УДК 523.985

НЕОБЫЧНАЯ ПРЕДВСПЫШЕЧНАЯ МОДУЛЯЦИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ

В. В. Зайцев¹, К. Г. Кислякова², А. Т. Алтынцев³, Н. С. Мешалкина³

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород; ³ Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

При анализе низкочастотной модуляции микроволнового излучения корональных магнитных петель обнаружена модуляция, частота которой возрастает в два-три раза непосредственно перед началом вспышки и затем уменьшается до исходного значения в процессе вспышки. Показано, что такая модуляция может свидетельствовать о резком возрастании тока в петле непосредственно перед вспышечным процессом, что приводит к разогреву плазмы и возрастанию энерговыделения. В качестве возможной причины резкого возрастания тока может выступать желобковая неустойчивость.

введение

В изучении протекающих в солнечной атмосфере процессов большое значение имеет исследование солнечных вспышек в корональных магнитных петлях (КМП), в том числе понимание процессов, непосредственно предшествующих вспышечным явлениям и их дальнейшей эволюции. Эффективным инструментом в этом случае является анализ микроволнового излучения активных областей. Его спектральные характеристики непосредственно связаны с физическими процессами, протекающими в источнике излучения. В настоящей работе мы рассматривали радиоизлучение вспышечных магнитных петель. Наблюдения радиогелиографа Нобеяма на частотах 17 и 34 ГГц были выполнены с достаточным пространственным разрешением, чтобы обнаружить, какой именно объект является источником излучения. Следовательно, мы можем уверенно связать излучение и его источник, что было бы затруднительным в случае анализа интегрального излучения солнечного диска. Нами были исследованы записи излучения трёх вспышечных процессов, полученных обсерваторией Нобеяма в 1992, 2001 и 2003 годах. В первых двух случаях источником излучения являлись корональные магнитные петли, в третьем — группа солнечных пятен. Наблюдение в каждом случае проводилось также спектрополяриметрами интегрального потока Солнца на нескольких частотах (а именно, 35; 17; 9,4; 3,75; 2 и 1 ГГц). В спектрах первых двух рассматриваемых событий нами была обнаружена характерная модуляция излучения, частота которой возрастала в 2÷3 раза в течение непродолжительного времени непосредственно перед началом вспышки и затем постепенно уменьшалась до исходного значения. В спектре события 17.06.2003 (источником излучения являлись солнечные пятна) модуляция такого типа отсутствовала. В настоящей работе мы делаем попытку объяснить происхождение модуляции с исходной частотой около $\nu \approx 0.005$ Гц на предвелышечной стадии развития процесса, а также объяснить причину сильного возрастания частоты модуляции непосредственно перед вспышкой.

Микроволновое излучение корональных магнитных петель обычно интерпретируется как гиросинхротронное излучение быстрых электронов на гармониках гирочастоты в магнитном поле петли. Поскольку интенсивность такого излучения сильно зависит от магнитного поля и обладает существенной угловой анизотропией, колебания величины магнитного поля в корональной магнитной петле, либо колебания петли, приводящие к изменению угла между магнитным полем и направлением на наблюдателя, могут приводить к модуляции интенсивности принимаемого радиоизлучения. Вариации магнитного поля могут быть вызваны несколькими типами собственных МГД колебаний петли, такими, как быстрые и медленные магнитозвуковые, изгибные, альвеновские колебания и *LRC*-колебания корональной магнитной петли как эквивалентного электрического контура. Как показали приводимые ниже в настоящей работе оценки, именно последний тип колебаний имеет частоту, наиболее близкую к наблюдаемой. При этом частота колебаний эквивалентного электрического контура определяется не только геометрическими характеристиками петли, но и величиной протекающего в петле тока. Характер наблюдавшейся низкочастотной модуляции позволяет заключить, что началу вспышки в петле предшествует резкое возрастание тока, что в свою очередь приводит к резкому увеличению энерговыделения за счёт джоулевой диссипации.

1. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ



Рис. 1. Интенсивность мягкого рентгеновского излучения вспышечной петли 30.03.2001 по наблюдениям «Yohkoh»/SXT (серый фон). Линиями показано изображение, полученное на частоте 17 ГГц радиогелиографом Нобеяма. Сплошные линии — уровни интенсивности 0,25 и 0,5 от максимума. Точечной и пунктирной линиями показана поляризация (уровни -0,2; -0,5 и 0,2; 0,5 от максимума соответственно). Цифрами 1, 2, 3 отмечены различные источники излучения. По осям отложено расстояние от центра солнечного диска в угловых секундах

Нами была исследована низкочастотная модуляция микроволнового излучения корональных магнитных петель в активных областях AR9393 (30.03.2001), NOAA7321 (02.11.1992) и AR10386 (17.06.2003). Во всех трёх случаях анализировались временные профили микроволновых всплесков, записанные спектрополяриметрами Нобеяма [1] на частотах 35; 17; 9,4; 3,75; 2 и 1 ГГц. Пространственные характеристики исследуемых событий исследовались с помощью радиогелиографа Нобеяма на частотах 17и 34 ГГц [2]. В первых двух случаях, когда источником вспышки являлись корональные магнитные петли, обнаружена характерная модуляция излучения. Применённый алгоритм анализа низкочастотной модуляции подробно описан в [3].

Рассмотрим более подробно каждое из трёх событий.

В первом случае (активная область AR9393) наблюдения охватывали период времени приблизительно от 05:02 до 05:44 UT. Максимальная интенсивность микроволнового излучения наблюдалась в 05:14 UT. Источником микроволнового излучения являлась корональная магнитная петля. Эта же активная область наблюдалась на радиогелиографе Сибирского солнечного радиотелескопа (ССРТ) на частотах вблизи 5,6 ГГц [4].

В указанный период активная область AR9393 располагалась вблизи центральной части солнечного диска с координатами N18W18. В интервале времени 05:11÷05:20 UT в указанной области произошла вспышка мощностью M2.2. Данные радиогелиографов NoRH и CCPT, а также данные «Yohkoh»/SXT и «Yohkoh»/HXT свидетельствуют о том, что вспышка и сопровождающее её микроволновое излучение произошли в корональной магнитной петле. Рисунок 1 показывает изображение петли в мере эмиссии мягкого рентгеновского излучения, на которое наложены

В. В. Зайцев, К. Г. Кислякова, А. Т. Алтынцев, Н. С. Мешалкина



Рис. 2. Временны́е профили интенсивности *F* микроволнового излучения 30.03.2001 на частотах 3,75 ГГц (*a*), 9,4 ГГц (*b*) и 17 ГГц (*b*); данные получены спектрополяриметрами Нобеяма

контуры изображения источника микроволнового излучения на частоте 17 ГГц, полученные с помощью радиогелиографа Нобеяма. Видно, что максимумы интенсивности микроволнового излучения совпадают с основаниями корональной магнитной петли. Данные о величине меры эмиссии в мягком рентгеновском излучении, а также данные SOHO/MDI позволяют определить параметры петли [4] для события 30.03.2001: расстояние между основаниями $d \approx 3,6 \cdot 10^9$ см, высота $h \approx 1,8 \cdot 10^9$ см, толщина $w \approx 5 \cdot 10^8$ см, длина $l \approx 5,6 \cdot 10^9$ см, концентрация плазмы $n \approx 1,4 \cdot 10^{11}$ см⁻³, температура $T \approx 10^7$ К, магнитное поле в основаниях петли $B_{\rm f} \approx 400 \div 600$ Гс.

На рис. 2 показаны временные профили интенсивности микроволнового излучения на частотах 3,75, 9,4 и 17 ГГц. Видно, что профили на частотах 3,75 и 9,4 ГГц хорошо совпадают по форме с профилем интенсивности на частоте 17 ГГц, что может указывать на общую локализацию источников радиоизлучения на всех этих частотах в корональной магнитной петле (здесь и далее на кривых спектрополяриметра Нобеяма даны калиброванные значения в единицах с. е. п. (солнечные единицы потока))

На рис. За приведён участок временно́го профиля интенсивности на частоте 17 ГГц. На рис. Зб приведён динамический спектр низкочастотной модуляции радиоизлучения, полученный методом Вигнера—Виля. Наибольшим спектрально-временны́м разрешением обладает преобразование Вигнера—Виля, которое в данном случае показывает, что до возникновения вспышечного энерговыделения радиоизлучение петли на частоте 17 ГГц промодулировано сигналом с частотой $\nu \approx 0,005$ Гц (период 200 с) и относительной шириной полосы $\Delta \nu / \nu \approx 0,5$. Приблизительно за 50 с до максимума микроволнового излучения (которое мы примерно отождествляем с максимумом



Рис. 3. Событие 30.03.2001: интенсивность микроволнового излучения по наблюдениям спектрополяриметра Нобеяма на частоте 17 ГГц (*a*); спектр низкочастотной модуляции микроволнового излучения, полученный с использованием преобразования Вигнера—Виля (б)

вспышечного энерговыделения) частота модуляции практически скачком возрастает до значения $\nu \approx 0.035$ Гц (период 28 с), а затем возвращается к первоначальному значению $\nu \approx 0.005$ Гц за время порядка 100 с, что совпадает с длительностью взрывной фазы всплеска микроволнового излучения на частоте 17 ГГц. После окончания вспышечного процесса модуляция с частотой $\nu \approx 0.005$ Гц практически исчезает на частоте 17 ГГц, но сохраняется на частота 2 и 3.75 ГГц.

На рис. 4 представлен участок реализации и соответствующий спектр низкочастотной модуляции, полученный методом Вигнера—Виля, по наблюдениям на частоте 9,4 ГГц. На этой частоте вспышечный процесс также сопровождает низкочастотная модуляция, частота которой достигает максимального значения $\nu \approx 0.035$ Гц в 05:14 UT и затем уменьшается до $\nu \approx 0.005$ Гц в 05:18 UT.

Второе событие, которое мы анализировали — это солнечная вспышка на лимбе, наблюдавшаяся 02.11.1992 в активной области NOAA7321. Наблюдения также были выполнены радиополяриметрами Нобеяма на тех же частотах, что и 30.03.2001 (т. е. 35; 17; 9,4; 3,75; 2 и 1 ГГц). Общая протяжённость события, относящегося к классу Х9, составляла около 4 ч (с 02:00 до 06:00 UT). Нами подробно анализировались два вспышечных процесса в течение указанного интервала (приблизительно с 02:43 до 03:05 UT и с 04:00 до 04:20 UT). Событие 02.11.1992 наблюдалось также на радиогелиографе ССРТ на частотах вблизи 5,6 ГГц [5]. Согласно данным радиогелиографов, источником излучения, как и в случае 30.03.2001, являлись корональные магнитные петли.

Используя имеющиеся данные, мы можем заключить, что источником излучения во время первой вспышки (максимум излучения наблюдался в 02:49 UT) являлись две корональные магнитные петли с приблизительно одинаковыми параметрами [5]: расстояние между основаниями $d \approx 3,65 \cdot 10^9$ см, высота $h \approx 1,8 \cdot 10^9$ см, толщина $w \approx 7,3 \cdot \cdot 10^8$ см, длина $l \approx 5,73 \cdot 10^9$ см, концентрация плазмы $n \approx 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³, температура $T \approx 1,4 \cdot 10^7$ К, магнитное поле в основаниях петли $B_{\rm f} \approx 300$ Гс.

В. В. Зайцев, К. Г. Кислякова, А. Т. Алтынцев, Н. С. Мешалкина



Рис. 4. Событие 30.03.2001: интенсивность микроволнового излучения по наблюдениям обсерватории Нобеяма на частоте 9,4 ГГц (*a*); спектр низкочастотной модуляции микроволнового излучения, полученный с помощью преобразования Вигнера—Виля (*б*)

угл. с



12080 100 60 80 60 4040 20200 0 200 204060 80 100 угл. с

Рис. 5. Структура микроволнового источника в 02:43:50 UT 02.11.1992. Наблюдения радиогелиографа Нобеяма на частоте 17 ГГц. Интенсивность показана оттенками серого, поляризация — пунктирными линиями

Рис. 6. Структура микроволнового источника в 04:10 UT 02.11.1992. Оттенками серого показана интенсивность, линиями — поляризация. Наблюдения радиогелиографа Нобеяма на частоте 17 ГГц. Расстояния по осям указаны в угловых секундах (справа — соответствующие значения в тысячах километров)

В. В. Зайцев, К. Г. Кислякова, А. Т. Алтынцев, Н. С. Мешалкина

10³ км



Рис. 7. Событие 02.11.1992: интенсивность микроволнового излучения по наблюдениям спектрополяриметра Нобеяма на частоте 17 ГГц (*a*); соответствующий спектр, полученный с помощью преобразования Вигнера—Виля (*б*)

Источником излучения в случае второй вспышки с максимумом излучения в 04:09 UT являлась корональная магнитная петля со следующими параметрами: расстояние между основаниями $d \approx 4 \cdot 10^9$ см, высота $h \approx 2 \cdot 10^9$ см, толщина $w \approx 10^9$ см, длина $l \approx 6.3 \cdot 10^9$ см, концентрация плазмы $n \approx 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³, температура $T \approx 1.4 \cdot 10^7$ K, магнитное поле в основаниях петли $B_{\rm f} \approx 300$ Гс.

Изображение излучающей области, соответствующее моменту 02:45:20 UT и полученное на частоте 17 ГГц, представлено на рис. 5 [5]. Рисунок 6 показывает изображение петли, являвшейся источником излучения во время вспышки 04:09 UT [5].

На рис. 7*а* показана интенсивность микроволнового излучения на частоте 17 ГГц. Также приведён соответствующий спектр низкочастотной модуляции, полученный с помощью преобразования Вигнера—Виля (рис. 7*б*). На протяжении всего события ярко выделяется спектральная компонента с линейной частотной модуляцией, причём знак этой модуляции оказывается переменным. Непосредственно перед вспышкой наблюдается резкий рост частоты ν от исходного значения 0,01 Гц до 0,025 Гц, т. е. приблизительно в 2,5 раза. Затем частота постепенно уменьшается, в то время как интенсивность излучения начинает расти. В момент, когда интенсивность достигает максимума, частота оказывается приблизительно равной исходному значению, $\nu \approx$ $\approx 0,01$ Гц. Однако, во время спада интенсивности излучения после первого всплеска частота ν вновь начинает возрастать, достигая в максимуме значения чуть менее 0,025 Гц. Эти изменения предшествуют появлению второго всплеска интенсивности. Перед началом второго всплеска

В. В. Зайцев, К. Г. Кислякова, А. Т. Алтынцев, Н. С. Мешалкина



Рис. 8. Событие 02.11.1992 (первая вспышка): интенсивность микроволнового излучения по наблюдениям спектрополяриметров Нобеяма на частоте 35 ГГц (*a*); соответствующий спектр, полученный с помощью преобразования Вигнера—Виля (*б*)

частота вновь начинает уменьшаться и в конечном итоге достигает $\nu \approx 0,005$ Гц, как и в случае события 30.03.2001. Хотелось бы отметить следующую особенность: в первом случае частота перед всплеском возрастает до большего значения, чем во втором, и мы можем наблюдать, что в первом всплеске также достигается большая максимальная интенсивность.

Аналогичная картина наблюдается на частоте 35 ГГц. Рисунок 8 иллюстрирует профиль интенсивности излучения по наблюдениям на частоте 35 ГГц и соответствующий динамический спектр, полученный с помощью преобразования Вигнера—Виля. В этом случае началу вспышки также предшествует резкий рост частоты модуляции ν с 0,01 Гц до 0,035 Гц, затем частота постепенно уменьшается одновременно с ростом интенсивности излучения. Второму всплеску также предшествует некоторое (хотя и менее ярко выраженное, чем на частоте 17 ГГц) увеличение частоты модуляции. К концу события частота постепенно снижается до $\nu \approx 0,005$ Гц.

Перейдём к рассмотрению второго всплеска, максимум излучения которого наблюдался в 04:09 UT. На рис. 9 представлен график зависимости интенсивности излучения от времени и соответствующий спектр, полученный с использованием преобразования Вигнера—Виля по наблюдениям на частоте 17 ГГц. Аналогичные графики для частоты 35 ГГц приведены на рис. 10. Общая протяжённость анализируемой записи составляла около 20 мин, при этом максимальная интенсивность излучения наблюдалась в 04:09 UT. Как можно увидеть из рис. 9, перед началом вспышки в спектре события присутствует модуляция с частотой около $\nu \approx 0,003$ Гц. Рост интенсивности излучения начинается в 04:07 UT, однако ему предшествует подъём частоты модуляции, которая начинает возрастать приблизительно в 04:05 UT. При этом максимальная частота



Рис. 9. Событие 02.11.1992 (вторая вспышка): интенсивность микроволнового излучения по наблюдениям спектрополяриметров Нобеяма на частоте 17 ГГц (*a*); соответствующий спектр, полученный с помощью преобразования Вигнера—Виля (*б*)



Рис. 10. Событие 02.11.1992 (вторая вспышка): интенсивность микроволнового излучения по наблюдениям спектполяриметров Нобеяма на частоте 35 ГГц (*a*); соответствующий спектр, полученный с помощью преобразования Вигнера—Виля (*б*)

превосходит исходное значение $\nu \approx 0,003$ Гц приблизительно в десять раз. Максимум частоты модуляции, соответствующий $\nu \approx 0,05$ Гц, совпадает во времени с достижением максимальной интенсивности радиоизлучения, затем частота постепенно начинает снижаться и к моменту времени 04:12 UT достигает значения около $\nu \approx 0,005$ Гц, незначительно превосходящего исходное. Похожая картина наблюдается на частоте 35 ГГц (рис. 10). Однако хотелось бы отметить неко-

В. В. Зайцев, К. Г. Кислякова, А. Т. Алтынцев, Н. С. Мешалкина

торые отличия как в графике исходной интенсивности на двух этих частотах, так и в спектрах: в то время как на 17 ГГц наблюдается один максимум интенсивности, на 35 ГГц два максимума разделены небольшим провалом. Похожая картина наблюдается и в спектре низкочастотной модуляции.

Следовательно, исходя из анализа спектров события 02.11.1992, мы можем сделать вывод о том, что спектры вспышек в 02:49 и 04:09 UT обладают рядом общих черт как друг с другом, так и со спектрами рассматриваемого ранее события 30.03.2001. А именно, во всех трёх случаях в низкочастотных спектрах наблюдается линия с исходной частотой в пределах $\nu \approx 0.003 \div 0.005$ Гц. Началу собственно вспышки, т. е. росту интенсивности излучения, предшествует резкое (в течение нескольких минут) возрастание частоты модуляции в 3÷5 раз. Частотный максимум либо совпадает во времени с максимумом интенсивности (вспышка 04:09 UT 02.11.1992), либо опережает его (вспышки 02:49 UT 02.11.1992 и 30.03.2001) на время порядка 60÷200 с.

Третьим событием, которое мы хотели бы привести в качестве примера, является вспышка класса М6.8, наблюдавшаяся обсерваторией Нобеяма 17.06.2003 в активной области AR10386. Радиоизображение источника излучения на частоте 17 ГГц приведено на рис. 11 [6]. В данном случае основными источниками микроволнового излучения являлись не петли, а комплекс солнечных пятен различной полярности (N1, S1 и S2 на рисунке). Максимальная напряжённость магнитного поля при этом составляла +3080, -2120 и -1750 Гс для пятен N1, S2 и S1 соответственно. Возможно, в источнике присутствовали также корональные петли небольшого размера, не различаемые на рис. 11, однако они не играли в данном случае определяющей роли. На рис. 12 приведена исходная реализация события по на-



Рис. 11. Вспышечная область 17.06.2003 в ультрафиолетовом диапазоне на длине волны 160 нм (разность изображений TRACE [6]). Метки S1, N1 и S2 соответствуют наиболее значительным солнечным пятнам, SR — самой южной части области. Оси проградуированы в угловых секундах от центра солнечного диска

блюдениям на частоте 17 ГГц и соответствующий спектр низкочастотной модуляции, полученный с помощью преобразования Вигнера—Виля. Как можно увидеть, в этом случае в спектре события перед основным всплеском наблюдается сильная модуляционная линия с частотой около $\nu \approx 0,003$ Гц, однако характерного увеличения и последующего спада частоты, которые были обнаружены в спектрах событий 30.03.2001 и 02.11.1992, здесь нет. Аналогичная картина наблюдается и на частоте 9,4 ГГц. Соответствующая исходная реализация и спектр, полученный методом Вигнера—Виля, приведены на рис. 13. Возможно, наличие такой модуляции в низкочастотном спектре может быть связано с глобальными колебаниями солнечной фотосферы, частота которых близка к наблюдаемой (соответствующий период около 5 мин).

Вполне возможно также, что наличие модуляций, обнаруженных в спектрах первых двух



Рис. 12. Событие 17.06.2003: участок реализации по наблюдениям обсерватории Нобеяма на частоте 17 ГГц (*a*); соответствующий спектр, полученный с использованием преобразования Вигнера—Виля (*б*)

событий, может быть связано с реализацией вспышечных процессов, протекающих в корональных петлях. В случае же вспышки 17.06.2003 выделение энергии, возможно, происходит благодаря иным механизмам, не связанным с наличием корональных магнитных петель.

Заметим, что аналогичная низкочастотная модуляция во время вспышек наблюдалась на частоте 37 ГГц в обсерватории Метсахови, правда, с меньшим пространственным разрешением [7].

В следующем разделе мы проведём анализ и рассмотрим механизмы, которые могут являться причиной возникновения модуляции, обнаруженной при анализе событий 30.03.2001 и 02.11.1992.

2. АНАЛИЗ ПРОИСХОЖДЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ

Нам необходимо, во-первых, объяснить происхождение модуляции с частотой $\nu \approx 0,005$ Гц на предвелышечной стадии эволюции корональной магнитной петли и, во-вторых, объяснить причину сильного возрастания частоты модуляции непосредственно перед началом велышечного процесса. Микроволновое излучение корональных магнитных петель обычно интерпретируется как гиросинхротронное излучение некоторой популяции быстрых электронов на гармониках гирочастоты в магнитном поле петли. В случае степенно́го распределения электронов по энергиям $f(E) \propto E^{-\delta}$ интенсивность гиросинхротронного излучения из оптически тонкого источника определяется соотношением [8]

$$I_{\nu} \propto B^{-0,22+0,9\delta} (\sin \theta)^{0,43+0,65\delta}.$$
 (1)

В. В. Зайцев, К. Г. Кислякова, А. Т. Алтынцев, Н. С. Мешалкина



Рис. 13. Событие 17.06.2003: участок реализации по наблюдениям спектрополяриметра Нобеяма на частоте 9,4 ГГц (*a*); соответствующий спектр, полученный с использованием преобразования Вигнера—Виля (*б*)

Для типичных значений показателя энергетического спектра электронов $2 < \delta < 7$ формула (1) даёт относительно сильную зависимость интенсивности от магнитного поля и существенную угловую анизотропию излучения: $I_{\nu} \propto B^{1,58 \div 6,08} (\sin \theta)^{0,87 \div 4,12}$. Таким образом, колебания величины магнитного поля в корональной магнитной петле, либо колебания петли, приводящие к изменению угла θ между магнитным полем и направлением на наблюдателя, могут приводить к модуляции интенсивности принимаемого радиоизлучения.

Колебания корональных магнитных арок в первом приближении можно исследовать на примере однородного плазменного цилиндра радиуса r = w/2 и длины l, торцы которого нагружены плотной хромосферой, вследствие чего их можно считать вмороженными. Плазма внутри цилиндра имеет плотность ρ_i , температуру T_i и магнитное поле B_i . Вне цилиндра соответствующие параметры будут ρ_e , T_e , B_e . Вариации магнитного поля могут быть вызваны несколькими типами собственных МГД колебаний плазменного цилиндра.

1. Быстрые магнитозвуковые (БМЗ) колебания. В случае тонкого $(r/l \ll 1)$ и плотного $(\rho_e/\rho_i \ll 1)$ цилиндра быстрые магнитозвуковые колебания имеют частоту [9]

$$\omega_{+} = (k_{\parallel}^{2} + k_{\perp}^{2})^{1/2} (C_{\rm si}^{2} + C_{\rm Ai}^{2})^{1/2}, \qquad (2)$$

где $k_{\parallel} = \pi s/l$, $s = 1, 2, 3, ...; k_{\perp} = \lambda_i/r$, где λ_i — нули функции Бесселя $I_0(\lambda_i) = 0$; $C_{si} = (k_B T_i/m_i)^{1/2}$ — скорость звука (k_B — постоянная Больцмана), $C_{Ai} = B_i/(4\pi\rho_i)^{1/2}$ — альвенов-

В. В. Зайцев, К. Г. Кислякова, А. Т. Алтынцев, Н. С. Мешалкина

ская скорость внутри цилиндра. Если арка достаточно «толстая», а именно, $l/r < 1,3 \, (\rho_{\rm i}/\rho_{\rm e})^{1/2}$, глобальная быстрая магнитозвуковая мода имеет частоту [10]

$$\omega_{+\mathrm{G}} \approx k_{\parallel} C_{\mathrm{Ae}} \approx \frac{\pi}{l} C_{\mathrm{Ae}},\tag{3}$$

где C_{Ae} — альвеновская скорость вне цилиндра.

Мы полагаем, что магнитное поле в корональной магнитной петле не является потенциальным и уменьшается с высотой медленнее потенциального поля. Об этом, в частности, свидетельствует слабое изменение с высотой толщины корональной магнитной петли, как мы видим это в мягком рентгеновском излучении. Полагая среднюю величину магнитного поля во вспышечной петле $B_{\rm i} \approx 300$ Гс и концентрацию плазмы $n_{\rm i} \approx 1.4 \cdot 10^{11}$ см⁻³ внутри и $n_{\rm e} \approx 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³ вне трубки, получим оценку периодов БМЗ колебаний для события 30.03.2001: $P_{+} = 2\pi/\omega_{+} \approx 4$ с, $P_{+\rm G} = 2\pi/\omega_{+\rm G} \approx 50$ с.

Для события 02.11.1992, полагая концентрацию плазмы $n_{\rm e} \approx 2.1 \cdot 10^{10} \, {\rm cm}^{-3}$, $n_{\rm i} \approx 2 \cdot 10^{11} \, {\rm cm}^{-3}$ и магнитное поле $B_{\rm i} \approx 300$ Гс, получаем следующие оценки: для первой вспышки с максимумом в 02:49 UT (две петли с приблизительно одинаковыми параметрами) $P_{+\rm G} = 2\pi/\omega_{+\rm G} \approx 25$ с, для второй вспышки с максимумом в 04:09 UT $P_{+\rm G} = 2\pi/\omega_{+\rm G} \approx 27$ с.

В действительности каждое из этих значений может быть несколько меньшим, поскольку мы взяли максимальное значение концентрации плазмы, наблюдавшееся в данном событии в вершине петли [4, 5].

2. Изгибные (kink) колебания корональной магнитной петли. Эти колебания впервые были зарегистрированы космической обсерваторией TRACE [11, 12]. Они могут приводить к изменению угла θ между направлением магнитного поля и направлением на наблюдателя. Частота изгибных колебаний выражается формулой

$$\omega_{\rm kink} = k_{\parallel} \left(\frac{\rho_{\rm i} C_{\rm Ai}^2 + \rho_{\rm e} C_{\rm Ae}^2}{\rho_{\rm i} + \rho_{\rm e}} \right)^{1/2}.$$
(4)

Если петля достаточно плотная, т. е. $\rho_{\rm i} \gg \rho_{\rm e}$, то при $B_{\rm i} \approx B_{\rm e}$ частота изгибных колебаний в $\sqrt{2}$ раз больше частоты глобальной БМЗ моды, т. е. $P_{\rm kink} \approx 44$ с в случае события 30.03.2001 и $P_{\rm kink} \approx 14$ с и $P_{\rm kink} \approx 15$ с для первой и второй вспышек 02.11.1992 соответственно.

3. Альвеновские колебания. Частота этих колебаний

$$\omega_{\rm A} = k_{\parallel} C_{\rm Ai} \tag{5}$$

при этом соответствующие периоды для события 30.03.2001 и вспышек 02.11.1992 в 02:49 UT и в 04:09 UT равны $P_{\rm A} \approx 62$ с, $P_{\rm A} \approx 20$ с и $P_{\rm A} \approx 22$ с.

Таким образом, перечисленные выше типы МГД осцилляций, которые могли бы привести к модуляции величины магнитного поля или его направления, дают периоды, существенно меньшие периода низкочастотной модуляции микроволнового излучения на стадии, предшествующей возникновению вспышки в корональной магнитной петле ($T \approx 200$ с). Это справедливо как для события 30.03.2001, так и для вспышек 02.11.1992.

4. Медленные магнитозвуковые (ММЗ) колебания. Согласно [13], период этих колебаний может быть оценён как

$$P_{\rm GSM}[c] \approx 13 l[{\rm M}_{\rm M}] / \sqrt{T[{\rm M}_{\rm K}]},$$
 (6)

где *l* — длина петли, *T* — температура.

254

Медленные магнитозвуковые колебания могут также модулировать микроволновое излучение, исходящее из корональной магнитной петли, за счёт эффекта Разина. В этом случае увеличение или уменьшение концентрации плазмы, возникающее за счёт распространения волны

по петле, приводит к соответствующему увеличению или уменьшению интенсивности излучения. Для события 30.03.2001 формула (6) даёт значение $P_{\rm GSM} \approx 230$ с, а для двух вспышек 02.11.1992 в 02:49 и 04:09 UT $P_{\rm GSM} \approx 199$ с и $P_{\rm GSM} \approx 218$ с соответственно — значения, близкие к наблюдаемому периоду (200 с). Однако при использовании такого механизма для событий 30.03.2001 и 02.11.1992 представляется трудным объяснить наблюдаемую линейную частотную модуляцию, рост частоты в несколько раз непосредственно перед вспышкой и последующий спад в процессе события.

5. LRC-колебания корональной магнитной петли. Возможен ещё один тип колебаний корональной магнитной петли, вызывающий вариации магнитного поля. Это собственные колебания петли как эквивалентного электрического контура [14, 15]. Конвективные потоки фотосферной плазмы, взаимодействуя с магнитным полем в основаниях петли, генерируют электрический ток, который течёт от одного основания петли к другому через корональную часть и замыкается в подфотосферных слоях, где проводимость становится изотропной. Таким образом, петля с подфотосферным токовым каналом подобна витку с электрическим током, для которого можно написать уравнение эквивалентного электрического контура [14]. Это уравнение для небольших отклонений тока I от стационарного значения I_0 имеет следующий вид:

$$\frac{1}{c^2} L \frac{\mathrm{d}^2 I}{\mathrm{d}t^2} + \left[R(I_0) - \frac{|V_{\mathrm{r}} l_1|}{c^2 r_1} \right] \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{C(I_0)} I = 0, \tag{7}$$

где L — индуктивность петли, r_1 — радиус петли в области оснований. Если петлю аппроксимировать витком с длиной l и малым радиусом r, причём $r \ll l$, тогда для индуктивности можно использовать известное выражение [16]

$$L \approx 2l \left(\ln \frac{4l_2}{\pi r_2} - \frac{7}{4} \right),\tag{8}$$

 $C(I_0)$ — эффективная ёмкость, зависящая от тока, протекающего в контуре,

$$\frac{1}{C(I_0)} \approx \frac{I_0^2 l_2}{c^4 \rho_2 \pi r_2^2} (1 + b^{-2}).$$
(9)

Параметр b определяется значениями компонент магнитного поля и давлением на оси трубки и вне неё:

$$b = \frac{B_{\varphi 0}(r_2)}{B_{z0}(r_2) - B_{z0}(0)} \approx 6 \frac{B_{\varphi 0}(r_2)B_{z0}(0)}{8\pi \left[p(\infty) - p(0)\right]}.$$
(10)

Здесь r_2 — радиус трубки в корональной части петли, $B_{\varphi 0}$, B_{z0} — азимутальная и аксиальная компоненты магнитного поля корональной магнитной петли. Эффективное сопротивление петли определяется формулой

$$R(I_0) \approx \frac{F_1^2 I_0^2 l_1}{(2 - F_1) c^4 n_1 m_i \nu_{ia}' \pi r_1^4} (1 + b^{-2}), \tag{11}$$

где l_1, r_1, n_1, F_1 — протяжённость по высоте области действия фотосферной электродвижущей силы, радиус трубки, электронная концентрация и относительная масса нейтралов в этой области соответственно, ν'_{ia} — эффективная частота электрон-атомных столкновений. В формуле (7) V_r — радиальная компонента скорости сходящегося конвективного потока фотосферной плазмы в основаниях корональной магнитной петли. В сопротивление контура основной вклад вносят основания корональной магнитной петли с относительно низкой проводимостью, обусловленной ион-атомными столкновениями (так называемая проводимость Каулинга). В корональной части

петли можно считать $b^2 \gg 1$, поэтому для частоты LRC-колебаний петли получаем

$$\nu_{\rm LRC} = \frac{c}{2\pi \sqrt{LC(I_0)}} \approx \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{\Lambda}} \frac{I_0}{cr_2^2 \sqrt{n_2 m_i}}.$$
 (12)

Здесь $\Lambda = \ln[4l_2/(\pi r_2)] - 7/4$, n_2 — электронная концентрация в корональной части петли. Уравнение (7) предполагает, что колебания электрического тока синфазны во всех точках петли как эквивалентного электрического контура. С другой стороны, вариации тока распространяются вдоль петли с альвеновской скоростью. Поэтому для условия синфазности необходимо, чтобы альвеновское время $\tau_A = l_2/C_{Ai}$ было много меньше периода колебаний $T_{LRC} = 1/\nu_{LRC}$. Поскольку $I_0 \approx cr_2 B_{\varphi 0}(r_2)/2$, условие синфазности принимает вид

$$\frac{B_{\varphi 0}(r_2)}{B_{z0}(0)} \ll \pi \sqrt{2\Lambda} \ \frac{r_2}{l_2} \,, \tag{13}$$

т. е. отношение азимутальной и продольной составляющих магнитного поля в корональной магнитной петле должно быть достаточно малым. Необходимо отметить, что наблюдаемые в солнечной короне магнитные петли, как правило, имеют весьма незначительную скрученность магнитного поля, поэтому формула (12) применима, по крайней мере, для не слишком длинных магнитных петель. Для рассматриваемой петли в событии 30.03.2001 условие синфазности выполняется для токов $I_0 \leq 9 \cdot 10^{10}$ А, если предположить среднее магнитное поле в корональной части петли для события 02.11.1992, получаем оценку $I_0 \leq 1,9 \cdot 10^{11}$ А для петель вспышки в 02:49 UT и $I_0 \leq 1,3 \cdot 10^{11}$ А для вспышечной петли в 04:09 UT.

Таким образом, из формулы (12) следует, что частота собственных колебаний петли как эквивалентного электрического контура зависит от величины тока, протекающего через поперечное сечение петли. Полагая для события 30.03.2001 частоту модуляции микроволнового излучения на предвелышечной фазе $\nu_{\rm LRC} = 0,005$ Гц, получим для наблюдаемых параметров петли значение тока из формулы (12) $I_0 \approx 10^{10}$ А. Аналогичная оценка, выполненная для вспышек 02.11.1992 в 02:49 и 04:09 UT, составляет $I_0 \approx 10^{10}$ А и $I_0 \approx 5 \cdot 10^{10}$ А соответственно.

Следует также отметить, что корональные магнитные петли существуют не только на Солнце, но и на многих звёздах. Применительно к звёздам поздних спектральных классов, например, в [17] наблюдались осцилляции в мягком рентгеновском излучении нескольких звёзд класса dMe. Для этих же звёзд были определены характерные длины корональных магнитных петель и температуры. Возможно, механизм низкочастотной модуляции, рассматриваемый в настоящей работе для Солнца, может действовать и в условиях звёзд поздних спектральных классов.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Поскольку источник микроволнового излучения в событиях 30.03.2001 и 02.11.1992 располагался в корональных магнитных петлях, низкочастотная модуляция этого излучения может содержать информацию о колебаниях петли как электродинамической системы. Анализ низкочастотной модуляции методом Вигнера—Виля показал, что на предвелышечной стадии в петле существуют квазистационарные колебания с частотой $\nu \approx 0,005$ Гц (соответствующий период $T \approx 200$ с), которые не могут быть объяснены собственными колебаниями петли как МГД резонатора: быстрые магнитозвуковые, альвеновские и изгибные колебания имеют периоды, существенно меньшие наблюдаемого периода модуляции. Звуковые колебания, имеющие в нашем случае период около 400 с, также не могут быть ответственны за наблюдаемую модуляцию. Мы предполагаем,

256

что источником модуляции в данном случае являются колебания корональной магнитной петли как эквивалентного электрического контура. Частота колебаний в этом случае зависит от величины электрического тока, текущего вдоль магнитной петли и генерируемого в результате взаимодействия конвективных потоков фотосферной плазмы с магнитным полем в основании петли. Наши оценки для тех различных вспышек показали, что модуляция микроволнового излучения с частотой $\nu \approx 0,005$ Гц на предвелышечной фазе возникает при величине тока в корональной магнитной петле $I_0 \approx 10^{10}$ А, $I_0 \approx 10^{10}$ А и $I_0 \approx 5 \cdot 10^{10}$ А (для вспышки 30.03.2001 и двух вспышек 02.11.1992 соответственно).

Как следует из динамического спектра, приведённого на рис. 3, приблизительно за 50 с до начала вспышки частота модуляции относительно быстро возрастает от $\nu \approx 0,005$ Гц до $\nu \approx 0,035$ Гц, т. е. в 7 раз. Следовательно, согласно нашей интерпретации, во столько же раз возрастает электрический ток, протекающий в корональной магнитной петле. Характерное время нарастания тока составляет около 100 с, причём на заключительной стадии характерное время нарастания уменьшается до 20 с. После достижения максимума частота модуляции и, следовательно, электрический ток уменьшаются до предвелышечного значения за время порядка длительности вспышки ($\tau_f \approx 200$ с). Аналогичная картина наблюдается также для двух вспышек события 02.11.1992.

Таким образом, наши данные показывают, что вспышечному процессу предшествует существенное нарастание электрического тока в корональной магнитной петле. Как следует из формулы (11), мощность джоулева нагрева пропорциональна четвёртой степени тока:

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}t} = R(I_0)I_0^2 = \frac{F_1^2 l_1 I_0^4}{(2-F_1) c^4 n_1 m_i \nu_{\mathrm{ia}}' r_1^4}.$$
(14)

Здесь $\nu'_{ia} = 2,25 \cdot 10^{-11} F_1 (n_1 + n_a) \sqrt{T}$, $n_1 = (1 - F) (n_1 + n_a)$. Индекс «1» относится к области энерговыделения. Скорость энерговыделения зависит от радиуса трубки в основании магнитной петли, который даётся формулой [18]

$$r_1 = \frac{F_1^2 B_z^2(0)}{(2 - F_1) \, 12\pi m_{\rm i} n_1 \nu_{\rm ia}' \, |V_r|} \,. \tag{15}$$

Для стационарной трубки с магнитным полем на оси $B_z(0) = 500$ Гс и радиальной составляющей скорости фотосферной конвекции $|V_r| = 10^4$ см/с на высоте 500 км над фотосферой стандартная модель атмосферы [18] приводит к следующей оценке радиуса магнитной трубки в основании: $r_1 \approx 2.5 \cdot 10^6$ см.

Наш анализ показал, что перед вспышкой происходит значительное увеличение тока в корональной магнитной петле. Для события 30.03.2001 ток увеличивается до значения $I_0 \approx 7 \cdot 10^{10}$ А, для вспышки 02:49 UT 02.11.1992 — до $I_0 \approx 5 \cdot 10^{10}$ А и для второй вспышки 04:09 UT в тот же день — до величины $I_0 \approx 1.5 \cdot 10^{11}$ А.

Оптические вспышки обычно происходят при следующих значениях концентрации и температуры [19, 20]: $3 \cdot 10^{12}$ см⁻³ $< n_1 + n_a < 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $T \approx 10^4$ K, при этом $F_1 \approx 0.44$. Мощность джоулева нагрева при этом составляет $dW/dt \approx 6 \cdot 10^{27}$ эрг/с и общий энерговклад в нагрев плазмы за время порядка длительности вспышечного процесса достигает значения порядка $6 \cdot 10^{29}$ эрг. В процессе энерговыделения электрический ток диссипирует, его величина уменышается, и частота модуляции *LRC*-колебаниями возвращается к предвелышечному значению.

Причина увеличения электрического тока перед вспышкой может заключаться в развитии баллонной моды желобковой неустойчивости в основании корональной магнитной петли, что в данном случае играет роль триггера вспышки [21]. В хромосферном основании радиус петли возрастает с высотой из-за уменьшения внешнего газового давления, поэтому появляется кривизна магнитного поля. Радиус кривизны силовых линий при этом имеет величину порядка высоты неоднородной атмосферы в основаниях петли. Вследствие кривизны магнитного поля на внешнюю плазму действует центробежная сила, направленная внутрь трубки, что создаёт условия для развития желобковой неустойчивости. Критерий неустойчивости в данном случае имеет вид [21]

$$2\frac{n}{n+n_{\rm a}} - \cos\theta > 0,\tag{16}$$

где n и $n_{\rm a}$ — концентрация электронов и нейтралов в основании петли соответственно, θ — угол между направлением радиуса кривизны и вертикалью. Видно, что неустойчивость развивается в случае, когда степень ионизации не слишком мала, что подразумевает некоторый предварительный прогрев оснований магнитной трубки. Характерное время нарастания баллонной моды желобковой неустойчивости равно

$$\tau_{\rm B} \approx 2 \cdot 10^{-3} \sqrt{H[\rm cm]} \,\mathrm{c},\tag{17}$$

где $H = k_{\rm B}T/\mu m_{\rm i}g$ — приведённая высота неоднородной атмосферы, μ — средняя атомная масса. При температуре внешней плазмы, окружающей основания петли, равной $6 \cdot 10^3$ К время развития неустойчивости $\tau_{\rm B} \approx 7$ с. Развитие желобковой неустойчивости приводит к вторжению внутрь магнитной трубки дополнительной плазмы, окружающей основания петли, и, как следует из уравнения индукции, к соответствующему усилению электрического тока. Если, например, азимутальная компонента магнитного поля перед развитием желобковой неустойчивости линейно зависела от радиуса, т. е. $B_{\varphi 0}(r) = B_{\varphi 0}r/r_1$, то при вторжении языка плазмы со скоростью $V_r(r,t) = -V_r(t)r/r_1$ электрический ток в трубке будет увеличиваться по закону I(t) = $= I_0 \exp[2 \int_0^t V_r(t')/r_1 dt']$. Увеличение тока в 7 раз в событии 30.03.2001 соответствует показателю экспоненты 1,95.

По мере нагрева плазмы внутри трубки «язык» останавливается нарастанием внутреннего давления и желобковая неустойчивость исчезает.

Таким образом, проведённый анализ позволяет сделать следующие выводы:

1) В случаях, когда источником микроволнового излучения являлись корональные магнитные петли, обнаружена характерная модуляция излучения, частота которой возрастает в несколько раз за несколько десятков секунд до начала вспышки и затем уменьшается по мере её развития до первоначального значения. Замечено, что часто профиль интенсивности до некоторой степени повторяет профиль модуляционной линии. Если частота модуляции вновь начинает возрастать, через некоторое время наблюдается также повторный всплеск интенсивности излучения.

2) При анализе вспышки, источником которой являлась активная область с несколькими солнечными пятнами, была обнаружена только модуляционная линия с постоянной частотой, соответствующей 5-минутным фотосферным колебаниям. Различный характер спектров свидетельствует о разных механизмах развития вспышки в случаях, когда источником являются корональные магнитные петли и солнечные пятна.

3) Наиболее близкой частотой к наблюдаемой обладает тип колебаний корональной магнитной петли как эквивалентного электрического контура. При этом частота колебаний оказывается пропорциональной величине электрического тока в петле.

4) Резкое возрастание частоты непосредственно перед вспышкой, возможно, объясняется резким увеличением силы тока. Впоследствии при развитии вспышки ток диссипирует, и частота вновь уменьшается. В работе приводятся оценки величины тока в петле, соответствующие начальной и максимальной наблюдаемым частотам.

5) Возможной причиной увеличения тока может являться желобковая неустойчивость, развивающаяся в петле.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты 10–02–00265-а, 08–02–00119-а, 09–02–00226-а), а также контрактом КД НК-21П с Федеральным агентством образования Российской Федерации и грантом 228319 Европейского союза в рамках проекта «EuroPlanet»-RI FP7.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Nakajima H., Nishio M., Enome S., et al. // Proc. IEEE. 1994. V.82. P.705.
- 2. Shibasaki K., Ishiguro M., Enome S., et al. // Proc. Res. Inst. Atmos. 1979. V. 26. P. 117.
- Шкелёв Е.И., Кисляков А.Г., Лупов С.Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. V. 45, № 5. С. 433.
- 4. Altyntsev A. T., Grechnev V. V., Meshalkina N. S., Yan Y. // Solar Phys. 2007. V. 242. P. 111.
- Altyntsev A. T., Grechnev V. V., Nakajima H., et al. // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1999. V. 135. P. 415.
- 6. Kundu M. R., Grechnev V. V., White S. M., et al. // Solar Phys. 2009. V. 260, No. 1. P. 135.
- 7. Зайцев В. В., Степанов А. В. // УФН. 2008. Т. 178. С. 1165.
- 8. Dulk G. A. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1985. V. 23. P. 169.
- Зайцев В. В., Степанов А. В. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1975. Т. 37. С. 3.
- 10. Nakariakov V. M., Melnikov V. F., Reznikova V. E. // Astron. Astrophys. 2003. V. 412. P. L7.
- 11. Aschwanden C. J., Title M. J. // Solar Phys. 2002. V. 206. P. 69.
- Khodachenko M. L., Kislyakova K. G., Zagarashvili T. V., et al. // Astron. Astrophys. 2011. V. 525. P. A105.
- 13. Nakariakov V. M., Melnikov V. F. // Astron. Astrophys. 2006. V. 446. P. 1151.
- 14. Zaitsev V. V., Stepanov A. V., Urpo S., Pohjolainen S. // Astron. Astrophys. 1998. V. 337. P. 887.
- 15. Зайцев В. В., Кисляков А. Г., Урпо С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 12. С. 999.
- 16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. С. 180.
- 17. Mullan D. J., Johnson M. // Astrophys. J. 1995. V. 444. P. 350.
- Khodachenko M. L., Zaitsev V. V., Kislyakov A. G., Stepanov A. V. // Space Sci. Rev. 2010. V. 149. P. 83.
- 19. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1981. V. 45. P. 635.
- 20. Brown J. C. // Solar Phys. 1973. V. 29. P. 421.
- 21. Зайцев В. В., Шибасаки К. // Астрон. журн. 2005. Т. 82, № 12. С. 1 127.

Поступила в редакцию 31 марта 2011 г.; принята в печать 28 апреля 2011 г.

UNUSUAL PREFLARE MODULATION OF MICROWAVE RADIATION IN CORONAL MAGNETIC LOOPS

V. V. Zaitsev, K. G. Kislyakova, A. T. Altyntsev, and N. S. Meshalkina

In the analysis of low-frequency modulation of the microwave radiation of coronal magnetic loops, we detected modulation whose frequency increases two to three times just before the beginning of a flare and then decreases to the initial values as the flare proceeds. It is shown that such an effect can be evidence for a sharp increase in the loop current just before the flaring process, which leads to the plasma heating and inreased energy release. A flute-type instability can serve as a possible reason for the sharp increase in current.

В. В. Зайцев, К. Г. Кислякова, А. Т. Алтынцев, Н. С. Мешалкина