

ТЕОРИЯ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ЗЕБРА-СТРУКТУРЫ В СОЛНЕЧНОМ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ

Е.Я. Злотник

THE THEORY OF THE ORIGIN OF ZEBRA STRUCTURE IN SOLAR RADIO EMISSION

E.Ya. Zlotnik

Обсуждаются сильные и слабые стороны различных теорий происхождения тонкой структуры на динамических спектрах солнечного радиоизлучения, наблюдаемой в виде квазиэквидистантных полос повышенного и пониженного излучения (зебра-структура).

Большая часть работ, предлагающих интерпретацию зебра-структуры, основана на использовании плазменного механизма генерации радиоизлучения, который состоит в возбуждении плазменных (электростатических) волн с последующей трансформацией их в электромагнитное излучение. Плазменные волны могут возбуждаться за счет кинетической неустойчивости на частотах верхнего гибридного резонанса (в областях двойного плазменного резонанса в распределенном источнике). В некоторых работах в качестве причины появления полос излучения и поглощения рассматриваются вистлеры. Альтернативная теория предполагает существование в короне компактного источника с захваченными плазменными волнами, что легко обеспечивает дискретный спектр. Еще одна интерпретация основана на специальных эффектах, которые могут возникать при распространении радиоволн в короне: чередующиеся полосы более сильного и более слабого излучения, как предполагается, могут быть результатом интерференции радиоволн на некоторой периодической структуре в короне.

Все предлагаемые в литературе механизмы анализируются с точки зрения возможности объяснения как можно большего числа наблюдаемых свойств тонкой структуры в рамках модели источника с реальными физическими параметрами. Приводятся аргументы в пользу того, что механизм, основанный на действии двойного плазменного резонанса в неоднородной корональной петле, наилучшим образом объясняет всю совокупность наблюдаемых свойств зебра-структуры в дециметровом и метровом диапазонах волн.

The strengths and weaknesses of different theories of the origin of the fine structure in dynamic spectra of solar radio emission observed in the form of quasi-equidistant bands of enhanced and reduced emission (zebra-structure) are discussed.

Most papers interpreting the zebra-structure rest on the use of the plasma mechanism of radio-emission generation which involves the excitation of plasma (electrostatic) waves with their subsequent transformation into electromagnetic radiation. Plasma waves may be excited due to kinetic instability at hybrid resonance frequencies (in regions of the double plasma resonance in a distributed source). In some papers, a cause of appearance of emission and absorption bands is considered to be whistlers. An alternative theory suggests that there is a compact source with trapped plasma waves in the corona that easily provides the discrete spectrum. One more interpretation relies on special effects which may occur during radio wave propagation in the corona: alternate bands of strong and weaker emission are assumed to be a result of radio wave interference on some periodic structure in the corona.

All mechanisms proposed in the literature are analysed with respect to the possibility of explaining as many observable fine-structure properties as possible within the framework of the source model with real physical parameters. Arguments are presented for the fact that the mechanism based on the action of the double plasma resonance in the inhomogeneous coronal loop can best explain all observable zebra-structure properties in decimetric and metric wavebands.

Введение

Зебра-структура представляет собой один из самых интересных видов тонкой структуры спектра солнечного радиоизлучения. Она отражается в динамических спектрах в виде нескольких или многочисленных параллельно дрейфующих полос повышенного и пониженного излучения и регистрируется в течение более чем 40 лет многими солнечными радиоспектрографами в метровом, дециметровом и – с недавнего времени – в сантиметровом диапазонах длин волн. Как правило, зебра-структура появляется на посттесненной стадии развития активности на фоне континуума IV типа. Несмотря на то, что наблюдаемые свойства указанной структуры изучены достаточно хорошо и первые интерпретации ее появились в печати много лет назад, дискуссии по поводу ее происхождения продолжаются до настоящего времени. Целью настоящей работы является сравнительный анализ различных теорий происхождения зебра-структуры с точки зрения наилучшего объяснения всей совокупности наблю-

даемых характеристик полосатых спектров, а также исходя из реализуемости предложенных моделей источников в условиях солнечной короны.

Типичные примеры спектров с зебра-структурой приведены на рис. 1 [Elgaroy, 1961; Slottje, 1972; Chernov et al., 1999; Aurass et al., 2003; Zlotnik et al., 2003]. Подчеркнем, что мы не ставим себе целью дать исчерпывающий обзор наблюдений зебра-структуры. Детальное описание наблюдательных данных можно найти в обзорах Чернова [Chernov, 2006, 2010]. Мы выделяем и анализируем только основные свойства зебра-структуры, которые должны объясняться теорией.

Прежде всего, теория должна объяснить основное свойство – наличие многочисленных полос повышенного излучения и поглощения, их гармоническую структуру (полосы почти эквидистантны, или расстояние между ними слегка меняется с частотой и временем, причем это расстояние много меньше самой частоты). Механизм излучения и модель источника должны также обеспечить параллельный

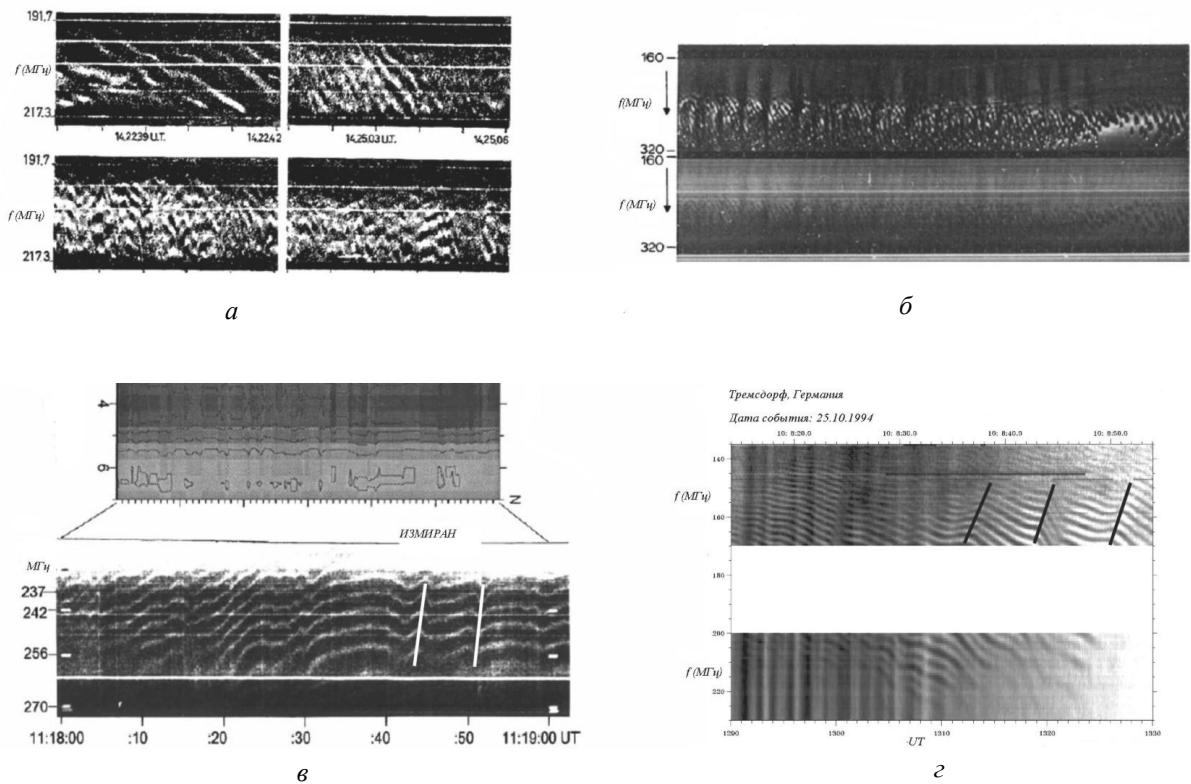


Рис. 1. Примеры динамических спектров солнечного радиоизлучения с зебра-структурой: *а* – [Elgaroy, 1961], *б* – [Slottje, 1972], *в* – [Chernov et al., 1999], *г* – [Aurass et al., 2003; Zlotnik et al., 2003].

частотный дрейф полос и относительно большое время жизни структуры (минуты и часы). Излучение зебра-полос, как правило, сильно поляризовано, знак поляризации совпадает для зебра-структур и фонового излучения и соответствует, за отдельными исключениями, обычновенной волне.

Ниже все теории, предложенные в литературе для объяснения зебра-структур, поделены на три основные группы.

Первая и самая большая группа представляет механизмы излучения и модели источника, обеспечивающие формирование полосатого спектра в самом источнике излучения благодаря возбуждению продольных плазменных (электростатических) волн неравновесными электронами в корональных магнитных петлях.

Вторая группа в качестве источника зебра-структуры предлагает низкочастотные электромагнитные волны-вистлеры, которые также могут возбуждаться в короне неравновесными электронами.

Третья группа объясняет происхождение зебра-структур как результат распространения радиоволн через некую среду с периодически меняющимися параметрами. Вследствие дифракции вместо первоначального плавного континуума на динамическом спектре могут появиться квазивидистантные полосы повышенного и пониженного излучения.

В настоящей работе сравнивается, в какой мере предложенные теории происхождения зебра-структур способны объяснить всю совокупность данных о свойствах этой тонкой структуры (см. также [Zlotnik, 1972]). Кроме того, при сравнении различных теорий происхождения учитывается также, насколько реализуемы в солнечной короне требования к частотам и физическим условиям в источнике излучения.

1. Теории, основанные на генерации плазменных волн

Тонкая структура частотного спектра вместе с наблюдаемой высокой яркостной температурой излучения указывают на то, что механизм излучения является когерентным. Более того, сравнительно большая продолжительность всплесков IV типа с зебра-структурой означает, что повышенное излучение (если гармоническая структура создается в самом источнике) генерируется электронами, которые имеют неравновесное распределение по попечерным относительно магнитного поля скоростям (захваченные электроны с распределениями типа ring или с конусом потерь). Это отличает радиоизлучение IV типа с тонкой структурой от короткоживущих всплесков III типа и других быстро дрейфующих всплесков, которые связаны с потоками электронов, распространяющимися в короне вдоль силовых линий магнитного поля (т. е. с электронами, неравновесными по продольным относительно магнитного поля скоростям). Поскольку продольные плазменные волны не могут выйти за пределы солнечной короны из-за сильного затухания в разреженных слоях на трассе распространения, теория зебра-структур, основанная на неустойчивости плазменных волн, должна включать в себя механизм конверсии плазменных волн в электромагнитное излучение, свободно покидающее корону.

1.1. Моды Бернштейна

На первый взгляд зебра-структура представляет собой излучение на гармониках некоторой фундаментальной частоты, и первые работы [Rosenberg, 1972; Chiuderi et al., 1973], посвященные происхож-

дению зебра-структур, развивали именно эту точку зрения. Такой фундаментальной частотой вряд ли может быть плазменная частота $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_0/m}$ (где N_0 – концентрация электронов в основной равновесной плазме, e и m – заряд и масса электрона соответственно), поскольку наблюдаемое расстояние между полосами $\Delta\omega \approx 2\pi(2-15)$ МГц соответствует электронной концентрации $N_0 \approx 5 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, которая слишком низка для источников метрового и дециметрового излучения в солнечной короне. Наиболее вероятным кандидатом является электронная гирочастота $\omega_B = eB/(mc)$, где B – магнитное поле, c – скорость света. Теория, выдвинутая в [Rosenberg, 1972; Chiuderi et al., 1973] в 70-е гг., предложила следующую схему генерации зебра-структур. Электроны, захваченные в магнитную ловушку в активной области и имеющие неравновесное распределение по поперечным относительно магнитного поля скоростям, локализованы в источнике малых размеров, где плазма слабо анизотропна ($\omega_p \ll \omega_B$) и магнитное поле однородно ($B = \text{const}$). Эти электроны возбуждают продольные электростатические волны на частотах, кратных гармоникам электронной гирочастоты, т. е. так называемые моды Бернштейна на частотах $\omega = s\omega_B$ и плазменные волны на частоте верхнего гибридного резонанса $\omega_{uh} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_B^2} \approx \omega_p$. Принимаемое радиоизлучение есть результат нелинейного слияния этих волн с образованием электромагнитного излучения на суммарной частоте

$$\omega = \omega_p + s\omega_B, \quad (1)$$

что и обеспечивает гармоническую структуру спектра с расстоянием между полосами, равным электронной гирочастоте $\Delta\omega = \omega_B$, которая много меньше суммарной частоты. Следует отметить, что, в принципе, это могло бы дать метод прямого измерения магнитных полей в короне.

Теория кинетической неустойчивости на модах Бернштейна развивалась позднее в работах [Zheleznyakov, Zlotnik, 1975a, b; Федоренко, 1975; Злотник, 1976; Kuznetsov, 2005]. Расчеты частотной зависимости инкрементов мод Бернштейна показали, что возбуждение происходит в относительно узких (по сравнению с гирочастотой) частотных интервалах и максимальные инкременты достигают значений

$$\gamma_{\max}^{\text{BM}} \sim 10^{-2} \frac{N_e}{N_0} \omega_B, \quad (2)$$

где N_e – концентрация неравновесных электронов. Нелинейное слияние мод Бернштейна с волнами на частоте верхнего гибридного резонанса, а также мод Бернштейна с разными номерами гармоник было исследовано в работах [Злотник, 1976; Kuznetsov, 2005, Mollwo, Sauer, 1977; Willes, Robinson, 1996; Willes, 1999; Altintsev et al., 2005]. Из оценок, приведенных в указанных работах, следует, что наблюдаемая интенсивность радиоизлучения в полосах зебра-структур может быть достигнута при разумных параметрах равновесной плазмы и неравновесных электронов.

Таким образом, предложенные модель источника и механизм излучения достаточно хорошо объясняют основное свойство зебра-структур – наличие разрешенных гармонических полос с $\Delta\omega \ll \omega$ – и в принципе могут реализоваться в корональных условиях.

Модель легко объясняет синхронные изменения частоты в различных полосах (параллельный частотный дрейф), поскольку все полосы генерируются в одном и том же источнике. Более того, учет релятивистской зависимости массы электрона и гирочастоты от скорости электрона позволил авторам [Zheleznyakov, Zlotnik, 1975a, b] выдвинуть возможное объяснение особой разновидности зебра-структур – так называемых «головастиков», описанных впервые Слотье [Slottje, 1972] и затем, например, в работе [Magdalenic et al., 2006]. Ни один другой механизм не может объяснить причудливый динамический спектр этого элемента тонкой структуры спектра.

Однако рассмотренная схема происхождения зебра-структур может быть применима только к немногим событиям. Прежде всего, благодаря частотной зависимости инкрементов мод Бернштейна, дисперсионным свойствам этих волн и особенностям трансформации их в электромагнитное излучение, рассмотренная схема может обеспечить появление только небольшого (меньше 10) количества полос на динамическом спектре. Это означает, что такой механизм не может быть ответственным за события с 20 и более полосами, которые часто регистрируются в метровом-дециметровом диапазонах. Более того, расстояние между полосами строго равно электронной гирочастоте $\omega_B/(2\pi)$, т. е. в однородном магнитном поле одинаково для всех полос, что не совпадает с результатами наблюдений, в которых часто расстояние между полосами немного меняется с номером гармоники (как правило, растет с уменьшением частоты). Существенным недостатком этой модели является также требование однородности магнитного поля и, следовательно, малых размеров источника, что, в свою очередь, требует очень высокой концентрации неравновесных электронов в источнике излучения.

Что касается величины магнитного поля, полученной из измерений расстояния между полосами, то для некоторых событий с зебра-структурой описанный метод приводит к достаточно реальным значениям магнитного поля: например, для события 2.03.1972 [Slottje, 1972] частотное разнесение $\Delta f = 15$ МГц приводит к значению магнитного поля $B \approx 5$ Гс. Для некоторых событий в микроволновом диапазоне, в частности для зебра-структур, описанной в работе [Kuznetsov, 2005], расстояние между полосами $\Delta f = 150$ МГц приводит к вполне разумному значению $B \approx 50$ Гс. Однако для большинства событий, в частности для спектра, приведенного на рис. 1, г [Aurass et al., 2003; Zlotnik et al., 2003], расстояние между полосами указывает на нереально слабое магнитное поле $B \leq 1$ Гс. В этом случае, как и в большинстве событий, зарегистрированных в метровом-дециметровом диапазонах, зебра-структура не может быть обусловлена неустойчивостью на модах Бернштейна.

1.2. Эффект двойного плазменного резонанса

Альтернативная теория происхождения зебра-структур основана на эффекте двойного плазменного резонанса (ДПР) [Pearlstein et al., 1966] в магнитной трубке. Эта идея была выдвинута и разработана в работах [Zheleznyakov, Zlotnik, 1975a; Kuijpers, 1975; Zheleznyakov, Zlotnik, 1975] и развита позднее в [Zlotnik et al., 2003; Kuijpers, 1980; Berney, Benz, 1978; Winglee, Dulk, 1986; Yasnov, Karlicky, 2004; Kuznetsov, Tsap, 2007]. В рамках этой теории повышенное излучение плазменных волн происходит в тех областях ловушки, где верхняя гибридная частота $\omega_{uh} \approx \omega_p$ совпадает с гармониками электронной гирочастоты (рис. 2):

$$\omega_{uh} = s\omega_B. \quad (3)$$

При этом различные полосы генерируются в разных областях магнитной трубы и расстояние между полосами определяется не только гирочастотой, но и характерными масштабами изменения магнитного поля $L_B = \omega_B (d\omega_B/dh)^{-1}$ и электронной концентрации $L_N = \omega_p (d\omega_p/dh)^{-1}$ с высотой [Zheleznyakov, Zlotnik, 1975a, b; Winglee, Dulk, 1986]:

$$\Delta\omega/\omega_B \approx L_B / |L_N - L_B| \approx L_B / L_N. \quad (4)$$

Последнее соотношение справедливо при разумном предположении о том, что магнитное поле меняется с высотой быстрее, чем электронная концентрация ($L_B \ll L_N$). В этом случае расстояние между полосами может быть существенно меньше гирочастоты ω_B , что устраняет противоречие с нереально низким магнитным полем в модели, основанной на возбуждении мод Бернштейна. Более того, в этой модели расстояние между полосами может изменяться с частотой, что согласуется с результатами наблюдений многих событий.

Первоначально для интерпретации зебра-структур были предложены две разновидности ДПР-неустойчивости: кинетическая неустойчивость [Zheleznyakov, Zlotnik, 1975a, b] и гидродинамическая неустойчивость [Kuijpers, 1975]. Однако гидродинамическое приближение справедливо только для достаточно узких распределений неравновесных электронов по скоростям. Это налагает довольно сильные ограничения на концентрацию горячих электронов. Оценки показывают, что даже при самых благоприятных условиях в источнике эта концентрация должна быть немыслимо высокой [Kuijpers, 1980; Zheleznyakov, Zlotnik, 1975]: $N_e \gg (\pi/2) s (v_e/c)^4 N_0 \sim (0.08 \div 0.16) N_0$ (при значениях скорости неравновесных электронов $(v_e/c) = 0.27$ и номерах гармоник $s = 10 \div 20$, принятых в [Zheleznyakov, Zlotnik, 1975a, b]).

Расчеты показали [Zheleznyakov, Zlotnik, 1975a, b; Winglee, Dulk, 1986; Zlotnik et al., 2003; Kuznetsov, Tsap, 2007], что инкремент кинетической неустойчивости в условиях ДПР составляет

$$\gamma_{max}^{DPR} \sim \frac{N_e}{N_0} \omega_B, \quad (5)$$

что существенно превышает инкремент для мод Бернштейна. Это означает, что указанный механизм предполагает довольно мягкие требования к концентрации неравновесных электронов N_e . Из оценок следует, что на частотах $f \sim 100 \div 200$ МГц условие $N_e > 3 \cdot 10^6 N$ является вполне достаточным для того, чтобы преодолеть столкновительное затухание в основной плазме (с температурой $T \sim 10^6$ К) и обеспечить повышенное излучение на частотах (3). В этом случае, как показывают расчеты, ширина «линий» излучения много меньше гирочастоты и расстояния между «линиями», что приводит к появлению спектра с разрешенными полосами.

Поскольку уровни ДПР наверняка существуют в корональной петле, а неустойчивость возбуждается довольно малым количеством неравновесных электронов, предложенная схема совершенно естественным образом объясняет наличие в спектрах многочисленных полос повышенного излучения. При этом расстояние между полосами, их частотный дрейф и величина магнитного поля хорошо согласуются с данными различных наблюдений. Важно отметить, что система уровней ДПР, ответственная за появление полосатого спектра, создается равновесной корональной плазмой, а не энергичными частицами, т. е. она может сохраняться в течение довольно продолжительного времени. Это объясняет существование зебра-структур в течение минут и часов. Кроме того, в этой модели отсутствует ограничение на размер источника и однородность магнитного поля: источник распределен по всей ловушке (см. рис. 2), разные полосы генерируются на разных уровнях ДПР, а следовательно, ограничение на число неравновесных электронов, необходимое для обеспечения наблюдаемой интенсивности излучения полос, является значительно более мягким, чем в модели, основанной на возбуждении мод Бернштейна.

Более того, детальный анализ события 25.10.1994 г., спектр которого приведен на рис. 1, г, привел к получению наблюдательных доказательств генерации зебра-структур в модели ДПР [Aurass et al., 2003; Zlotnik et al., 2003]. Для активной области AR 7792, в которой, согласно гелиографическим наблюдениям, располагался источник зебра-структур, распределение магнитного поля по высоте было восстановлено из оптических измерений на уровне фотосферы. Это дало возможность построить распределение по высоте гармоник гирочастоты ω_B , представленное на рис. 2, б. Точки пересечения горизонтальных линий, соответствующих наблюдаемым частотам зебра-полос в фиксированный момент времени, с системой гармоник определяют высоты уровней ДПР, а кривая, соединяющая эти точки пересечения этих горизонтальных линий с гармониками ω_B , представляет собой распределение электронной концентрации по высоте в магнитной ловушке. Это распределение удивительно хорошо совпадает с барометрическим законом с вполне разумной кинетической температурой $T = 1.2 \cdot 10^6$ К: $N_0 \propto \exp(-2h/10^4 T)$. Необходимо подчеркнуть, что зависимость электронной концентрации от высоты была получена, исходя

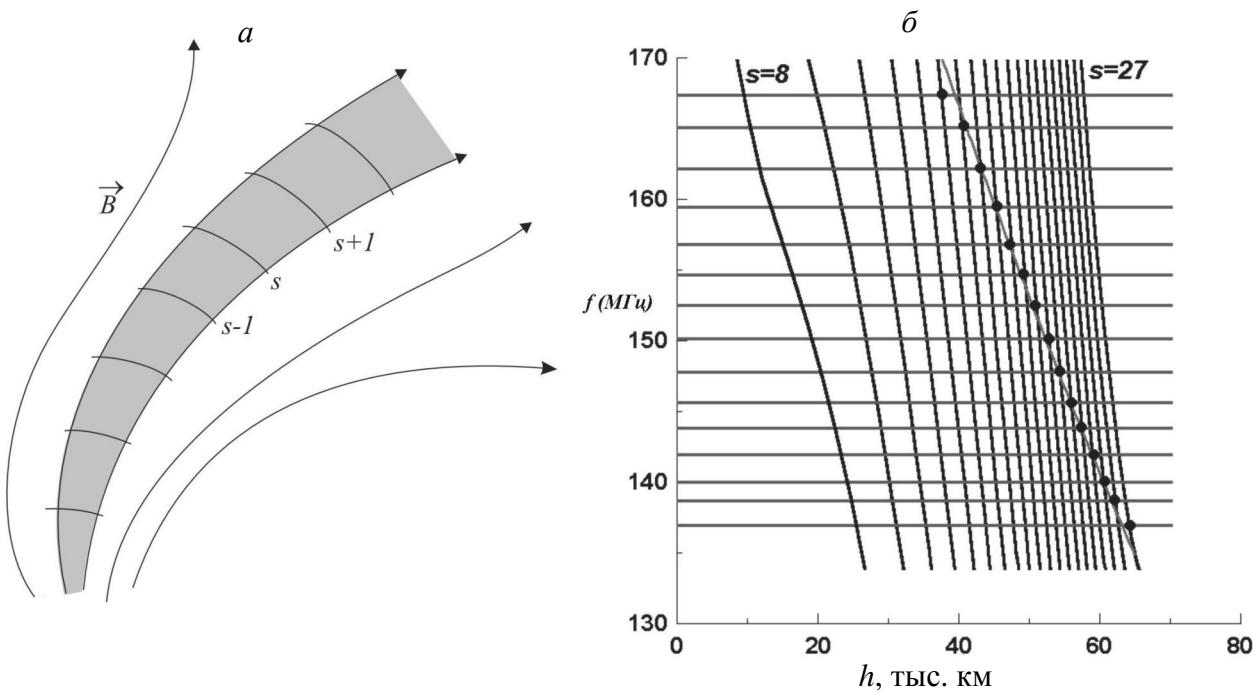


Рис. 2. Уровни ДПР в корональной ловушке [Zlotnik et al., 2003]: *а* – модель источника, *б* – пиковые частоты зебра-полос (горизонтальные линии) в фиксированый момент времени 10:08:23 на рис. 1, *г* и гармоники электронной гиросторонности в зависимости от высоты над фотосферой; точки пересечения обозначают уровни ДПР, а линия, соединяющая их, представляет собой распределение электронной концентрации по высоте.

из двух независимых комплектов данных: измеренные частоты повышенного излучения зебра-структуры и экстраполированное из оптических измерений распределение магнитного поля по высоте. Совпадение полученного распределения концентрации по высоте с наиболее вероятным (с физической точки зрения) барометрическим законом ни в коем случае не может быть случайным: достаточно упомянуть, например, что изменение расстояния между полосами с частотой автоматически совпало с наблюдаемым. Этот пример убедительно показывает, что в данном случае зебра-структура была обусловлена неустойчивостью на уровнях ДПР в магнитной ловушке.

В рамках плазменного механизма вполне естественно объясняется и поляризация наблюдаемого излучения с зебра-структурой. Сам по себе факт сильной поляризации излучения свидетельствует о том, что наблюдаемое излучение есть результат рассеяния плазменных волн на ионах плазмы или слияния их с низкочастотными волнами: $l+i \rightarrow t$, $\omega_p \approx \omega_t$. Электромагнитное излучение на удвоенной плазменной частоте $l+l \rightarrow t$, $\omega_p + \omega_p = \omega_t$, которое могло бы возникнуть при комбинационном рассеянии плазменных волн (слияние плазменных волн с плазменными), не может быть сильно поляризованным, поскольку степень поляризации составляет $p \approx A(\omega_t/\omega_p)$, где A – множитель порядка единицы, и в слабоанизотропной плазме $\omega_t/\omega_p \ll 1$ [Zlotnik, 1981]. Трансформация плазменных волн в электромагнитные без изменения частоты происходит таким образом, что из источника выходит только обыкновенная волна, в соответствии с данными наблюдений поляризации зебра-структуры. Это связано с тем, что уровень отражения необыкновенной волны с частотой ω , определяемый уравнением $\omega^2 - \omega_B^2 - \omega_p^2 = 0$, расположен в короне ниже источника

излучения, высота которого определяется дисперсионным соотношением для плазменных волн $\omega^2 = \omega_p^2 + 3k_{\perp}^2 v_T^2 \approx \omega_p^2 \left(1 + v_T^2/v_e^2\right)$ (см. подробнее [Zlotnik et al., 2003]). Следовательно, необыкновенное излучение не может выйти из короны. В то же время обыкновенная волна той же частоты, уровень отражения которой $\omega^2 = \omega_p^2$ расположен выше области генерации плазменных волн, свободно покидает источник. Те события, в которых зебра-структура регистрируется со знаком поляризации, соответствующим необыкновенной волне, не могут быть объяснены в рамках механизма ДПР. Например, необыкновенное излучение превалировало в зебра-структуре в событии 05.01.2003 г., описанном в [Altyntsev et al., 2005], но по многим другим признакам источника излучения эта структура возникла в источнике малых размеров за счет неустойчивости на модах Бернштейна. В этом случае поляризация излучения может соответствовать разным модам, в зависимости от угла между направлением магнитного поля и лучом зрения [Злотник, 1977].

Отметим, что критические замечания Чернова [Chernov, 2006, 2010] относительно барометрического распределения концентрации и распределения магнитного поля по высоте, полученных в [Zlotnik et al., 2003] из наблюдательных данных, связаны с недоразумением. Чернов утверждает, что если взять другое распределение магнитного поля по высоте (например, модель Далка–Маклина [Dulk, McLean, 1978]), то моделью ДПР нельзя объяснить наблюдаемые частоты зебра-полос. Однако этот факт никак не может быть аргументом против выдвинутой модели ДПР: магнитное поле в указанном случае было восстановлено по данным оптических измере-

ний на уровне фотосферы (с учетом формы сигмоида, наблюдавшегося в рентгеновском излучении), и нет никаких оснований применять к данному конкретному случаю усредненную модель [Dulk, McLean, 1978]. То же самое касается распределения электронной концентрации на высотах расположения источника зебра-структурь: барометрический закон с температурой $T=1.2 \cdot 10^6$ К получен в [Zlotnik et al., 2003] исходя из сравнения частот наблюдаемых полос зебра-структурь со значениями магнитных полей, полученными также на основании наблюдений, а не из некоторой модели. Дискуссия о том, какая модель лучше применима к данному конкретному случаю, лишена смысла: если найденные распределения параметров способны соответствовать данным наблюдений и не противоречат здравому смыслу, то это доказывает справедливость предложенной модели. Недостатком полученных распределений является аномально низкое значение электронной концентрации на уровне фотосферы, которое получено экстраполяцией барометрического распределения на высоту $h=0$. Однако это значение никак не свидетельствует о неприменимости данного приближения на высотах 40–60 тыс. км, где расположены гармоники с номерами $s=13–27$, рассмотренные в [Zlotnik et al., 2003]: трудно предположить, что температура корональной плазмы не меняется до уровня фотосферы, поэтому полученное барометрическое распределение на низких высотах, естественно, несправедливо.

Возможность объяснения большинства наблюдаемых спектров с зебра-структурой в метровом-десиметровом диапазонах длин волн вызвала и другие возражения ряда авторов (см. например, [LaBelle et al., 2003; Yasnov, Karlicky, 2004; Chernov, 2006; Chernov, 2010;]).

Одно из наиболее распространенных критических замечаний связано с тем, что магнитное поле, якобы требуемое в ДПР-модели, нереально мало в условиях солнечной короны [Chernov, 2006 и ссылки там, Yasnov, Karlicky, 2004;]. Этот аргумент основан на предположении, что частотное разнесение зебра-полос равно электронной гирочастоте $\omega_B/2\pi$. Это утверждение справедливо в том случае, если зебра-структура обусловлена неустойчивостью на модах Бернштейна, и, действительно, такая схема противоречит большинству наблюдаемых событий с зебра-структурой. Однако в модели ДПР расстояние между полосами зебра-структурь определяется не только гирочастотой, но и градиентами магнитного поля и электронной концентрации по высоте (см. (4)), и оценки, сделанные согласно этому соотношению, приводят к вполне реальным значениям магнитных полей в короне.

Среди недостатков модели распределенного источника, обсуждаемых в литературе, упоминается невозможность объяснения синхронных изменений частот различных зебра-полос [LaBelle et al., 2003; Chernov, 2006], поскольку они генерируются в пространственно-разнесенных источниках (см. рис. 2, а). Однако внимательное изучение динамических спектров показывает, что чаще всего изменение частоты полос только кажется одновременным, а на самом

деле изменения происходят с некоторой задержкой во времени (см. динамические спектры на рис. 1, в, г и отрезки прямых, показывающие отрицательный частотный дрейф идентичных деталей). Это означает, что в корональной трубке, действующей как целое, имеют место некие коллективные процессы. В частности, волнообразное изменение частоты полос зебра-структурь с отрицательным частотным дрейфом одинаковых деталей (максимумов и минимумов осциллирующей структуры) в событии 25.10.1994 г. объясняется возбуждением быстрых магнитозвуковых колебаний корональной петли, период которых увеличивается с уменьшением частоты полос [Злотник и др., 2010]. Именно этот эффект вызывает эффект запаздывания по времени на низких частотах и, соответственно, высоких гармониках гирочастоты. В то же время модель двойного плазменного резонанса явно не работает в тех случаях, когда наблюдаются истинно синхронные изменения частот в разных зебра-полосах. В литературе описан только один такой случай [Altyntsev et al., 2005], и авторы корректно объясняют появление зебра-структурь неустойчивостью на модах Бернштейна: небольшое количество наблюдаемых полос и сравнительно большое частотное разнесение в этом случае не противоречат модели точечного источника.

Еще одна якобы слабая сторона модели ДПР, обсуждаемая в литературе (см. [Chernov, 2006, 2010 и ссылки там]), состоит в невозможности объяснить дискретные полосы в спектре зебра-структурь: по мнению критиков этой модели, на уровнях ДПР генерируется излучение в полосе частот, сравнимой с частотным разнесением полос, поэтому результирующий спектр должен представлять собой плавный континуум. Действительно, из некоторых численных расчетов инкрементов кинетической неустойчивости на уровнях ДПР [Winglee, Dulk, 1986; Yasnov, Karlicky, 2004; Kuznetsov, Tsap, 2007] следует, что для функции распределения неравновесных электронов в виде конуса потерь полосы повышенного излучения могут перекрываться между собой и для получения в спектре разрешенных зебра-полос функция распределения должна удовлетворять довольно жестким условиям. Однако численные расчеты в указанных работах были проведены на основе не совсем корректного учета дисперсионных свойств плазменных волн, распространяющихся поперек магнитного поля на частотах ДПР (см. подробнее [Злотник и др., 2009]): дело в том, что приближенное дисперсионное соотношение $\omega^2 = \omega_p^2 + 3k_\perp^2 v_T^2$ (где k_\perp – волновой вектор плазменных волн, v_T – тепловая скорость электронов равновесной плазмы), используемое в [Winglee, Dulk, 1986; Yasnov, Karlicky, 2004; Kuznetsov, Tsap, 2007] в широком диапазоне частот, справедливо только в пределах гибридной полосы, т. е. расстояния между ближайшими к гибридной частоте гармониками гирочастоты, и не может быть применено к частотному интервалу, перекрывающему несколько гармоник. Использование точных дисперсионных соотношений показывает, что ограничения на распределение неравновесных электронов по скоростям

не так существенны для возбуждения неустойчивости в достаточно узких и неперекрывающихся полосах. Расчеты инкрементов ДПР-неустойчивости [Zheleznyakov, Zlotnik, 1975a, b] для функции распределения энергичных электронов типа распределения Dory-Guest-Harris (DGH) [Dory et al., 1965] показали, что зависимость инкремента от частоты имеет характер функции с острый максимумом и шириной, меньшей расстояния между полосами $\Delta\omega$ и много меньшей гирочастоты электронов: $\delta\omega < \Delta\omega < \omega_B$. Естественно, что ширина полосы возбуждаемых частот зависит от ширины функции распределения неравновесных электронов по поперечным относительно магнитного поля скоростям. Результат, полученный выше, относится к случаю достаточно широкого распределения по скоростям $\Delta v_e \sim v_e$ [Zheleznyakov, Zlotnik, 1975a] и показывает, что даже в этом случае результирующий спектр может состоять из разрешенных квазиквадистантных полос. Электроны, имеющие более узкое распределение по скоростям, еще с большей вероятностью могут привести к появлению зебра-структуры. При этом следует учитывать, что скорость v_e энергичных электронов должна быть достаточно высокой: согласно [Zheleznyakov, Zlotnik, 1975a], эффект усиления генерации на ДПР пропадает, если v_e превышает v_T всего в несколько раз, и необходимы соотношения $v_e \sim (10-20)v_T$, чтобы заметно повысить излучение на уровнях ДПР. В то же время конкретный вид функции распределения (конус потерь или DGH-распределение) не играет существенной роли в формировании сравнительно узких полос излучения при эффекте ДПР.

Отметим, что, согласно критике Чернова, некорректность, отмеченная в [Злотник и др., 2009], не может касаться работ [Winglee, Dulk, 1986; Yasnov, Karlicky, 2004; Kuznetsov, Tsap, 2007], поскольку их авторы делали расчеты для распределения горячих электронов с конусом потерь, в то время как рассмотрение [Злотник и др., 2009] проведено якобы для функции распределения горячих электронов в виде DGH. Однако указанные неточности имеют отношение только к равновесной плазме и никак не связаны с характером распределения энергичных частиц по скоростям. Во всех расчетах инкрементов неустойчивостей такого сорта концентрация неравновесных частиц предполагается достаточно малой для того, чтобы дисперсионные свойства волн определялись основной равновесной компонентой. В качестве примера и для иллюстрации отличия результатов для приближенного и более точного дисперсионного соотношения в [Злотник и др., 2009] действительно приведены частотные зависимости инкрементов для функции распределения DGH, поскольку оно допускает аналитическое вычисление интегралов, определяющих инкременты. Однако к самой неточности вычислений в [Winglee, Dulk, 1986; Yasnov, Karlicky, 2004; Kuznetsov, Tsap, 2007] это не имеет отношения. Согласно правильным расчетам, разрешенные полосы реализуются для широкого класса функций распределения захваченных электронов.

Очевидно, что теория происхождения зебра-структур, основанная на ДПР, нуждается в дальнейшем развитии. Прежде всего, это касается исследования

нелинейной стадии неустойчивости, включая определение установившегося уровня плазменных волн, анализ трансформации плазменных волн в электромагнитное излучение и выхода излучения из короны с сохранением характерного вида спектра, изучение и объяснение поляризации излучения зебра-структуры, а также рассмотрение тонкой структуры внутри самой зебра-структуры (поведение во времени). Естественно, что механизм ДПР не может быть ответственным за абсолютно все события с динамическим спектром, содержащим гармонические полосы, в разных диапазонах длин. Однако до сих пор этот механизм объясняет наибольшее количество особенностей зебра-структуры в метровом-декаметровом диапазонах волн и допускает их интерпретацию при умеренных требованиях к параметрам источника.

1.3. Захваченные плазменные волны

Один из механизмов, отличных от изложенных выше, основан на аналогии зебра-структуры с некоторыми спектральными деталями излучений, наблюдавшихся в магнитосфере Земли [LaBelle et al., 2003]. Он использует эффект захвата плазменных волн локальными уплотнениями плазмы; при этом ограниченный объем источника обеспечивает дискретный спектр. Авторы предполагают, что плазменные волны возбуждены в источнике малых размеров в условиях ДПР на второй гармонике гирочастоты $\omega_p = 2\omega_B$.

На первый взгляд этот механизм просто и естественно объясняет основные особенности зебра-структуры – спектр с дискретными полосами и синхронность изменения частоты различных полос (поскольку все полосы генерируются в одном источнике). Однако попытка применить этот механизм в условиях солнечной короны сталкивается с непреодолимыми трудностями.

Во-первых, согласно оценкам авторов [LaBelle et al., 2003], для того чтобы обеспечить наблюдаемое частотное разнесение дискретных полос в спектре $\Delta\omega/\omega \sim 1\%$, размер области с повышенной электронной концентрацией (размер ловушки для плазменных волн) должен быть порядка нескольких метров, т. е. значительно меньше длины свободного пробега электронов, которая достигает в короне нескольких сотен километров. Очевидно, что неоднородность концентрации такого масштаба не может существовать в короне длительное время порядка времени жизни зебра-структуры, которое составляет минуты и часы (при характерной частоте столкновений электронов и ионов $v_e \sim 10-30 \text{ cm}^{-1}$). Отметим также, что все рассмотрение несправедливо в метровом диапазоне волн, где длина волны порядка размера плазменной неоднородности (см. также [Chernov, 2006]).

Далее, требуемое авторами [LaBelle et al., 2003] повышение электронной концентрации в ловушке $\delta = \Delta N_0 / N_0 \sim 20\%$ представляется нереально высоким, поскольку даже в ионно-звуковых солитонах, которые, по-видимому, являются самыми интенсивными возмущениями корональной плазмы, флуктуации концентрации не превышают 1 %. Более того, ожидаемое число полос в спектре оценивается в [LaBelle

et al., 2003] как $m \sim 100$, но при условии, что флуктуации электронной плотности достигают $\delta \sim 100 \%$. Для приемлемого значения $\delta \sim 1 \%$ число полос $m \propto \sqrt{\delta}$ не превышает $m \sim 10$. Кроме того, допустимая величина δ налагает ограничения на возможный частотный интервал существования зебра-структур (см. также [Chen, Yan, 2007]). Согласно [LaBelle et al., 2003], захваченные плазменные волны существуют в интервале $\omega_p^2 + \omega_B^2 < \omega^2 < \omega_p^2(1 + \delta) + \omega_B^2$. Если ω_2 и ω_1 представляют собой верхнюю и нижнюю границы спектра, то $\omega_2^2 - \omega_1^2 = \delta\omega_p^2$. Для частотного спектра в событии 25.10.1994 г., приведенного на рис. 1, г, нижняя и верхняя границы спектра составляют $\omega_1 = 140$ МГц и $\omega_2 = 240$ МГц, что приводит к немыслимо высоким значениям $\delta \sim 200 \%$. Это означает, что указанный механизм не может объяснить спектры зебра-структур, регистрируемые в широком диапазоне частот.

Еще один недостаток обсуждаемого механизма связан с необходимостью малыми размерами источника излучения и, соответственно, нереально высокой концентрацией энергичных электронов, требуемой для обеспечения наблюдаемой интенсивности зебра-структур. Оценки показывают, что если зебра-структура генерируется в одиночной ловушке с размером порядка 1–10 м и даже если концентрация горячих электронов сравнима с концентрацией основной плазмы $N_e \sim N_0$ (что абсолютно невозможно), ожидаемая мощность излучения на несколько порядков величины меньше наблюдаемых значений. Авторы [LaBelle et al., 2003] считают, что излучение с наблюдаемым спектром может создаваться многими источниками, но число таких идентичных ловушек должно составлять 10^8 , причем все эти 10^8 источников должны быть расположены на одной и той же высоте в корональной петле (для того чтобы давать вклад в излучение на одних и тех же частотах) и должны действовать когерентно. Очевидно, что такая схема генерации не может быть реализована в корональных условиях.

2. Теории, основанные на возбуждении вистлеров

Следующая группа работ, предлагающих интерпретацию зебра-структур, связана с возбуждением низкочастотных волн – так называемых вистлеров – в солнечной короне. Идея о возможной роли вистлеров в происхождении тонкой структуры в спектре солнечного радиоизлучения в виде волокон (fiber bursts), а также первые работы по генерации и распространению вистлеров в солнечной короне и их взаимодействию с высокочастотными волнами принадлежат Койперсу [Kuijpers, 1975]. Предполагается, что вистлеры (w) и продольные плазменные волны на плазменной частоте (l) возбуждаются неравновесными электронами с распределением по скоростям типа конуса потерь и наблюдаемое радиоизлучение возникает при линейном слиянии этих волн: $l + w \rightarrow t$, $\omega = \omega_p + \omega_w$. Результатом такого слияния может быть структура в частотном интервале, равном частоте вистлеров ω_w , которая имеет мгновенный

частотный профиль, состоящий из полосы депрессии по отношению к фоновому континууму с низкочастотной стороны и полосы повышенного излучения, сдвинутой по направлению к высоким частотам.

Аналогичная схема генерации рассматривалась в многочисленных работах Чернова (см. [Chernov, 2006; Chernov, 2010] и ссылки там) в применении к зебра-структуре. В данном случае преимущество использования вистлеров заключается в том, что их частота $\omega < 0.5\omega_B$ легко может быть согласована с расстоянием между полосами в наблюдаемой зебра-структуре. В принципе, такая схема вполне согласуется с предыдущей, основанной на действии двойного плазменного резонанса в корональной ловушке: усиленные плазменные волны могут выйти за пределы короны только благодаря нелинейному слиянию с другими волнами, и вистлеры, в качестве низкочастотного партнера, вполне удовлетворяют необходимым требованиям. Однако в такой схеме упор должен делаться не на возбуждение вистлеров, а на проблему высокой интенсивности высокочастотных волн. Это связано с тем, что при взаимодействии двух волн яркостная температура результирующего излучения определяется известным соотношением Мэнли–Роу:

$$T_b = \frac{\omega_p T_w}{\omega_p T_w + \omega_w T_p}. \quad (6)$$

При $\omega_w \ll \omega_p$ величина T_b не зависит от яркостной температуры низкочастотной компоненты T_w и практически совпадает с яркостной температурой высокочастотной плазменной волны $T_b \approx T_p$. Поэтому основная проблема состоит в генерации плазменных волн высокой интенсивности, которая в указанных работах не решается. Кроме того, если предположить, что высокочастотный континуум существует и взаимодействие возбужденного вистлера с плазменной волной приводит к возникновению полосы повышенного излучения и поглощения, то это может объяснить появление только одного волокна, но никак не объясняет гармоническую структуру спектра. Для получения системы квазигармонических полос зебра-структуре необходимо предположить, что в системе с высокочастотным континуумом вистлеры возбуждаются на некоторых квазидискретных уровнях, которые разделены высотными интервалами, обеспечивающими одинаковое расстояние между полосами на динамическом спектре. В отличие от схемы, основанной на существовании в источнике уровней ДПР, которые обусловлены геометрией ловушки и всегда существуют при различных градиентах магнитного поля и электронной концентрации по высоте, существование повышенного уровня вистлеров на специально выделенных высотах не выглядит правдоподобным.

В работах Чернова (см. [Chernov, 2006; Chernov, 2010] и ссылки там) предполагается, что квазилинейный и нелинейный (периодический во времени) режимы возбуждения вистлеров в ловушке и особенности их распространения вдоль дактов приводят к расслоению ловушки на зоны повышенной энергии вистлеров и зоны их поглощения. При этом используется тот факт, что квазилинейное взаимо-

действие волн и частиц приводит к разрушению конуса потерь, срыву неустойчивости и прекращению генерации волн. Если в ловушке присутствует постоянный источник инжекции энергичных частиц, то через некоторое время неравновесное распределение частиц по скоростям восстанавливается, возобновляя генерацию волн, и так далее. Это может привести к периодическому во времени возбуждению вистлеров [Bespalov, Trakhtengertz, 1986]. Такой квазипериодический режим трансформируется Черновым в пространственное распределение вистлеров, а именно разделение всей ловушки на слои с усилением и поглощением вистлеров. В качестве длины, на которой происходит усиление, при этом берется расстояние $l_w = \Lambda (c\omega_B/\omega_p^2) (N_0/N_e)$ (где Λ – кулоновский логарифм), полученное Брейзманом [Брейзман, 1987] для длины релаксации релятивистского пучка электронов, возбуждающего вистлеры. (Подчеркнем, что расстояние l_w , полученное Брейзманом [Брейзман, 1987], определяет длину релаксации именно релятивистского потока электронов, т. е. не имеет никакого отношения к проблеме возбуждения вистлеров электронами с распределением в виде конуса потерь. Оговорка, сделанная в [Chernov, 2010, С. 855], также не оправдывает применения оценок, сделанных для релятивистских пучков, к конусным распределениям, существующим в источниках зебра-структуры минуты и часы.) Толщина слоя поглощения выбрана в виде $\Delta l_B = T_c v_{gr}^w$, где $T_c = l_B/2v_e$ – минимальное время жизни электронов со скоростью v_e в ловушке длиной l_B и v_{gr}^w – групповая скорость вистлеров. Оба приведенных расстояния, по оценкам Чернова, меньше размеров ловушки, так что ловушка состоит из большого числа перемежающихся слоев и вистлеры, возбужденные в разных частях ловушки, сливаются с плазменными волнами на соответствующих высотах, что якобы и обеспечивает наблюдаемую полосатую структуру динамического спектра.

Однако периодический режим конусной неустойчивости, рассмотренный в [Bespalov, Trakhtengertz, 1986], относится к процессам, усредненным по многим прохождениям электронов и вистлеров через ловушку. При этом период осцилляций во много раз преисходит как время прохождения электронов через ловушку $T_c = l_B/2v_e$, так и время распространения вистлера через ловушку $T_w = l_B/v_{gr}^w$. Очевидно, что расстояние, которое проходит вистлер за один период осцилляций, намного превышает размер ловушки, вопреки оценкам Чернова, согласно которым $l_w \sim \Delta l_B \sim 10^8$ см << $l_B \sim 10^9$ см. Это означает, что утверждение о стратификации ловушки, сделанное Черновым со ссылкой на периодический режим взаимодействия вистлеров с конусными электронами, проанализированный в [Bespalov, Trakhtengertz, 1986], представляет собой ничем не обоснованное предположение. Такое утверждение требует решения сложной нелинейной задачи возбуждения и распространения вистлеров в неоднородной ловушке и согласования множества параметров. Такая задача до сих пор не ставилась и не решалась.

Таким образом, теория, основанная на фундаментальной роли вистлеров в происхождении зебра-структуры, не может считаться доказанной. В то же время не исключено, что вистлеры, наряду с другими низкочастотными волнами, могут оказаться важным компонентом во взаимодействии с ленгмюровскими волнами в модели, включающей в себя плазменный механизм происхождения зебра-структуры. Однако в этом случае гармоническая структура спектра определяется спецификой генерации высокочастотных волн, а не вистлеров.

3. Теории, основанные на эффектах распространения волн через периодические структуры

Еще одна группа работ объясняет происхождение зебра-структуры не спецификой механизма генерации излучения в самом источнике, но эффектами распространения электромагнитных волн через корону. Изначально постулируется существование излучения с гладким спектром, а затем исследуются условия, при которых сплошной спектр трансформируется в структуру с гармоническими полосами.

Например, в работе [Ledenev et al., 2006] предполагается, что зебра-структура на метровых и дециметровых волнах может формироваться в результате интерференции прямого и отраженного лучей от источника малых размеров, погруженного в плоско-слоистую плазму, где показатель преломления электромагнитной волны меняется вдоль градиента плотности согласно закону $n^2(z) = 1 - z/L$. Электромагнитное поле точечного источника, расположенного в точке z_0 , которое состоит из суммы прямого и отраженного лучей, в дальней зоне пропорционально

$$\cos \left[\left(2\omega L / 3c \right) \left(\cos^2 \theta - z_0/L \right)^{3/2} - \pi/4 \right],$$

где θ – угол между направлением градиента плотности и лучом зрения. Для фиксированных значений z_0 и θ авторы получают косинусоидальный «спектр» с минимумами и максимумами интенсивности излучения и утверждают, что такой спектр может быть квалифицирован, как зебра-структура. Наблюдаемый поток излучения, согласно их концепции, представляет собой сумму полных потоков излучения от большого количества таких источников. Однако совершенно очевидно, что источники, расположенные на разных уровнях z_0 , обеспечивают максимумы и минимумы интерференционной картины на разных частотах и спектр радиоизлучения от всех источников, заполняющих неоднородную ловушку, представляет собой плавный континуум, независимо от угла θ между направлением градиента z и лучом зрения. Таким образом, гипотеза авторов [Ledenev et al., 2006] о большом (10^6) количестве «дискретных источников, соответствующих локальным минимумам плотности с захваченными ленгмюровскими волнами», которые размещены в неоднородном плазменном слое и дают одну и ту же интерференционную картину между прямым и отраженным лучами, не может серьезно рассматриваться как механизм происхождения зебра-структуры.

Другие работы этой серии рассматривают распространение излучения с непрерывным спектром через некую периодическую структуру, которая

встречается на трассе распространения в короне [Barta, Karlicky, 2006; Лаптухов, Чернов, 2006]. По аналогии с эффектом дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке и с использованием хорошо разработанных методов волновой оптики авторы [Barta, Karlicky, 2006] рассматривают взаимодействие периодических структур (например, некоторых волн в короне) с распространяющимися радиоволнами. Они рассматривают как распространение при одиночном повышении плотности плазмы, так и отражение от структуры, включающей 50 повышений плотности. Из проведенного анализа следует, что подобная структура может эффективно фильтровать падающее излучение, образуя частотные окна прозрачности и непрозрачности, что и приводит к появлению полосатого спектра. Модуляция коэффициентов прохождения и отражения, которая может быть согласована с наблюдаемыми параметрами зебра-структур, достигается для периодических структур с характерным размером несколько метров и глубиной модуляции плотности порядка 10–20 %.

Примерно такая же интерпретация зебра-структур предлагается Лаптуховым и Черновым [Лаптухов, Чернов, 2006], которые анализируют распространение электромагнитных волн через периодически встречающиеся в пространстве «нелинейные плазменные резонаторы». Они ссылаются на тепловую неустойчивость (не объясняя это явление) в короне как на источник периодического изменения электронной концентрации в направлении распространения волны. Требуемый размер обсуждаемой периодической структуры составляет 2.5–3 м для электронной концентрации $5 \cdot 10^8$ – 10^{11} см⁻³. Именно такой пространственный период определяет число полос в спектре и их частоты. Высокая яркостная температура источника зебра-структур обусловлена «когерентным излучением большого числа идентичных плазменных источников малого размера».

Неоднородности на трассе распространения, несомненно, влияют на спектр проходящего радиоизлучения. Однако их размеры, четкая периодическая структура и долгое время жизни в неизменной форме, которые требуются для согласования с наблюдаемыми параметрами зебра-структур, вряд ли могут быть реализованы в условиях солнечной короны. Природа таких периодических структур совершенно неясна, а параметры всех упоминаемых структур, будь то ионно-звуковая ударная волна или стример токового слоя, волокнистая корональная структура или тепловая неустойчивость, известны еще меньше. Во всяком случае, они не могут быть настолько стабильными, чтобы существовать в почти неизменном виде в течение минут и часов, и необходимая глубина модуляции плотности плазмы слишком высока для реальных условий. Более того, задача о распространении через периодическую структуру решена только в одномерном приближении в плоскости падающей волны. Если падающее излучение имеет конечный угловой спектр, т. е. волны падают на структуру под различными углами, то интерференционная картина становится запутанной, поскольку частоты минимумов и максимумов зависят от угла падения, и в результирующем спектре полосы могут оказаться размытыми до континуума.

Таким образом, теории, объясняющие гармонический характер спектра зебра-структур только эффектами распространения радиоволн через неоднородные и периодические структуры в короне, могут рассматриваться только в качестве предварительных гипотез, которые не подтверждаются наблюдениями. Природа периодических структур, а также происхождение и свойства первичного излучения, падающего на периодическую структуру, не объясняются этими теориями. Кроме того, существование периодической структуры с периодом порядка 3–30 м (который диктуется необходимостью согласования с наблюдаемым характеристиками зебра-структур) в течение длительного времени вряд ли осуществимо в солнечной короне.

Выводы

В заключение сформулируем основные выводы проведенного анализа.

– Теория зебра-структур, основанная на эффекте ДПР, в настоящее время разработана лучше других теорий и объясняет подавляющее большинство зарегистрированных событий с тонкой структурой спектра типа зебра. В рамках этой теории объясняется основное свойство спектра – гармоническая структура и ее детали (расстояние между полосами, большое количество полос, частотный дрейф, поляризация и др.). Хорошее согласие с наблюдаемыми характеристиками достигается при разумных параметрах излучающих электронов и корональной плазмы. Для дальнейшего развития теории необходимо исследовать нелинейную стадию неустойчивости, включая установившийся уровень плазменных волн; разработать механизм нелинейной трансформации плазменных волн в электромагнитные и решить проблему выхода излучения из короны (с сохранением вида спектра); рассмотреть тонкую временную структуру зебра-полос.

– Теория, основанная на возбуждении мод Бернштейна в источнике малых размеров, может быть применима к событиям с небольшим количеством эквидистантных полос, но она предъявляет жесткие требования к параметрам неравновесных электронов (высокая концентрация) и корональной плазмы (однородное магнитное поле).

– Теория, основанная на плазменных волнах, захваченных локальными уплотнениями плазмы, может объяснить гармоническую структуру спектра, но требуемые для этого параметры неравновесных электронов и основной плазмы абсолютно неприемлемы.

– Теория, основанная на возбуждении вистлеров в короне, возможно, способна объяснить одиночные волокна (например, fiber burst), но не имеет отношения к интерпретации квазигармонической структуры спектра с многими полосами повышенного излучения.

– Теории, основанные на эффектах распространения волн, требуют специфических источников неизвестного происхождения (мощный точечный источник, периодическая структура) и сталкиваются с непреодолимыми трудностями при объяснении раз-

решенных зебра-полос; они не могут считаться разработанными теориями

Автор выражает признательность В.В. Зайцеву за ценные замечания. Работа поддержана грантом РФФИ № 10-02-00265.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Брейzman Б.Н. Коллективное взаимодействие релятивистских электронных пучков с плазмой // Вопросы теории плазмы / под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоиздат, 1987. Т. 15. С. 55.

Злотник Е.Я. О нелинейном взаимодействии мод Бернштейна с плазменными волнами в солнечной короне // Известия вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. С. 481.

Злотник Е.Я. Об интерпретации поляризованной зебра-структуры в солнечном радиоизлучении // Астрон. журн. 1977. Т. 54. С. 1309.

Злотник Е.Я., Шер Э.М. Об особенностях эффекта двойного плазменного резонанса в солнечной короне // Известия вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52. С. 95.

Злотник Е.Я., Зайцев В.В., Аурасс Г. Проявление колебаний магнитных трубок на Солнце в особенностях тонкой структуры спектра радиоизлучения // Письма в АЖ. 2010 (в печати).

Лаптухов А.И., Чернов Г.П. Новый механизм формирования дискретных полос в солнечном радиоспектре // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 939.

Федоренко В.Н. Электронные циклотронные гармоники в солнечном радиоизлучении и их интерпретация в рамках пучково-плазменной неустойчивости // Астрон. журн. 1975. Т. 52. С. 978.

Altyntsev A.T., Kuznetsov A.A., Meshalkina N.S., et al. On the origin of microwave zebra-pattern // Astron. Astrophys. 2005. V. 431. P. 1037.

Aurass H., Klein K.-L., Zlotnik E.Ya., Zaitsev V.V. Solar type IV burst spectral fine structures. I. Observations // Astron. Astrophys. 2003. V. 410. P. 1001.

Barta M., Karlicky M. Interference patterns in solar radio spectra: high-resolution structural analysis of the corona // Astron. Astrophys. 2006. V. 450. P. 359.

Berney M., Benz A.O. Plasma instabilities of trapped particles in solar magnetic fields // Astron. Astrophys. 1978. V. 65. P. 369.

Bespalov P.A., Trakhtengertz V.Yu. The cyclotron instability in the Earth radiation belts // Rev. Plasma Phys. 1986. V. 65. P. 369.

Chernov G., Poquerusse M., Bougeret J.-P., Zlobec P. Coronal magnetic structure during long lasting and impulsive type IV radio bursts with fine structures // ESA SP-448. 1999. P. 765.

Chernov G. Solar radio bursts with drifting stripes in emission and absorption // Space Sci. Rev. 2006. V. 127. P. 195.

Chernov G. Recent results of zebra-patterns in solar radio bursts // Rev. Astron. Astrophys. 2010. V. 10. P. 821.

Chen B., Yan Y. On the origin of the zebra-pattern with pulsating superfine structures on 21 April 2002 // Solar Phys. 2007. V. 246. P. 431.

Chiuderi C., Giaghetti R., Rosenberg H. Nonlinear wave coupling in type IV solar radio bursts // Solar Phys. 1973. V. 33. P. 225.

Dory R., Guest G., Harris E. Unstable electrostatic plasma waves propagating perpendicular to a magnetic field // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14. P. 131.

Dulk G., McLean D. Coronal magnetic fields // Solar Phys. 1978. V. 57. P. 279.

Elgaroy O. Studies in high-resolution spectrometry of solar radio emission // Astrophys. Norvegica. 1961. V. 7. P. 23.

Kuijpers J. A unified explanation of solar type IV DM continua and zebra-patterns // Astron. Astrophys. 1975. V. 40. P. 405.

Kuijpers J. Generation of intermediate drift bursts in solar type IV radio continua through coupling of whistlers and Langmuir waves // Solar Phys. 1975. V. 44. P. 173.

Kuijpers J. Theory of type IV DM bursts // Radio Physics of the Sun. IAU Symp. 1980. V. 86. P. 341.

Kuznetsov A.A. Generation of microwave bursts with zebra-pattern by nonlinear interaction of Bernstein modes // Astron. Astrophys. 2005. V. 438. P. 341.

Kuznetsov A., Tsap Yu. Loss-cone instability and formation of zebra-patterns in type IV solar radio bursts // Solar Phys. 2007. V. 241. P. 127.

LaBelle J., Treumann R.A., Yoon P.H., Karlicky M. A model of zebra-emission in solar type IV radio bursts // Astrophys. J. 2003. V. 593. P. 1195.

Ledenev V.G., Yan Y., Fu Q. Interference mechanism of "zebra-pattern" formation in solar radio emission // Solar Phys. 2006. V. 233. P. 129.

Magdalenic J., Vrsnak B., Zlobec P., et al. Classification and properties of supershort solar radio bursts // Astrophys. J. 2006. V. 642. P. L77.

Mollwo L., Sauer K. A model explaining type IV continuum bursts by coherent nonlinear interaction of Bernstein waves // Solar Phys. 1977. V. 51. P. 435.

Pearlstein L.D., Rosenbluth M.N., Chang D.B. High frequency electrostatic plasma instability inherent to "loss-cone" particle distribution // Phys. Fluids. 1966. V. 9. P. 953.

Rosenberg H. Possibly direct measurement of coronal magnetic field strengths // Solar Phys. 1972. V. 25. P. 188.

Slotje C. Peculiar absorption and emission microstructures in the type IV solar radio outburst of March 2, 1970 // Solar Phys. 1972. V. 25. P. 210.

Willes A.J., Robinson P.A. Electron-cyclotron maser theory for noninteger ratio emission frequencies in solar microwave spike bursts // Astrophys. J. 1996. V. 467. P. 465.

Willes A.J. Polarization of multiple-frequency band solar spike bursts // Solar Phys. 1999. V. 186. P. 319.

Winglee R.M., Dulk G. The electron-cyclotron maser instability as a source of plasma radiation // Astrophys. J. 1986. V. 307. P. 808.

Yasnov L., Karlicky M. The growth rate of upper-hybrid waves and dynamics of microwave zebra-structures // Solar Phys. 2004. V. 219. P. 289.

Zlotnik E.Ya. The polarization of second harmonic radio emission in type III bursts // Astron. Astrophys. 1981. V. 101. P. 250.

Zlotnik E.Ya., Zaitsev V.V., Aurass H., et al. Solar type IV burst spectral fine structures. II. Source model // Astron. Astrophys. 2003. V. 410. P. 1011.

Zlotnik E.Ya. Origin of zebra-pattern in type IV solar radio emission // Cent. Eur. Astrophys. Bull. 2009. V. 33. P. 281.

Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya. Cyclotron wave instability in the corona and origin of solar radio emission with fine structure. I. Bernstein modes and plasma waves in a hybrid band // Solar Phys. 1975a. V. 43. P. 431.

Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya. Cyclotron wave instability in the corona and origin of solar radio emission with fine structure. II. Origin of 'tadpoles' // Solar Phys. 1975b. V. 44. P. 447.

Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya. Cyclotron wave instability in the corona and origin of solar radio emission with fine structure. III. Origin of zebra-pattern // Solar Phys. 1975c. V. 44. P. 461.