

КИНЕТИКА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ЖЕСТКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ, СТАДИИ ПРЕДВЕСТНИКА

Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

ACCELERATED ELECTRON KINETICS AND HARD X-RAYS AT THE INITIAL STAGE OF THE SOLAR FLARE AND THE PRECURSOR STAGE

Shabalin A.N., Charikov Yu.E.

Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

In this work, we analyzed the possible mechanisms that could cause the appearance of an HXR source at the looptop in the first seconds of the flare development.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-337-340

В солнечных вспышках на ранней стадии, в первые секунды, часто наблюдается корональный источник в жестком рентгеновском (ЖР) излучении наравне с излучением из хромосферы. Например, в событии SOL2013-05-13T16:00 источник в вершине магнитной петли сравним с яркостью в основаниях, а в некоторые моменты времени поток излучения из вершины превышает яркость северного основания (рисунок 1).

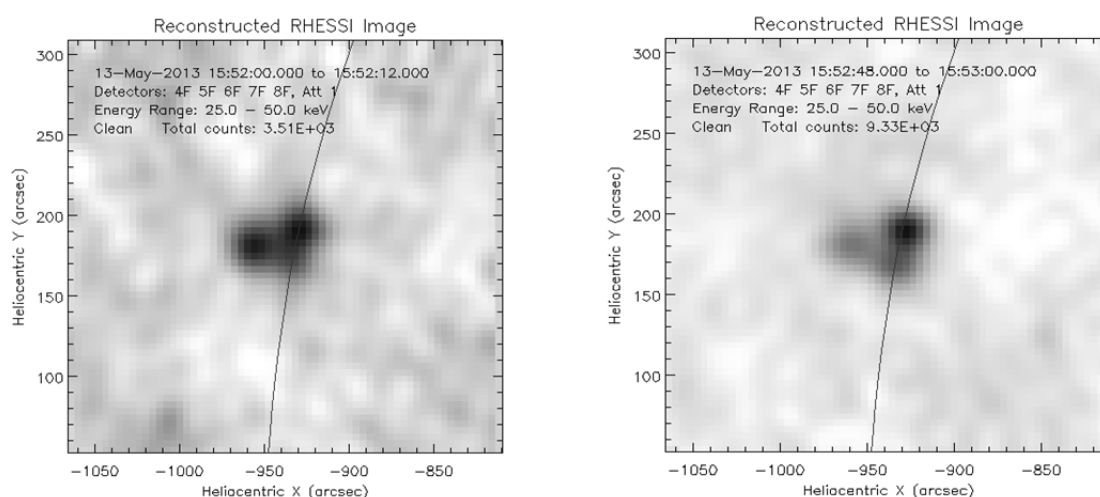


Рис. 1. Изображения RHESSI в диапазоне энергий 25–50 кэВ для двух моментов времени в начале развития вспышки SOL2013-05-13T16:00.

В данной работе были проанализированы возможные механизмы, которые могли бы обусловить появление ЖР источника в вершине в первые секунды развития вспышки. Поток тормозного ЖР излучения пропор-

ционален концентрации плазмы и ускоренных электронов [1]. Следовательно, в основе причин появления такого источника должны лежать механизмы, вызывающие захват и удержание ускоренных электронов в вершине и/или вызывающие достаточно быстрое увеличение концентрации плазмы. Среди рассмотренных механизмов: модель коллапсирующей ловушки, в которой в результате сжатия магнитной трубки в корональной части существенно увеличивается концентрация плазмы. “Коллапс” вызван изменением индукции магнитного поля в корональной части петли при её релаксации [2]. Рассмотрена модель, в которой в магнитной петле присутствуют ионно-звуковые фронты, возникающие при генерации ионно-звуковой турбулентности с уровнем $W^s/nk_B T_e = 10^{-4}$ на обратном токе в области сильного индукционного электрического поля, а также случай слабой однородно распределенной ионно-звуковой турбулентности с уровнем $W^s/nk_B T_e = 5 \cdot 10^{-5}$. Также рассмотрена модель, в которой происходит увеличение концентрации плазмы в вершине петли за счет эффекта “испарения” хромосферной плазмы при ее нагреве пучками ускоренных электронов (рисунок 3).

Согласно рисунку 2 среди приведенных моделей при указанных параметрах наиболее эффективной с точки зрения яркости источника в вершине (до 80% от общей интенсивности) оказалась модель коллапсирующих ловушек. Источник электронов в данной модели представляет собой короткий 50 мс-ый импульс. Пик при $t \sim 2.5$ с является результатом захвата ускоренных электронов и их тормозного излучения, поток которого возрастает в результате увеличения концентрации плазмы при сжатии. Причем яркость источника в вершине по отношению к интегральному потоку выше на энергии 113 кэВ, чем на 29 кэВ, что связано с зависимостью кулоновских потерь от энергии электронов (рисунок 2).

Высокая относительная яркость вершины (30–50%) на энергиях 29 и 113 кэВ реализуется в модели с изначально высокой концентрацией плазмы в вершине $n_0^{LT} = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и с однородно распределенной ионно-звуковой турбулентностью с уровнем $W^s/nk_B T_e = 5 \cdot 10^{-5}$. Ионно-звуковые фронты с шириной порядка 10% от длины петли и уровнем турбулентности $W^s/nk_B T_e = 10^{-4}$ с $n_0^{LT} = 6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ обеспечили яркую вершину на уровне 5–15%, что сопоставимо с относительной яркостью в изотропной модели с $n_0^{LT} = 6.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Отметим, что результаты в этих моделях подобны только в рамках анализа относительной яркости ЖР источников без учета временной динамики, что видно на фазе спада на рисунке 2. Ионно-звуковые фронты существенно меняют энергетические спектры электронов и излучения и ряд других характеристик электронов и излучения.

На рисунке 3 приведена относительная яркость вершины в модели с учетом гидродинамического отклика плазмы на нагрев хромосферы

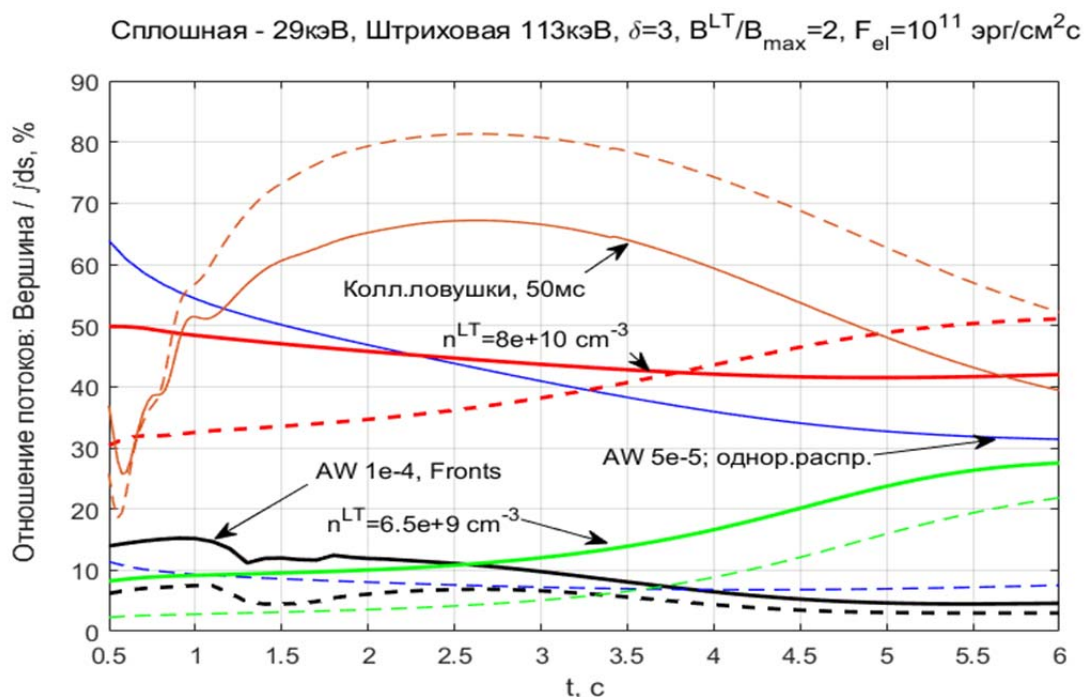


Рис. 2. Отношение потоков ЖР излучения в вершине петли (проинтегрировано по области в вершине $s = (-1.5 - +1.5) \cdot 10^9$ см, длина петли $6 \cdot 10^9$ см) к излучению от всей петли. Изотропный источник электронов.

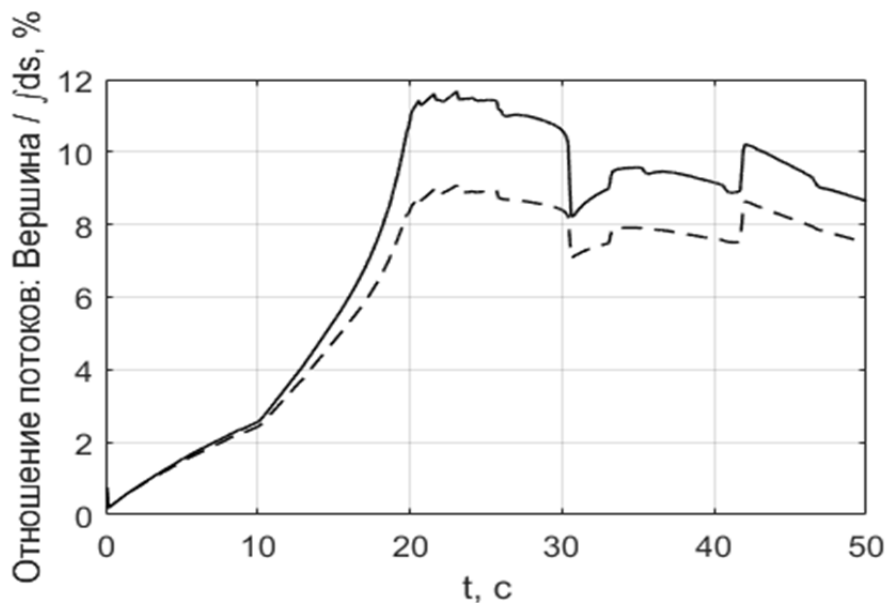


Рис. 3. Отношение потоков ЖР излучения в вершине петли к излучению от всей петли. Модель с учетом эффекта испарения. Рассчитана с использованием кода RADYN [3]. Изотропный источник электронов. Сплошная кривая 29 кэВ. Штриховая 113 кэВ.

ускоренными электронами в течение 20 с (треугольный импульс). Максимальная доля излучения вершины составила 12% от интегрального излучения. Начальная концентрация в вершине в данной модели $n_0^{LT} \sim 10^9$ см⁻³. Тепловой фронт с повышенной концентрацией в результате испарения нагреваемой плазмы из хромосферы не успевает достигнуть

вершины за первые десятки секунд и способствовать повышению рентгеновского потока. Таким образом, на начальной стадии доля вершины в общем потоке ЖР излучения не превышает 12%.

Из анализа моделей можно заключить, что яркую вершину в ЖР диапазоне на начальной стадии вспышки, может обеспечить либо резкое увеличение концентрации плазмы в процессе релаксации магнитных полей (модель коллапсирующей ловушки), либо механизм предварительного нагрева петель, который сопровождается ростом концентрации плазмы без ускорения электронов до энергий выше 20–30 кэВ, либо ионно-звуковая турбулентность область генерации которой занимает существенную долю корональной части магнитной петли.

Работа поддержана Грантом РФФИ № 20-72-10158

Литература

1. Bai T., Ramaty R. // *Astrophys. J.* 1978. Т. 219. С. 705–726.
2. Shabalin A.N., Charikov Y.E., Globina V.I. // *Geomagn. Aeron.* 2020. Т. 60. № 8.
3. Allred J.C., Kowalski A.F., Carlsson M. // *The Astrophysical Journal*. 2015. Vol. 809, № 1. p. 104.