

# ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ПОТОКА ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ S-КОМПОНЕНТЫ СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

## II. ПРОИСХОЖДЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СОСТАВЛЯЮЩИХ

*Л. А. Пустильник, Н. П. Стасюк*

Рассматривается теория явления периодических флуктуаций солнечного радиопотока в сантиметровом диапазоне волн. Показано, что в среде распространения (межпланетном пространстве, ионосфере и тропосфере) наблюдаемые периодические флуктуации возникать не могут. Для объяснения флуктуаций анализируются неустойчивости неоднородной плазмы в корональных конденсациях, наблюдаемых в сантиметровом диапазоне как локальные источники медленно меняющейся S-компоненты солнечного радиоизлучения. Получено, что в плазменном сгустке над биполярной группой пятен постоянно раскачивается баллонная мода желобковой неустойчивости. Требование нулевой амплитуды желобковых возмущений в пятнах дает кратность продольного волнового числа и приводит к дисперсионному уравнению для непотенциальных возмущений. Анализ уравнений показал, что спектр желобковых возмущений имеет кратные гармоники, а амплитуда гармоник спадает по квадратичному закону. Имеется согласие теории с наблюдательными данными — кратность гармоник, начальный период  $\sim 4000$  сек., значение амплитуд первых гармоник  $\sim 1\%$  от потока всего Солнца, квадратичный закон спада амплитуд с номером гармоник, объясняется связь характеристик флуктуаций с параметрами солнечных активных областей.

Отмечено, что желобковая неустойчивость объясняет и другие наблюдательные факты — разделение на несколько петель корональной конденсации и большие турбулентные скорости в ней. Предлагается механизм спускового крючка солнечной вспышки, которым является пересечение желобковым возмущением нулевой точки магнитного поля над биполярной группой.

The theory of periodic fluctuations of solar radio flux at centimeter wavelengths is considered. It is shown that in the medium of propagation (interplanetary space, ionosphere and troposphere) the observed fluctuations can not arise. To account for the fluctuations, inhomogeneous plasma instabilities are analysed, which are observed at centimeter wavelengths as local sources of the slowly varying component. It is found that in a plasma clot above the bipolar group of spots there is a constantly developing «balloon» mode of the flute—instability from the class of fast gradient instabilities. The requirement of zero amplitude of flute disturbances in the spots yields multiplicity of the longitudinal wave—number and leads to a dispersional equation for non—potential disturbances. Analysis of the equations has shown that a spectrum of flute disturbances has multiple harmonics and that their amplitude decreases following the square—law.

There is agreement between theory and observational data: multiplicity of harmonics; initial period is 4000 s; the values of first harmonics is  $\sim 1$  percent of the integrated solar flux, the square—law of the amplitude decrease with the harmonic number; relation is explained of fluctuation characteristics with the parameters of active regions of the sun. It is noted that the flute instability also accounts for other observational facts, i. e. division of a coronal condensation into several loops, and great turbulent velocities in it. Crossing of the zero point by a flute disturbance above the bipolar group is found to be the trigger of a solar flare.

## 1. Предварительный анализ возможных причин наблюдаемых флуктуаций

Как показано в части I этой работы [1], поток от локального источника (л. и.)  $S$ -компоненты солнечного радиоизлучения испытывает периодические флуктуации с периодами  $10^2 \div 5 \cdot 10^3$  сек. и амплитудами  $0.05 \div 0.8\%$  от всего солнечного радиопотока. На основе анализа полученных наблюдательных данных в работе [1] подчеркивалось, что теория периодических флуктуаций солнечного излучения в сантиметровом диапазоне волн прежде всего должна объяснить: а) кратность частот наблюдаемых гармоник; б) величину и приближенно квадратичный закон спада амплитуд; в) связь флуктуаций с параметрами солнечных активных областей. За происхождение таких флуктуаций радиопотока могут быть ответственны как процессы типа мерцаний, возникающие при распространении радиоизлучения от л. и. до Земли, так и процессы, происходящие в самом источнике. Рассмотрим последовательно возможные вклады каждого из этих механизмов.

Вклад в мерцания радиоизлучения л. и. могут давать: а) неоднородности плазмы солнечного ветра; б) неоднородности в ионосфере и тропосфере. Оценим степень их относительного вклада.

**1. Солнечный ветер.** Спектр неоднородностей в солнечном ветре, согласно [2], имеет характерный масштаб  $\bar{a} \sim 10^{11}$  см. Следует учесть, что амплитуда флуктуаций электронной плотности падает при удалении от Солнца как  $1/r^2$ , в связи с чем основной вклад в мерцания л. и. должны давать близкие к Солнцу слои. Отсюда ясно, что мерцания на неоднородностях со слишком малыми размерами (меньшими размеров л. и.,  $a_{л.и.} \sim 10^9$  см) должны сильно замываться [3, 4]. Другим фактором, приводящим к замытию мерцаний л. и. на солнечном ветре, является близость рассеивающей среды к Земле. При расстоянии до нее  $Z < a^2/\lambda = = Z_0$  амплитуда мерцаний  $\Delta J/J = m \sim \Delta n_e(a)/a^{3/2}$ , где  $\lambda$  — длина волны,  $\Delta n_e(a)$  — спектр неоднородностей солнечного ветра. Понятно, что максимум в спектре мерцаний должен иметь место для периода  $P_m \approx a_0/v$ , где  $a_0 = \sqrt{\lambda Z}$ . Подставляя  $Z = 1$  а. е.,  $\lambda = 4$  см, получаем  $a_0 \approx 8 \cdot 10^6$  см. Поскольку сам солнечный ветер течет от Солнца радиально [5], мерцания могут создаваться лишь благодаря движению Земли поперек солнечного ветра со скоростью  $v_s \approx 30$  км/сек. Это дает нам критический период для мерцаний л. и. на солнечном ветре  $P_m^{кр} \approx a_0/v_s \approx 2.6$  сек. Мерцания с периодом  $P > P_m^{кр}$  должны сильно замываться и их вкладом в флуктуации с периодами  $P_s \sim 100 \div 5000$  сек. можно пренебречь. В то же время эти мерцания могут давать существенный вклад в переменность радиовсплесков в метровом диапазоне и должны там учитываться.

**2. Ионосфера и тропосфера.** Для оценки вклада мерцаний л. и. на ионосфере и тропосфере используем результаты мерцаний радиоизлучения от спутников [6]. Амплитуда мерцаний с интересующими нас периодами  $10^2 \div 10^3$  сек. на длине волны  $\lambda \leq 7$  м составляет  $m \approx 20\%$ , причем с уменьшением длины волны амплитуда мерцаний падает как  $\lambda^{-(1+2)}$ . Это дает оценку для длины волны  $\lambda = 4$  см  $m < 1\%$ . Сделанная оценка крайне груба, поскольку очень большое отличие длин волн и не известен точный закон спада амплитуд мерцаний. Весьма полезным и необходимым будет изучение мерцаний радиосигнала от спутников непосредственно в диапазоне длин волн  $\lambda \sim (3 \div 10)$  см.

Малый вклад мерцаний ионосферы и тропосферы подтверждается в нашей работе непосредственно тем, что в отдельные дни ([1], случаи в § 5, а; § 5, г) коэффициент корреляции между записями по двум каналам интерферометра  $r_{I, II} < 0.2$  при наличии в автокорреляционных функциях и в спектрах мощности значительных по амплитуде флуктуаций.

Проанализируем теперь процессы в л. и., которые могут приводить к наблюдаемым флуктуациям радиоизлучения. Такими процессами являются: а) модуляция параметров л. и. потоком магнитозвуковых и альфвеновских волн из конвективной зоны; б) неустойчивости плазмы самого л. и.

Объяснение наблюдаемых флуктуаций одной лишь модуляцией волнами заведомо встречается с целым рядом трудностей. Оценим возможную амплитуду эффекта модуляции параметров л. и. потоком волн из конвективной зоны. Размер л. и., согласно [7, 8],  $a_{л.и.} \geq 10^9$  см.

Длину волны возмущения  $l_{\perp}$  возьмем меньше или равной размеру фотосферной гранулы ( $6 \cdot 10^2$  км). Это означает, что на размеры л. и. укладывается порядка  $N \approx 300$  флуктуирующих областей. Поскольку флуктуации параметров этих областей происходят независимо, можно ожидать амплитуду флуктуаций радиоизлучения всего л. и.  $A = \Delta J_{л.и.} / J_{л.и.} \leq N^{-1/2} (\Delta J/J)_0$ , где  $(\Delta J/J)_0$  — амплитуда флуктуаций радиоизлучения в отдельной маленькой области. Даже при  $(\Delta J/J)_0 \approx 100\%$  имеем  $A < 6\%$ . Поскольку оценка  $(\Delta J/J)_0 \approx 100\%$  заведомо крайне завышена, трудно ожидать значительного вклада этого механизма в происхождение наблюдаемых с  $A \sim 1 \div 10\%$  флуктуаций потока радиоизлучения л. и.

Итак, анализ механизмов (мерцания л. и., влияния волн из подфотосферных слоев на л. и.), которые в принципе могли бы привести к флуктуациям потока радиоизлучения, показал, что попытки объяснить с их помощью наблюдаемые параметры флуктуаций наталкиваются на серьезные трудности. Основная из них состоит в том, что в перечисленных механизмах нет даже и указания на возможность появления кратных гармоник. Как видели, возможный амплитудный вклад также недостаточный. Представляется естественным рассмотреть в качестве источников флуктуаций возможные неустойчивости самих л. и. над группами пятен.

## 2. Неустойчивости в локальном источнике

Как установлено в [9], за излучение л. и. отвечает горячая и плотная корональная конденсация (к. к.), висящая над активной областью. Части к. к., находящиеся в областях с сильным магнитным полем  $H \sim 10^3$  э, образуют резонансные гирслои [7], излучение которых сильно поляризовано (рис. 1). Область к. к. между пятнами излучает неполяризованную компоненту радиоизлучения. Корональная конденсация в силу больших градиентов на ее границах может быть подвержена целому ряду плазменных неустойчивостей.

Корональная конденсация является горячим и плотным плазменным образованием:  $n_{к.к.} \sim 10^{10} \div 10^{12}$  см<sup>-3</sup> [10—13],  $T_{к.к.} \sim 4 \cdot 10^6$  °К [14],  $H \sim 10$  э [15], висящим в более разреженной и холодной короне:  $n_{кор} \sim 10^8$  см<sup>-3</sup>,  $T_{кор} \sim 10^6$  °К. Исследования неустойчивостей плазмы [16] показывают, что наличие таких сильных неоднородностей должно приводить к развитию целого ряда неустойчивостей. Однако, как мы увидим в дальнейшем, большая часть этих неустойчивостей имеет либо слишком высокую частоту, либо слишком малую поперечную длину волны, вследствие чего не могут объяснить наблюдаемые параметры флуктуаций. Действительно, кинетические неустойчивости не могут привести к флуктуациям с наблюдаемой частотой  $\Omega_0 = \omega_s = 2\pi/P_s \sim 3 \cdot 10^{-2}$  сек.<sup>-1</sup>  $\div 10^{-3}$  сек.<sup>-1</sup>, так как для их развития необходима слабостолкновительная плазма с  $\nu_{ei} \ll \omega$ , где  $\omega$  — частота неустойчивой волны,  $\nu_{ei} \approx 5,26 N T^{-3/2} \ln \Lambda$  — частота электрон-ионных столкновений. Для наблюдаемых же флуктуаций с большим запасом выполняется обратное неравенство  $\Omega \leq 10^{-1}$  сек.<sup>-1</sup>  $\ll \nu_{ei} \leq 10^2$  сек.<sup>-1</sup>. Необходимо также отметить,

что большинство кинетических неустойчивостей (конусная, пучковая и пр.) приводят к возбуждению волн с частотами

$$\omega_{0e, i} = \left[ \frac{4\pi n e^2}{m_{i, e}} \right]^{1/2} \sim 10^{7+8} \text{ сек.}^{-1}, \quad \omega_{H_{i, e}} = \frac{eH}{m_{i, e}c} \sim 10^{6+7} \text{ сек.}^{-1},$$

на много порядков превышающими частоты наблюдаемых возмущений.

В силу существования больших градиентов плотности и температуры на границе между к. к. и короной можно ожидать возбуждения различного рода дрейфовых неустойчивостей. Медленные градиентные неустойчивости возбуждают волны с частотами  $\omega \approx \omega^* = k_y \frac{v_{Ti}^2}{\omega_{Hi}} \cdot \frac{1}{a}$ , где  $k_y =$

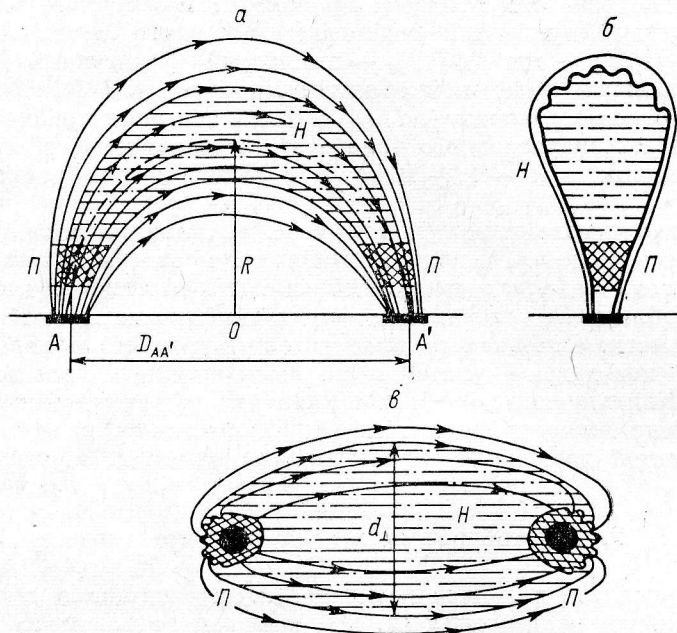


Рис. 1. Корональная конденсация и структура локального источника.

$a$  — вид сбоку;  $b$  — вид с торца;  $c$  — вид сверху на диск.  $H$  — область слабополяризованного излучения,  $\Pi$  — область поляризованного излучения гирослоев.

$= 1/\lambda_y$  — поперечное волновое число,  $v_{Ti} = \sqrt{T/m_i}$  — тепловая скорость,  $a = [\partial \ln n / \partial x]^{-1}$  — характерный размер неоднородности плазмы.

Однако в реализуемом для к. к. случае столкновительной плазмы  $\nu_{e, i} \gg \Omega_0$  медленные градиентные неустойчивости могут раскачивать лишь возмущения, сильно вытянутые вдоль магнитного поля с  $\lambda_{\perp} \sim \frac{v_i}{a} \cdot \lambda_z \ll \lambda_z$ , где  $\lambda_{\perp}$  и  $\lambda_z$  — поперечная и продольная длина волны возмущения. Продольная же длина волны ограничена размерами системы (см. рис. 1). В частности, в области  $\mathcal{L}$  (над гирослоями)  $\lambda_z \leq 10^9$  см, что ограничивает поперечные размеры неустойчивых возмущений  $\lambda_{\perp} \leq 10^2 \div 10^3$  см. При таких малых по сравнению с излучающей областью поперечных размерах возмущений невозможно, опираясь на медленные градиентные неустойчивости, объяснить столь значительные амплитуды наблюдаемых флуктуаций.

В присутствии гравитационного поля и при ненулевой кривизне силовых линий магнитного поля в плазме с неоднородной плотностью мо-

гут развиваться быстрые градиентные неустойчивости. Кривизна силовых линий магнитного поля вызывает действие на ионы центробежной силы, эквивалентной эффективной силе тяжести с ускорением свободного падения  $g_y = v_{Ti}^2 / |\bar{R}|$ , где  $\bar{R}$  — радиус кривизны силовой линии магнитного поля. Направление этой силы параллельно  $\bar{R}$ . Эта неустойчивость полностью аналогична неустойчивости Релея—Тейлора для тяжелой жидкости, лежащей на более легкой. Поскольку при развитии возмущения вниз, к фотосфере, плотность окружающей атмосферы растет, довольно быстро наступает момент, когда плотность к. к. и атмосферы (в данном случае верхней хромосферы) сравниваются и неустойчивость стабилизируется. Поэтому нас будут интересовать только возмущения, развивающиеся вверх. Необходимым условием для неустойчивости этих возмущений, как мы увидим ниже, является направленность вверх эффективной силы тяжести. Согласно рис. 1, это будет выполняться, если

$$g_{\text{эфф}} = \frac{v_{Ti}^2}{R} - g_{\odot} > 0. \quad (1.2)$$

Подставляя в (1.2) значения  $m_i = m_p$ ;  $T = 4 \cdot 10^6$  К;  $g_{\odot} = 2.7 \times 10^4$  см/сек.<sup>-2</sup>, получим условие на размеры активных областей  $D \approx 2R$ , подверженных быстрой градиентной неустойчивости:

$$D < D_{\text{max}} = 3 \cdot 10^{10} \text{ см.} \quad (2.2)$$

Такое условие выполняется для большинства активных областей.

### 3. Балонная мода желобковой неустойчивости

Рассмотрим более строго быструю градиентную неустойчивость, опираясь на работу [15]. Пренебрегая конечностью размеров к. к., прокруткой силовых линий магнитного поля с высотой (широм), влиянием медленных градиентных неустойчивостей (т. е. считая  $\rho_i = \frac{v_{Ti}}{\omega_{Hi}} \ll \left\{ \frac{g_{\text{эфф}} a^3}{\omega_{Hi}^2} \right\}^{1/4}$ ), имеем уравнения двухжидкостной гидродинамики для возмущений (в пренебрежении  $\frac{m_e}{m_i} \ll 1$ )

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_{i,e}}{\partial t} + \text{div}(n_{i,e} \vec{v}_{i,e}) &= 0, \\ \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} &= \frac{e}{m_i} \vec{E} + [\vec{v}_i \times \vec{w}_{Hi}] + \vec{g}, \\ 0 &= -\frac{e}{m_e} \vec{E} + [\vec{v}_e \times \vec{w}_{He}], \\ \vec{E} &= -\nabla \varphi, \\ \text{div} \vec{E} &= -4\pi e (n_e - n_i). \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

Здесь  $n_{i,e}$ ;  $v_{i,e}$  — возмущения плотности и скорости ионов и электронов соответственно,  $\vec{E}$  и  $\varphi$  — возмущения электрического поля и потенциала.

Для достаточно плотной плазмы с  $\omega_{pi}^2 \gg \omega_{Hi}^2$ , что заведомо выполняется для к. к., из (1.3) можно получить (см. [16])

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ n_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right] - k_y^2 n_0 \varphi + \frac{k_y^2 g}{\omega^2} \varphi \frac{\partial n_0}{\partial x} = 0, \quad (2.3)$$

где  $n_0(x)$  — невозмущенная плотность плазмы. В этом уравнении учтено также, что для к. к.  $\Omega_0 \gg k_y g / \omega_{Hi}$ .

Из (2.3) нетрудно получить дисперсионное уравнение для интересующих нас возмущений (имеющих вид желобков, сильно вытянутых вдоль магнитного поля):

$$\omega^2 = \begin{cases} -\gamma_0^2 & \text{при } a \gg \lambda_{\perp}, \\ -\gamma_0^2 \frac{a}{\lambda_{\perp}} & \text{при } a \ll \lambda_{\perp}. \end{cases} \quad (3.3)$$

Здесь  $\lambda_{\perp}$  — поперечный размер желобка,  $\gamma_0 = \sqrt{g/a}$  — инкремент неустойчивости. Итак, получается, что при развитии желобка до размеров, значительно превышающих размер неоднородности  $a = [d \ln n / dx]^{-1}$ , инкремент неустойчивости сильно уменьшается и неустойчивость затухает, желобок спадает.

Период флуктуаций, возникающих из-за желобковой неустойчивости, можно оценить, считая, что плотность падает на два порядка на размерах  $d_{\perp}/2 \sim 1 \cdot 10^9$  см — полутолщине к. к. Тогда  $a \approx [\ln 100]^{-1} d_{\perp}/2 \approx 0.1 d_{\perp} \sim 2 \cdot 10^8$  см и время развития желобка

$$t_0 = \gamma_0^{-1} \approx \sqrt{\frac{a}{g}} = 10^2 \text{ сек.} \sim \frac{2\pi}{\Omega_0}, \quad (4.3)$$

т. е. совпадает с наблюдаемыми временами флуктуаций радиопотока от л. и.

Пренебрежение широм и конечностью лармовского радиуса ионов, сделанное при выводе (3.3), совершенно правомочно в условиях к. к. Однако учет того, что  $k_z = 2\pi/\lambda_z \neq 0$ , где  $\lambda_z$  — продольный размер желобка, может привести к существенным дополнениям в формуле (3.3). Дело в том, что область неустойчивости  $AA'$  (см. рис. 1) имеет конечную длину  $L_{AA'} \sim \pi R$ , поэтому нас должны интересовать только те возмущения, чьи амплитуды на границах к. к. (в пятнах) равны нулю. Для этого необходимо, чтобы  $k_z = 2\pi/\lambda_z$  принимало дискретные значения

$$k_z = \frac{s\pi}{L_{AA'}}, \quad (5.3)$$

где  $s=1,2,3, \dots$

Поскольку в к. к. выполняются следующие условия:

$$\Omega_0 = \frac{2\pi}{P_0} \ll \nu_{ei}; \quad \Omega_0 \gg \frac{(k_z v_{Ti})^2}{\nu_{ei}}; \quad \Pi_e = \left(\frac{a\omega_0 e}{c}\right)^2 \gg \frac{\nu_{ei}}{\Omega_0},$$

то учет конечности продольного волнового числа приводит к непотенциальности возмущений [15]

$$\text{rot } \vec{E} \neq 0, \text{ т. е. } \vec{E} \neq \text{grad } \varphi.$$

Дисперсионное уравнение для таких непотенциальных возмущений имеет вид:

$$\omega^2 - k_z^2 v_A^2 = \begin{cases} -\gamma_0^2 & \text{при } a \gg \lambda_{\perp}, \\ -\gamma_0^2 \frac{a}{\lambda_{\perp}} & \text{при } a \ll \lambda_{\perp}. \end{cases} \quad (6.3)$$

Здесь  $k_z = \frac{s\pi}{L_{AA'}}$ ,  $v_A = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}}$  — альфвеновская скорость. Из (6.3) нетрудно видеть следующее.

1. Для неустойчивости к. к. необходимо, чтобы  $\text{Im}(\omega) > 0$ , т. е.

$$k_z v_A < \gamma_0 \text{ или } D_{AA'} = \frac{2L_{AA'}}{\pi} > 2 \frac{v_A^2}{v_{Ti}^2} \cdot a = D_{\min}. \quad (7.3)$$

Здесь для нахождения  $D_{\min}$  принималось  $v_{Ti}^2/R \gg g_{\odot}$ .

2. Даже если  $D > D_{\min}$  и к. к. неустойчива, в процессе своего развития желобок становится стабильным, когда его размеры превышают значение

$$\lambda_{0s} = \frac{1}{2s^2} \frac{v_{Ti}^2}{v_A^2} D. \quad (8.3)$$

3. Имея к этому моменту (когда  $\lambda_{\perp} \geq \lambda_{0s}$ ) направленную вверх скорость  $v = \sqrt{(v_{Ti}^2/R - g)\lambda_{0s}}$ , желобок пройдет по инерции еще на  $\lambda_{0s}$ , остановится и под действием возвращающих сил вернется в начальное положение. Легко показать, что период этого колебательного процесса равен

$$P_s = \frac{4D}{sv_A}. \quad (9.3)$$

Нетрудно видеть из (8.3) и (9.3), что спектр желобковых возмущений имеет кратные гармоники с амплитудами, убывающими с номером гармоник по закону

$$A_s = A_1 \frac{1}{s^2}. \quad (10.3)$$

Может возникнуть вопрос, что будет с теми гармониками, которые из-за слишком большого  $s > s_0 = \sqrt{\lambda_{01}/a}$  становятся стабильными. Можно показать, что они тоже дают свой вклад в флуктуации поверхности к. к. (хотя он и значительно меньше вклада от неустойчивых мод). Действительно, время стабилизации  $s$ -й моды желобкового возмущения  $\tau_s \sim L_{AA'}/sv_A$ , а расстояние, на которое за это время уйдет желобок, можно оценить как  $\lambda_s \sim g_{\text{эфф}} \tau_s^2/2 = a (s_0/s)^2 < a$ .

Таким образом, получили, что спектр флуктуаций поверхности к. к. с номером гармоники спадает как  $1/s^2$  и не имеет резкого завала в области стабильных гармоник  $s > s_0$ .

#### 4. Оценка параметров флуктуаций, вызываемых балонной модой желобковой неустойчивости корональной конденсации

Можно оценить, к каким флуктуациям интенсивности радиоизлучения могут привести рассмотренные выше желобковые возмущения поверхности к. к. В области  $\mathcal{H}$  (см. рис. 1) слабополяризованного излучения желобковые возмущения будут в основном создавать флуктуации радиоизлучения благодаря модуляции плотности и магнитного поля. Количественная оценка этого эффекта пока затруднительна. В области  $\mathcal{T}$  (гирослой над пятнами) оценить флуктуации потока значительно проще. Действительно, при наблюдениях на диске областей  $\mathcal{T}$  выглядеть пятнами будут внешние (по отношению к центру активной области) стороны, которые подвержены флуктуациям типа языков с размерами  $\lambda_h$ , где  $\lambda_h$  — размер желобка на высоте  $h$  над пятном. Поскольку форма желобка квазисинусоидальная, величина  $\lambda_h$  может быть оценена как  $\lambda_h = \lambda_{0s} \cdot 2h/(L_{AA'}/s)$ . Амплитуда же флуктуаций интенсивности радиоизлучения из области  $\mathcal{T}$  определяется флуктуациями ее площади, т. е. при синусоидальных возмущениях границы области имеем нижнюю оценку амплитуды флуктуаций:

$$\frac{\Delta J_{\mathcal{T}}}{J_{\mathcal{T}}} = \frac{\Delta S_{\mathcal{T}}}{S_{\mathcal{T}}} = \frac{4\lambda_h}{3d_{\mathcal{T}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_s}} \approx 1.33 \frac{\lambda_{0s}}{\lambda_{\perp}} \cdot \frac{2h}{(L_{AA'}/s)} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_s}}, \quad (1.4)$$

где  $N_s \sim \pi d_{\perp}^2/2\lambda_{0s}$  — число желобков  $s$ -моды. Поскольку наблюдения дают  $I_{\mathcal{T}} = l \cdot I_{\text{л. и.}}$ , где  $I_{\text{л. и.}}$  — полное радиоизлучение л. и.,  $l \approx 0.3 \div 0.7$ ; мы имеем оценку флуктуаций радиоизлучения от л. и.  $S$ -компоненты:

$$\frac{\Delta J_{\text{л. и.}}}{J_{\text{л. и.}}} \approx \frac{h}{(L_{AA'}/s)} \cdot \frac{\lambda_{0s}}{d_{\mathcal{T}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_s}}. \quad (2.4)$$

Теперь, основываясь на формулах (1. 2), (7. 3), (8. 3), (9. 3), (2. 4), приведем численные выражения для оценки параметров ожидаемых флуктуаций интенсивности радиоизлучения л. и.

1. Условия существования таких флуктуаций от л. и. определяются неравенствами:

$$10^9 \text{ см} \left( \frac{d_{\perp}}{2 \cdot 10^9 \text{ см}} \right) \left( \frac{H}{10 \text{ э}} \right)^2 \left( \frac{n}{10^{10} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \left( \frac{T}{2 \cdot 10^6 \text{ }^{\circ}\text{K}} \right)^{-1} = D_{\min} < D < < 2 \cdot 10^{10} \text{ см} \left( \frac{T}{2 \cdot 10^6 \text{ }^{\circ}\text{K}} \right) = D_{\max}. \quad (3. 4)$$

Здесь и далее  $D$  — расстояние между ведущим и последующим основными пятнами активной области (размер активной области), над которой л. и. может давать колебания радиоизлучения,  $d_{\perp}$  — толщина корональной конденсации.

2. Периоды флуктуаций радиоизлучения л. и. на различных гармониках

$$P_s \sim \frac{2 \cdot 10^3 \text{ сек.}}{s} \left( \frac{H}{10 \text{ э}} \right)^{-1} \left( \frac{n}{10^{10} \text{ см}^{-3}} \right)^{1/2} \left( \frac{D}{10^{10} \text{ см}} \right). \quad (4. 4)$$

3. Амплитуда желобков в корональной конденсации:

$$\frac{\lambda_{0s}}{d_{\perp}} = \frac{1}{s^2} \left( \frac{T}{2 \cdot 10^6 \text{ }^{\circ}\text{K}} \right) \left( \frac{H}{10 \text{ э}} \right)^{-2} \left( \frac{n}{10^{10} \text{ см}^{-3}} \right) \left( \frac{D}{10^{10} \text{ см}} \right) \left( \frac{d_{\perp}}{2 \cdot 10^9 \text{ см}} \right)^{-1}. \quad (5. 4)$$

4. Вызываемые желобками флуктуации радиоизлучения можно грубо оценить как

$$\frac{\Delta J_s}{J_{\text{л. и.}}} \sim \frac{0.1}{s^2} \left( \frac{h}{10^9 \text{ см}} \right) \left( \frac{D}{10^{10} \text{ см}} \right)^{-1} \frac{\lambda_{01}}{d_{\perp}}. \quad (6. 4)$$

Видно, что при типичных параметрах к. к.  $T_{\text{к.к.}} = 2 \cdot 10^6 \text{ }^{\circ}\text{K}$ ;  $H_{\text{к.к.}} = 10 \text{ э}$ ;  $n_{\text{к.к.}} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ;  $D = 10^{10} \text{ см}$ ;  $d_{\perp} = 2 \cdot 10^9 \text{ см}$ ;  $h = 10^9 \text{ см}$  желобковые возмущения дают флуктуации радиоизлучения л. и., теоретическая оценка которых хорошо совпадает с наблюдениями:

$$P_s \sim \frac{2 \cdot 10^3 \text{ сек.}}{s}; \quad \frac{\Delta J_s}{J_{\text{л. и.}}} \sim \frac{0.1}{s^2}.$$

Понятно, что при  $s \gg 1$  будет  $\frac{\Delta J_s}{J_{\text{л. и.}}} \sim \frac{\lambda_s}{N_s^{1/2}} \cdot \frac{1}{(L_{AA'}/s)}$ , где  $N_s$  — число желобков.

Такое совпадение теоретических предсказаний и наблюдений дает нам возможность утверждать, что именно балонная мода желобковой неустойчивости корональной конденсации обуславливает наблюдаемые флуктуации потока от локальных источников  $S$ -компоненты солнечного радиоизлучения.

Возвратимся к вопросу оценки параметров флуктуаций радиоизлучения л. и., вызываемых воздействием потока волн из конвективной зоны. Как показано в работе [17], основным механизмом, способным вызвать такие флуктуации, может быть изменение магнитного поля в области гирослоев. Как было показано в § 1, флуктуация полного излучения из гирослоев  $\Delta J_{\text{л. и.}}/J_{\text{л. и.}} = N^{-1/2} (\Delta J/J)_0 \leq 0.06 J_{\text{л. и.}}$ , где  $N \approx 300$  — число плоских фронтов волн, одновременно пронизывающих гирослой с размерами  $d_{\perp} \approx 10^9 \text{ см}$ ,  $(\Delta J/J)_0$  — флуктуация радиоизлучения, вызванная одной такой волной с размерами фронта  $l_{\perp} \approx l_{\text{конв. ян.}} \approx 600 \text{ км}$ . Величину  $(\Delta J/J)_0$  можно оценить, зная изменение яркостной температуры в зависимости от магнитного поля  $\partial T_{\text{я}}/\partial H$ . Согласно [17],  $\partial T_{\text{я}}/\partial H \sim 10^3 \text{ }^{\circ}\text{K}/\text{э}$ . Магнитное



поле в волне возмущается на величину  $\Delta H$ , определяемую из условия  $\Delta H/H_0 \leq v/v_A$ , где  $v$  — скорость возмущения:  $v = v_{\text{конв. яч.}} \approx 2$  км/сек., а  $v_A \geq \sqrt{T_i/m} \approx 100$  км/сек. для  $T = 10^6$  К. Т. е.  $\Delta H \sim 0.02H$  и при  $H_0 \approx 10^3$  э можно оценить флуктуации интенсивности  $(\Delta J/J)_0 \approx \Delta T_i/T_i \approx 0.1$ . Общий же поток флуктурует на величину  $\Delta J_{\pi, s}/J_{\pi, s} = N^{-1/2} \cdot 0.1 \approx 0,006$ .

Следовательно, когда амплитуда флуктуаций  $s$ -й гармоники от желобковой неустойчивости станет меньше 1%, то можно ожидать искажения, подъема спектра из-за вклада идущих из конвективной зоны волн.

Конечно, возможно предполагать существенное увеличение амплитуды вынужденных флуктуаций, если допускать, что к. к. есть некая резонансная система с частотами собственных колебаний  $\omega_s = s\omega_0$ . Однако такое рассмотрение вряд ли имеет смысл, поскольку к. к. неустойчива на этих модах сама по себе, независимо от амплитуды возбуждающих возмущений, и амплитуда флуктуаций, вызываемых неустойчивостью, не зависит от природы и амплитуды возбуждения. Если все же оценить амплитуду желобковых возмущений  $\lambda_{0s}$  (пренебрегая неустойчивостью к. к.), вызываемых возмущениями со спектром  $F(\omega)$  на границе к. к. с затуханием

$$\gamma(\omega) = \begin{cases} \infty & \text{при } \omega \neq \omega_s, \\ \gamma_s & \text{при } \omega = \omega_s, \end{cases}$$

и при этом  $\gamma_s$  оценивать как джоулевые потери, то можно получить

$$\lambda_{0s} \sim \frac{F(\omega_s)}{\gamma_s} \text{ и } \gamma_s \sim \frac{\lambda_{0s}^2}{(L_{AA}/s)^2},$$

что дает  $\lambda_{0s} \sim F(\omega_s)/(s^2)$ . С учетом, что искажающие границу гирослоя язычки флуктуруют независимо, а число их  $N_s \approx d_{\perp}/\lambda_{0s}$ , имеем флуктуации потока радиоизлучения, обусловленные флуктуациями площади

$$\frac{\Delta J_{\pi, s}}{J_{\pi, s}} \approx \frac{\lambda_{0s}}{d_{\perp}} N_s^{-1/2} \approx \frac{F(\omega_s)^{1/2}}{s^2}.$$

Спектр флуктуаций радиоизлучения от л. и., вызываемый волнами из-под фотосферы, быстро падает по такому же закону, как и вызываемый желобковыми возмущениями. Следовательно, если вкладом в флуктуации, обусловленным волнами, можно пренебречь на основных (неустойчивых гармониках), то то же самое можно сделать и на более высоких модах. Возможно, однако, что значительное увеличение  $F(\omega_s)$  на какой-то гармонике  $s^*$  сделает этот вклад наблюдаемым, как аномально высокую амплитуду нескольких высокочастотных гармоник на спаде спектра желобковой неустойчивости. Этот эффект можно ожидать в области периодов 800 сек. — 300 сек.

### 5. Наблюдательные проявления желобковых неустойчивостей корональной конденсации

Отметим чрезвычайно интересную особенность исследуемых желобковых возмущений к. к. Согласно современным представлениям [18], благодаря увлечению магнитного поля активной области солнечным ветром происходит разрыв силовых линий и над корональной конденсацией образуется особая точка типа Y с исходящим из нее в межпланетное пространство токовым слоем (рис. 2). Как было показано в работе [19], достаточно быстрое возмущение магнитного поля в окрестности особой точки может приводить к высвобождению за малые времена в токовом слое большого количества энергии поля, окружающего особую точку. Внешне этот процесс должен наблюдаться как солнечная вспышка. Возмущением, ини-

цирующим вспышку, обычно бралось быстрое изменение параметров солнечных пятен (площади, напряженности магнитного поля). Однако роль подобной «спускового крючка» вспышки может играть рассмотренная нами балонная мода желобковой неустойчивости к. к. Как только размер желобка  $\lambda_{кр}$  превысит расстояние от поверхности корональной конденсации до особой точки  $l_0^*$ , желобок со скоростью  $v = \sqrt{g_{эфф} \cdot \lambda_0} \approx 10^7$  см/сек. пересечет особую точку, создавая тем самым необходимые для вспышки условия.

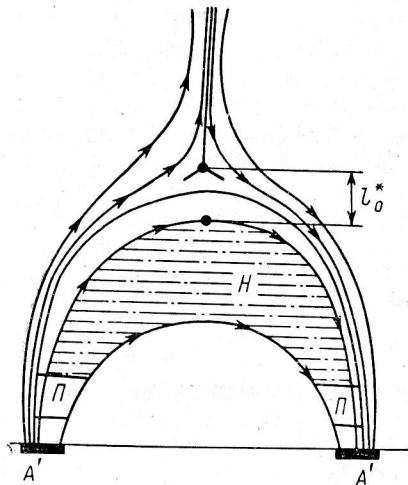


Рис. 2. Корональная конденсация и особая точка типа Y.

Предложенный механизм объясняет наблюдаемое [17] увеличение амплитуды флуктуаций с периодом  $P \approx 420$  сек. поляризованного радиоизлучения л. и. перед вспышками, а также статистику проявлений солнечных вспышек в различных диапазонах волн [20]. Вычисляя критическую температуру  $T_{кр}$  и плотность  $n_{кр}$ , при которых  $\lambda_{кр} \approx l_0^*$ , можно по наблюдениям роста температуры к. к.  $T(t)$  предсказывать моменты возможных вспышек. Эту задачу проще решить, организовав патрульные наблюдения за флуктуациями радиоизлучения л. и. и предположив возможность вспышки при превышении амплитуды флуктуаций некоторого критического порога  $(\Delta J_s / J_{л.и.})_{кр}$ , значение которого определяется для каждого л. и. из условия  $\lambda_0 = l_0^*$ .

Отметим еще ряд проявлений желобковой неустойчивости к. к., наблюдаемых в оптическом диапазоне. Согласно [21, 22], в к. к. наблюдаются большие турбулентные движения со средней скоростью до 33 км/сек. Этот результат может быть понят как наблюдения движений желобков. Скорость их движений  $v \approx v_{Ti} \sqrt{\lambda_0 / R} \approx 50$  км/сек. для типичных к. к. Другой наблюдательный факт — разделение к. к. на несколько новых петель можно понять, как следствие слишком больших желобковых возмущений с  $\lambda_{0L} \geq d_L$ , приводящих к саморазвалу системы. Подобная ситуация, как видно из формулы (5.4), является совершенно реальной.

В пользу существования желобковых возмущений над пятнами даже в областях с большими магнитными полями свидетельствуют обнаруженные колебания вектора напряженности магнитного поля в работе [23].

## 6. Краткие выводы

Во второй части работы из анализа балонной моды желобковой неустойчивости корональной конденсации получены следующие результаты.

1. Предсказываемые теорией времена развития балонной моды желобковых возмущений корональных конденсаций ( $P \sim 10^2$  сек. —  $2 \times 10^3$  сек.) совпадают с наблюдаемыми периодами колебаний потока от локальных источников S-компоненты солнечного сантиметрового радиоизлучения.

2. Предсказываемый спектр флуктуаций, обусловленных неустойчивостью корональной конденсации, имеет кратные частоты  $\omega_s = s \omega_1$ , что объясняет результаты наблюдений.

3. Оценочное значение амплитуд флуктуаций  $\Delta J_s / J_{л.и.} \sim 0.1/s^2$  тоже хорошо согласуется с наблюдениями.

4. Представляется возможным прогнозировать часть солнечных вспышек получением критического размера желобка или, что то же самое, критической амплитуды флуктуаций.

В заключение авторы выражают признательность и глубокую благодарность С. Б. Пикельнеру и Ю. Н. Парийскому за весьма плодотворное обсуждение ряда вопросов.

#### Литература

1. Л. А. Пустильник, Н. П. Стасюк, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), наст. том, стр. 55.
2. J. R. Jokipii, *Astrophys. J.*, **161**, 3, 1, 1147, 1970.
3. E. E. Salpeter, *Astrophys. J.*, **147**, 2, 433, 1967.
4. M. H. Cohen, E. J. Gunderman et al. *Astrophys. J.*, **147**, 2, 449, 1967.
5. Е. Н. Паркер. Динамические процессы в межпланетной среде. Изд-во «Мир», М., 1965.
6. J. Aarons, J. P. Mullen and H. E. Whitney, *J. geophys. Res.*, **74**, 884, 1969.
7. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», М., 1964.
8. R. Kundu. *Solar radio astronomy*. Interscience, N. Y.—L., 1965.
9. M. Waldmeier und H. Müller, *Z. Astrophys.*, **27**, 1, 58, 1950.
10. G. Jr. Newkirk, *Astrophys. J.*, **133**, 3, 983, 1961.
11. И. С. Шкловский. Физика солнечной короны. Изд. 2-е, ГИФМЛ, М., 1962.
12. К. де-Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. ИЛ, М., 1962.
13. В. П. Васильев, *Астрон. цирк.* № 549, 3, 1970; *Астрон. ж.*, **49**, 5, 1073, 1972.
14. И. А. Житник, М. А. Лившиц, *Астр. ж.*, **49**, 1, 137, 1972.
15. В. В. Фомичев, И. М. Черток, *Астр. ж.*, **42**, 6, 1256, 1965.
16. А. Б. Михайловский. Теория плазменных неустойчивостей. Том 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. «Атомиздат», М., 1971.
17. В. Г. Леденев, В. П. Нефедьев, Г. Б. Гельфрейх, *Исслед. по астрономии и геомагнетизму* (Изв. СибИЗМИР).
18. J. H. Piddington. *Cosmic electrodynamics*. Wiley-Interscience, New York, 1969.
19. С. И. Сыроватский, *Журнал эксперим. и теор. физики*, **60**, 1727, 1971.
20. Г. Б. Гельфрейх, Н. П. Стасюк, *Бюллетень «Солнечные данные»*, Изд-во «Наука», Л., № 7, 100, 1969.
21. И. А. Прокофьева, *Изв. Главн. астрон. обс.*, **22**, вып. 4, № 169, 9, 1961.
22. D. E. Billings and R. C. Lehman, *Astrophys. J.*, **136**, 1, 258, 1962.
23. А. Б. Северный, *Астр. ж.*, **44**, 3, 481, 1967.

#### ПРИМЕЧАНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

Согласно последним результатам М. М. Кобрин и др. (*Астрон. цирк.*, № 789, 2, 1973), флуктуации солнечного радиоизлучения перед мощными протонными вспышками 2—7 августа 1972 г. вели себя как раз в согласии с предлагаемой схемой спускового крючка, а именно: примерно за сутки до вспышки начиналось нарастание амплитуды и периода флуктуаций, причем к моменту вспышки амплитуда увеличивалась в несколько раз (!), что прямо согласуется с рассмотренной выше моделью.