

УДК 523.98

А. Н. Кришталь, С. В. Герасименко, А. Д. Войцеховская

Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

## Мелкомасштабные неустойчивости в предвспышечной плазме петель в активной области на Солнце

Представлено 25.06.07

Досліджуються фізичні умови виникнення і розвитку різних типів плазмових нестійкостей в петлях на початковій стадії спалахового процесу. Головною причиною нестійкості є сукупна дія трьох факторів: наявність в петлі великомасштабного квазістатичного електричного поля, врахування впливу парних кулонівських зіткнень і неоднорідностей температури і густини плазми. В якості моделі спалаху використовується модель взаємодіючих магнітних потоків Хейварта — Пріста — Раґа і модель струмонесучого еквівалентного контура петлі Степанова — Зайцева. Спалаховий процес розпочинається з появи першої нестійкості, що має найнижчий поріг збудження, а його початкова стадія закінчується з появою в плазмі аномального опору і виникненням струмових шарів. Показано, що адіабатично повільному зростанню амплітуди субдрейсеровського електричного поля в петлі відповідає певна послідовність появи на різних ділянках струмового контура певного типу нестійкостей. Отримані результати можна розглядати як необхідну умову короткострокового прогнозу спалаху в петельній структурі.

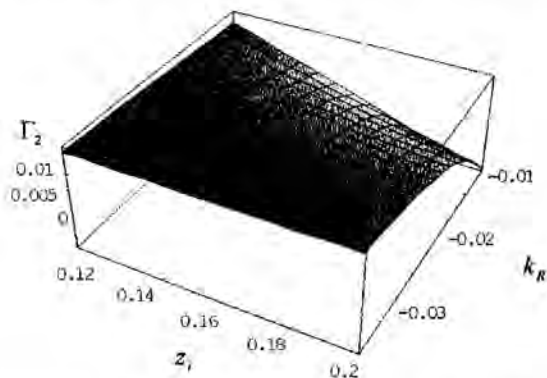
Исследование устойчивости мелкомасштабных возмущений в плазме атмосферы активной области на начальном этапе вспышечного процесса является необходимым условием для решения трех важнейших задач солнечной физики.

1. Изучение турбулентных явлений в атмосфере активной области, прежде всего условий возникновения и динамики развития токовых слоев. Для решения этой задачи следует проанализировать все возможные механизмы неустойчивостей плазмы, т. е. нарастания малых ее возмущений, классифицировать эти неустойчивости, а затем исследовать возможные нелинейные механизмы либо ограничения этих неустойчивостей, либо их развития в турбулентные процессы.

2. Исследование источников и условий генерации различных типов волн в солнечной плазме. Наибольший интерес в этом случае представляют неустойчивости с высокой добротностью, чтобы процесс развития возмущения во времени можно было достаточно надежно идентифицировать как волновой [3]. Подобные процессы могут играть решающую роль в таких явлениях, как распады и слияния волн, а также диссипация энергии (нагрев) в плазме петель, где требование мелкомасштабности неустойчивости эквивалентно условию малости длины волны возмущения по сравнению с наимень-

шим характерным размером петли. В качестве такового при учете дрейфовых движений чаще всего выступает толщина ее поверхностного слоя.

3. Краткосрочный прогноз вспышки в активной области (АО). При этом исследование устойчивости может иметь отношение только к так называемым «казуальным» краткосрочным прогнозам, поскольку они основаны на предположении о наличии определенного объема знаний о причинах вспышки, ее механизме и стадиях ее развития. Этим «казуальные» прогнозы сильно отличаются от «синоптических», основанных на определенной морфологии, т. е. фактически внешнем виде АО перед вспышкой. Кроме того, необходимо отметить, что исследование линейной стадии развития неустойчивости реально может позволить получить только необходимые условия краткосрочного прогноза. В значительной степени это есть следствие используемой концепции исследований [4—9]. Основные положения концепции таковы: а) при исследовании мелкомасштабных волновых возмущений необходимо установить пространственно-временные границы исследуемой области и рассматриваемого процесса. Объектом исследований является отдельно стоящая вспышечная петля в аркаде, причем не весь ее токонесящий контур, а только та его часть, которая соответствует субфотосферным и хромосферным



Инкремент «обратной модифицированной КАВ»  $\Gamma_2 = \Gamma_2(z_i, k_R)$  при  $\nabla = -3$ ,  $t_{bound} = 4$  и  $(\epsilon_R)_{bound} = 1.01 \cdot 10^{-4}$

слоям ( $500 \leq h \leq 1500$  км). В этой области магнитное поле петли  $B_0$  можно считать почти потенциальным, а субдрейсеровское электрическое поле  $E_0$  — параллельным магнитному. Временные границы определяются продолжительностью начального этапа вспышечного процесса, когда плотность числа высокоэнергичных частиц, захваченных магнитным полем петли после предыдущей вспышки [2, 7, 9] становится исчезающе малой, и влиянием пучков этих частиц на рассматриваемые неустойчивости можно пренебречь [8]. Исследуемый этап берет начало в момент возникновения первой неустойчивости с самым низким порогом возбуждения и заканчивается с возникновением в плазме аномального сопротивления и появлением токовых слоев; б) мелкомасштабные волновые возмущения генерируются вследствие возникновения и развития неустойчивостей на линейной стадии роста возмущения. Длительность стадии определяется величиной инкремента. Причиной неустойчивости является совокупное действие эффектов, связанных с наличием в петлях крупномасштабных электрического и магнитного полей, учетом влияния столкновений заряженных частиц, а также неоднородностей температуры и плотности плазмы; в) при исследовании генерации мелкомасштабных волн в петлях необходимо использовать (прямым или косвенным образом) определенную модель вспышки. В предлагаемой концепции в качестве таковой выступает модель взаимодействующих магнитных потоков Хейвартса — Приста — Раста [2, 3], модель эквивалентного токового контура петли Степанова — Зайцева [3] и модель «арочной неустойчивости» Спайсера [10]; г) медленное по сравнению со временем развития неустойчивости изменение амплитуд магнитного и электрического

полей, слабость субдрейсеровского поля и влияние столкновений, а также малость пространственных градиентов плотности и температуры плазмы позволяют реализоваться стационарному сценарию развития неустойчивости, когда равновесные функции распределения электронов и ионов не зависят явным образом от времени; д) при исследовании мелкомасштабных неустойчивостей необходимо учитывать стратификацию плазмы с высотой над уровнем фотосферы. Это означает использование определенной «уравнения состояния» плазмы из определенной полумпирической модели атмосферы АО [11]. Наиболее важной количественной характеристикой процесса является амплитуда квазистатического электрического поля  $E_0$ , выраженного в единицах поля Дрейсера  $E_D$ . Максимальное значение этой амплитуды  $\epsilon_R = E_0/E_D$  определяется максимально возможным допустимым процентом «убегающих» электронов. Предложенная концепция позволяет исследовать устойчивость плазменных колебаний при скоростях движения электронов относительно ионов, намного меньших электронной тепловой скорости. Эта стадия развития вспышечного процесса ранее не исследовалась. Она предшествует стадии «предвспышечного подогрева» плазмы в теории Хейвартса — Приста — Раста [2, 3]. В рамках предложенной концепции было показано, что в самом начале взаимодействия потоков, когда в плазме доминируют «электронные» столкновения, возникшие неустойчивости генерируют сначала (т. е. по мере возрастания  $\epsilon_R$ ) кинетические альфвеновские и кинетические ионно-звуковые волны на хромосферном участке контура [4], а затем — вторую электронную бернштейновскую гармонику и верхнегибридную волну, — уже на субфотосферном участке токового контура петли [5, 6].

На рисунке представлена поверхность приведенного инкремента  $\Gamma_2 = \Gamma_2(z_i, k_R)$  как функция ионного параметра кинетичности  $z_i = k^2 \rho_i^2$  и угла  $k_R \equiv k_z/k_{\perp}$  между направлением распространения волны и магнитным полем  $B_0 \parallel OZ$ . Здесь  $k_z$  и  $k_{\perp}$  — продольная и поперечная составляющие волнового вектора возмущения,  $\rho_i$  — ионный циклотронный радиус,  $t \equiv T_e/T_i$  — степень неізотермичности плазмы, а  $\nabla$  есть отношение характерных масштабов неоднородностей плотности и температуры в плазме. Индекс «гр» обозначает граничные (пороговые) значения величин, а отрицательные значения  $k_R$  свидетельствуют о наличии у кинетической альфвеновской волны (КАВ) составляющей, направленной в сторону фотосферы. Из рисунка хорошо видно, что инкремент  $\Gamma_2$  «обратной модифицированной КАВ» имеет четко выраженный порог, — он становится из отрицательного положительным при

$t = t_{\text{тр}}$ ,  $\varepsilon_R = (\varepsilon_R)_{\text{тр}}$  для  $z_i > 0.182$  и  $k_R < -0.016$  [4]. Данное волновое возмущение обладает высокой добротностью и, согласно «уравнению состояния» F1 MAVN [11], может возникнуть и развиться в петле на высоте  $h = 1459$  км при плотности  $n_e = 6.89 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, температуре  $T_e = 4.47 \cdot 10^5$  К и амплитуде магнитного поля  $|B_0| = 31.3$  Гс. В работе [1] на основании анализа временных профилей SXR-излучения двухленточной вспышки 7 октября 1979 г. было установлено, что импульсной фазе предшествует фаза предварительного нагрева. Характер развития вспышки соответствовал сценарию для третьего типа магнитных пересоединений, который предусматривает образование токового слоя на низких высотах в атмосфере Солнца. Было зафиксировано наличие неоднородностей температуры и давления плазмы, перемещавшихся в сторону фотосферы. В отдельных случаях движения имели квазипериодический характер. Здесь следует отметить, что удаленному наблюдателю определить вид плазменной волны в теле петли не представляется возможным, даже учитывая возросший уровень точности наблюдений [2, 3].

Исследования, проведенные в рамках предложенной концепции, показали, что генерация первой квазибернштейновской гармоники на верхнегибридной частоте может считаться своего рода сигналом о возникновении в плазме аномального сопротивления и переходу от «периода электронных столкновений» к «периоду бернштейновской турбулентности». И уже только на фоне этой турбулентности генерируются ионно-звуковые и ленгмюровские волны на все том же субфотосферном участке токового контура петли. Возникновение в определенной последовательности различных типов плазменных неустойчивостей на определенных высотах в атмосфере АО можно рассматривать как необходимое условие краткосрочного прогноза вспышки в аркаде.

1. Аликаева К. В., Кондрашова Н. Н. Возмущение фотосферы в процессе развития солнечной двухленточной вспышки // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—22, № 3.—С. 163—172.
2. Алтынцев А. Т., Банин В. Г., Куклин Г. В., Томозов В. М. Солнечные вспышки. — М.: Наука, 1982.—247 с.

3. Зайцев В. В., Степанов А. П., Цап Ю. Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—10, № 6.—С. 3—31.
4. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация кинетических альвеновских волн в плазме петель в активной области // Космична наука і технологія.—2004.—10, № 4.—С. 81—91.
5. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация верхнегибридных волн в плазме арочных структур Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2005.—21, № 4.—С. 243—256.
6. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. О последовательности появления неустойчивостей плазменных волн в основаниях арочных структур на Солнце на ранних этапах вспышечного процесса // Кинематика и физика небес. тел.—2005.—21, № 5.—С. 352—367.
7. Kryshstal A. N., Gerasimenko S. V. Slow magnetoacoustic-like waves in post-flare loops // Astron. and Astrophys.—2004.—420.—P. 1107—1115.
8. Kryshstal A. N., Gerasimenko S. V. Kinetic Alfvén waves in preflare plasma // Astron. Nachr.—2005.—326, N 1.—P. 52—60.
9. Kryshstal A. N. Low-frequency wave instabilities in a plasma with a quasi-static electric field and weak spatial inhomogeneity // J. Plasma Phys.—2002.—68, N 2.—P. 137—148.
10. Spicer D. F. An unstable arch model of a solar flare // Solar Phys.—1977.—53.—P. 305—344.
11. Vermaza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of solar chromosphere. III. Models EUV Grightness components of the quiet Sun // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1981.—45.—P. 635—725.

#### SMALL-SCALE INSTABILITIES IN THE PREFLARE LOOP PLASMAS IN ACTIVE REGIONS

A. N. Kryshstal, S. V. Gerasimenko, A. D. Vojtsekhovskaya

Physical conditions for rise and development of different types of plasma instabilities at the origin of a flare process were studied. The main reason of the instability is the summary action of three factors, namely, the existence of quasi-static large-scale electric field in a loop, the influence of the pair Coulomb collisions as well as the influence of the inhomogeneities of plasma temperature and density. The model of interacting magnetic fluxes of Heyvaerts-Priest-Rust and the model of the loop equivalent current circuit of Stepanov-Zaitsev were used as the models of a flare process. The process begins with the rise of the first instability having the lowest threshold of excitation, and the initial stage of the process finishes with the appearance of the current layers. It is shown that adiabatically slow growth of the amplitude of subdreicer electric field in a loop corresponds to the distinct order of the appearance of the definite type of instabilities at the various parts of current circuit. Our results can be considered as the necessary condition for the short-time prediction of the flare in the loop structure.