mann G.) // *Astron. Astrophys.* 2016. V. 588. Id. A115.
- Верониг, Браун (Veronig A.M., Brown J.C.) // *Astrophys. J.* 2004. V. 603. L117.
- Голд, Хойл (Gold T., Hoyle F.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1960. V. 120. P. 89.
- Зайцев, Степанов (Zaitsev V.V., Stepanov A.V.) // *Solar Phys.* 2015. V. 290. P. 3559.
- Лемен и др. (Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., Boerner P.F., Chou C., Drake J.F., et al.) // *Solar Phys.* 2012. V. 275. P. 17.
- Лин и др. (Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J., Smith D.M., Zehnder A., Harvey P.R., et al.) // *Solar Phys.* 2002. V. 210. P. 3.
- Прист (Priest E.R.) // *Solar Magnetohydrodynamics*. D. Riedel Publ. Co. Holland. 1982.
- Райн и др. (Ryan D.F., O’Flannagain A.M., Aschwanden M.J., Gallagher P.T.) // *Solar Phys.* 2014. V. 289. P. 2547.
- Симоес и др. (Simões P.J.A., Graham D.R., Fletcher L.) // *Astrophys. J.* 2015. V. 577. Id. A68.
- Ханна, Контарь (Hannah I.G., Kontar E.P.) // *Astron. Astrophys.* 2012. V. 539. A146.
- Харфорд и др. (Hurford G.J., Schmahl E.J., Schwartz R.A., Conway A.J., Aschwanden M.J., Csillaghy A., et al.) // *Solar Phys.* 2002. V. 210. P. 61.

Цап Ю.Т. // Астрон. журн. 1998. Т. 75. С. 313.

Цап Ю.Т., Копылова Ю.Г., Нестеров Н.С. // Кинем. и физ. небесн. тел. 2002. Т. 18. С. 3.

Цап и др. (Tsap Y.T., Smirnova V.V., Morgachev A.S., Motorina G.G., Kontar E.P., Nagnibeda V.G., et al.) // *Astrophys. Space Res.* 2016. V. 57. P. 1449.