

УДК 523.985

## ПРОЯВЛЕНИЕ МИКРОВСПЫШЕК В МОДУЛЯЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЕЛЬ

*К. Г. Кислякова*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

При анализе низкочастотной модуляции интенсивности солнечного микроволнового излучения обнаружена модуляция с квазипериодически изменяющейся частотой с периодом изменения частоты, близким к 150 с. Показано, что такая модуляция может являться проявлением микровспышек, происходящих в корональной магнитной петле. В результате взаимодействия 5-минутных фотосферных осцилляций с токонесущими петлями происходит модуляция электрического тока, текущего в петле, и, как следствие, генерация индукционного электрического поля. Это приводит к появлению группы убегающих электронов и их ускорению электрическим полем. Наиболее благоприятные условия для ускорения возникают вблизи вершины петли, где поле Драйзера минимально. Когда электроны, ускоренные в области вблизи вершины петли, достигают её оснований, наблюдается микровспышка. Проведено сравнение радиационных потерь петли и энергии, выделяющейся в петле в результате микровспышек. Показано, что при определённых параметрах петли возможна полная компенсация радиационных потерь, а также превышение нагрева над потерями на излучение.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в качестве одного из механизмов нагрева солнечной короны принято рассматривать нагрев за счёт микро- и нановспышек, т. е. вспышек, во время которых выделяется энергия на несколько порядков меньше, чем при обычных вспышках. Однако в то время как вспышки происходят относительно редко, микровспышки наблюдаются с гораздо большей частотой. Таким образом, небольшая энергия микровспышек компенсируется их большим количеством, и они, в принципе, могут вносить вклад в процесс нагрева короны.

В литературе рассмотрено возникновение микровспышек как за счёт пересоединения магнитных линий [1], так и за счёт ускорения электронов в солнечной короне [2, 3]. Однако в ряде работ высказаны сомнения в том, что микровспышки действительно происходят в солнечной короне с достаточной для обеспечения нагрева частотой [4, 5]. Тем не менее, в ряде работ утверждается и обратное [1, 6]. Следует отметить, что на современном уровне развития инструментов непосредственное наблюдение микровспышек в большинстве случаев ещё невозможно, в связи с чем применяются косвенные методы оценки их количества (см., например, [7]).

Несмотря на указанные сложности, микровспышки, возможно, вносят свой вклад в нагрев короны, и этот механизм в некоторых случаях можно рассматривать как эффективный.

В данной работе рассмотрен один из механизмов возникновения микровспышек в корональных магнитных петлях за счёт взаимодействия глобальных 5-минутных фотосферных колебаний с токами, текущими через корональную часть петли и замыкающимися в подфотосферных слоях. При этом действует следующий механизм взаимодействия акустических 5-минутных колебаний и корональной петли: поскольку скорость фотосферной конвекции промодулирована 5-минутными колебаниями и электродвижущая сила в основаниях петли пропорциональна амплитуде скорости фотосферной конвекции, то 5-минутную модуляцию получает также ток в петле [8]. Периодическое изменение тока приводит к возникновению в петле переменного электрического поля,

изменяющегося с тем же периодом. Данное поле имеет составляющую, параллельную магнитному полю, и способно приводить к ускорению электронов. Как известно, количество электронов, увлекаемых в процесс ускорения, напрямую зависит от соотношения ускоряющего электрического поля и поля Драйзера [9, 10]. Поскольку поле Драйзера обратно пропорционально температуре и пропорционально концентрации плазмы, оно принимает наименьшее значение в вершине петли, в связи с чем электроны, находящиеся в этой области, ускоряются наиболее эффективно.

Ускоренные электроны движутся от вершины петли к её основаниям, где в результате столкновений передают свою кинетическую энергию окружающей плазме, что приводит к её нагреву. Данный процесс и наблюдается как микровспышка. Выделение энергии в данном случае должно происходить в основаниях петли, что хорошо согласуется с результатами [4].

Поскольку модуль электрического поля достигает максимума дважды за период, микровспышки наблюдаются с периодом, в два раза меньшим периода 5-минутных колебаний, т. е. около 150 с. В данной работе на примере данных, полученных в обсерваториях «Нобеяма» и «Метсахови», показано, что характерные проявления микровспышек с указанными периодами, действительно, присутствуют в спектрах наблюдаемых событий. Наблюдения на спектрополяриметрах обсерватории «Нобеяма» проводились на частотах 35; 17; 9,4; 3,75; 2 и 1 ГГц. Анализируемые данные обсерватории «Метсахови» были записаны на частоте 11,7 ГГц и представляли собой наблюдения интегрального радиоизлучения солнечного диска. Более подробно данные наблюдений описаны в разделе 1.

В разделе 2 рассмотрен возможный механизм возникновения модуляции. В разделе 3 обсуждается взаимодействие корональных магнитных петель с 5-минутными акустическими осцилляциями как возможный механизм ускорения электронов, приводящий к микровспышкам в магнитных петлях. В разделе 3 приведены также оценки возможной напряжённости электрического поля, возникающего в петле, количества ускоренных электронов, определена их средняя энергия, приводится сравнение средней энергии микровспышек и энергии, расходуемой на радиационные потери, в зависимости от параметров петли. Раздел 4 содержит обсуждение и основные выводы работы.

## 1. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

В данном разделе описываются спектры, полученные при анализе низкочастотной модуляции микроволнового радиоизлучения Солнца на различных частотах. Было исследовано радиоизлучение, зарегистрированное спектрополяриметрами обсерватории «Нобеяма» для 12 вспышек, наблюдавшихся в 1992–2005 годах на частотах 1; 2; 3,75; 9,4; 17 и 35 ГГц, а также данные обсерватории «Метсахови» по наблюдениям 13 апреля 2001 года на частоте 11,7 ГГц. Временное разрешение спектрополяриметров «Нобеяма» составляло во всех случаях 0,1 с, обсерватории «Метсахови» — 0,02 с. Данные радиогелиографа «Нобеяма» по наблюдениям на частоте 17 ГГц позволяют судить о местоположении и размерах источника излучения, в то время как данные спектрополяриметров представляют собой наблюдения интегрального излучения всего солнечного диска. Для спектрально-временного анализа сигналов применялся метод Вигнера—Виля, позволяющий получать динамические спектры исследуемых событий. Применённый алгоритм анализа низкочастотной модуляции подробно описан в [11, 12]. Предварительная обработка данных включала в себя усреднение реализации на временном интервале 0,5 с, вычитание тренда, а также фильтрацию квазипостоянной компоненты с частотой менее 1 мГц.

При анализе данных обсерватории «Нобеяма» в большинстве случаев (10 случаев из 12) в динамических спектрах событий была обнаружена характерная низкочастотная модуляция, частота которой периодически возрастала в два–три раза и затем уменьшалась до исходного значения.

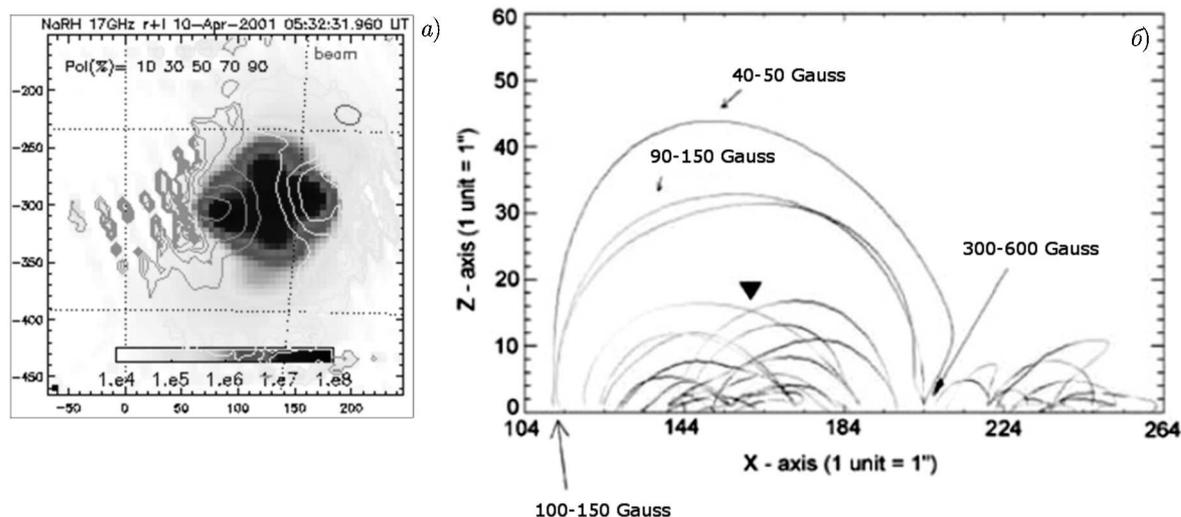


Рис. 1. (а) Радиоизображение источника 10.04.2001 по наблюдениям радиогелиографа «Нобейма» на частоте 17 ГГц. Оттенками серого показана яркостная температура, контурами — уровни круговой поляризации. По осям отложено расстояние в угловых секундах. (б) Экстраполированные магнитные линии источника [15]. Ось  $Z$  направлена по нормали к солнечной поверхности, ось  $X$  параллельна ей

Период изменения частоты варьировался в пределах  $50 \div 400$  с, однако чаще всего наблюдались период около  $150 \div 200$  с. Минимальная частота обнаруженной модуляции составляла 5 мГц, максимальная частота — 500 мГц. Наиболее часто наблюдалась модуляция с частотой, изменяющейся в пределах от 10 до 40 мГц. В 7 случаях из 10 эти колебания не обнаруживали признаков затухания на всём протяжении реализации (от 50 до 100 мин), в 3 случаях наблюдались лишь несколько последовательных периодов. Как правило, в данных обсерватории «Нобейма» данная модуляция наблюдалась в радиоизлучении на частотах 1 и 2 ГГц, хотя в 2 случаях из 10 в спектре присутствовали характерные изменения частоты модуляции на 3,75 ГГц, а в одном — также на 9,4 и 17 ГГц.

Один из случаев, в котором характерная модуляция не была обнаружена (вспышка 17.06.2003), подробно рассматривался в работе [13]. В данном случае источником излучения являлись не петли, а комплекс солнечных пятен различной полярности [14]. Во всех случаях, когда источниками излучения были корональные магнитные петли, модуляция присутствовала в спектре.

В настоящей статье более подробно рассмотрены три события: вспышки 10.04.2001 и 29.05.2003 по наблюдениям обсерватории «Нобейма», а также событие 13.04.2001 (наблюдения обсерватории «Метсахови»). В спектре излучения каждого из указанных событий присутствуют похожие особенности.

Вспышка 10.04.2001 класса X2.3 с максимумом в 05:32 UT произошла в активной области NOAA 9415 с координатами S24W05. Наблюдения охватывали временной диапазон приблизительно с 05:10 UT до 06:16 UT, т. е. чуть более одного часа, максимальная интенсивность радиоизлучения была зафиксирована в 05:32:31 UT. На рис. 1 представлено изображение источника по наблюдениям радиогелиографа обсерватории «Нобейма» на частоте 17 ГГц, а также его реконструированная магнитная структура [15].

Как следует из [15], а также из данных радиогелиографов в Нобейме (NoRH) и Сибирского солнечного радиотелескопа, источник излучения в этом случае представлял собой группу корональных магнитных петель.

На рис. 2а представлен временной профиль интенсивности микроволнового излучения на ча-

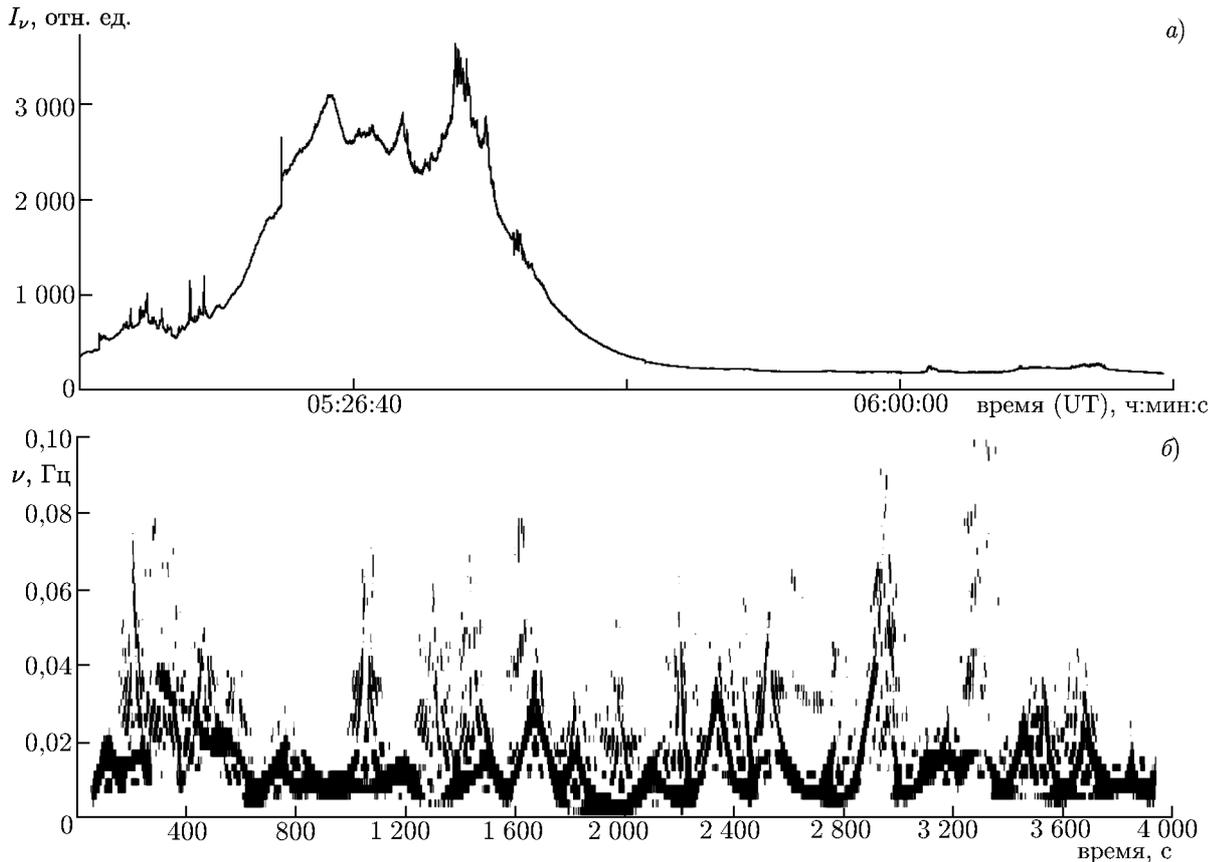


Рис. 2. Событие 10.04.2001: интенсивность микроволнового излучения по наблюдениям спектрополяриметра «Нобейма» на частоте 2 ГГц (а); спектр низкочастотной модуляции микроволнового излучения, полученный с использованием преобразования Вигнера—Виля (б)

стоте 2 ГГц по данным спектрополяриметра «Нобейма»; на рис. 2б — соответствующий динамический спектр, полученный методом Вигнера—Виля.

Преобразование Вигнера—Виля в данном случае показывает, что радиоизлучение на частоте 2 ГГц промодулировано сигналом с периодически изменяющейся частотой  $\nu$ . Границы изменения  $\nu$  составляют приблизительно от 5 до 30 мГц, период составляет порядка  $150 \div 200$  с. На протяжении всей реализации наблюдается около 20 периодов колебаний, которые не обнаруживают признаков затухания даже после окончания вспышки и возвращения интенсивности микроволнового излучения к его исходной величине. Характерная модуляция с тем же периодом и размахом колебаний наблюдается также на частоте 1 ГГц (рис. 3). Модуляция значительно менее ярко выражена в спектре реализации, записанной на частоте 3,75 ГГц (наблюдается лишь несколько периодов), и совершенно исчезает в реализациях на частотах 9,4; 17 и 35 ГГц.

В качестве второго примера рассмотрим вспышку 29.05.2003 класса X1.2 в активной области NOAA 365 с координатами S07W31. Наблюдения охватывали период с 00:52 UT до 01:19 UT, максимум вспышки по данным радиополяриметров «Нобейма» был зафиксирован в 01:01:23 UT.

На рис. 4 представлен участок исходной реализации по наблюдениям на частоте 2 ГГц (а) и соответствующий спектр, полученный с использованием преобразования Вигнера—Виля (б). Спектр в данном случае имеет более сложную структуру: периодическое увеличение и уменьшение частоты с периодом около  $150 \div 200$  с (в данном случае наблюдаются несколько периодов) одновременно сопровождается более высокочастотным процессом с периодом около 50 с.

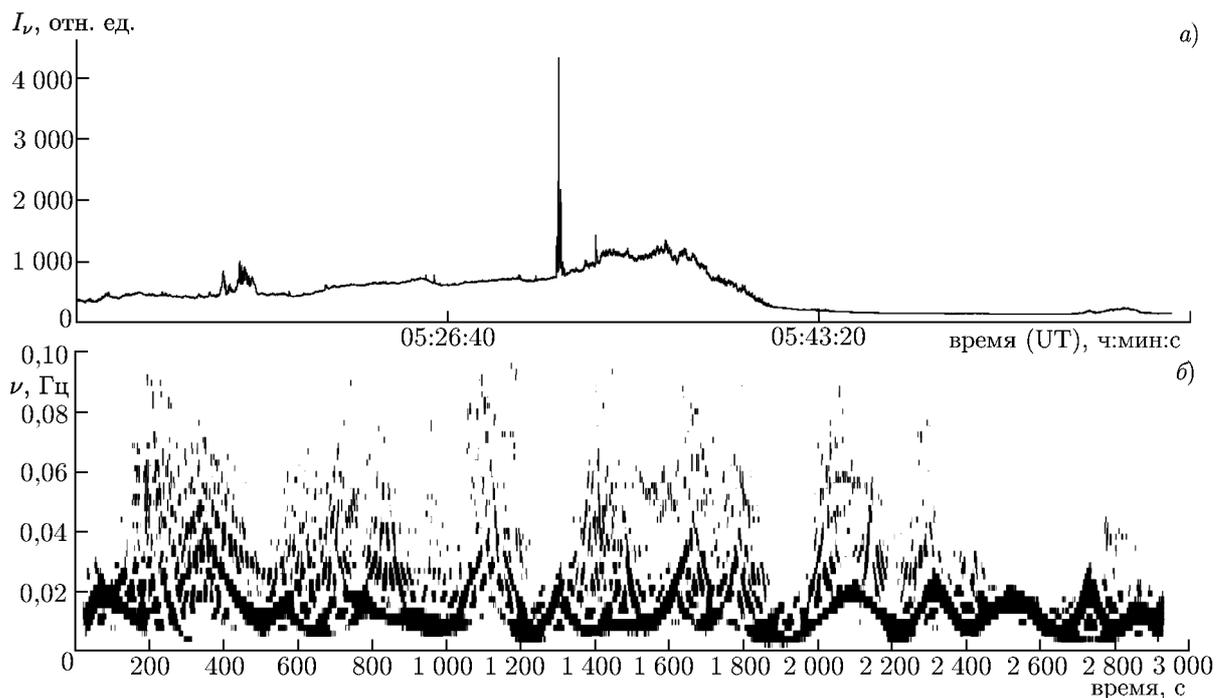


Рис. 3. Событие 10.04.2001: интенсивность микроволнового излучения по наблюдениям спектрополяриметра «Нобейма» на частоте 1 ГГц (а); спектр низкочастотной модуляции микроволнового излучения, полученный с использованием преобразования Вигнера—Виля (б)

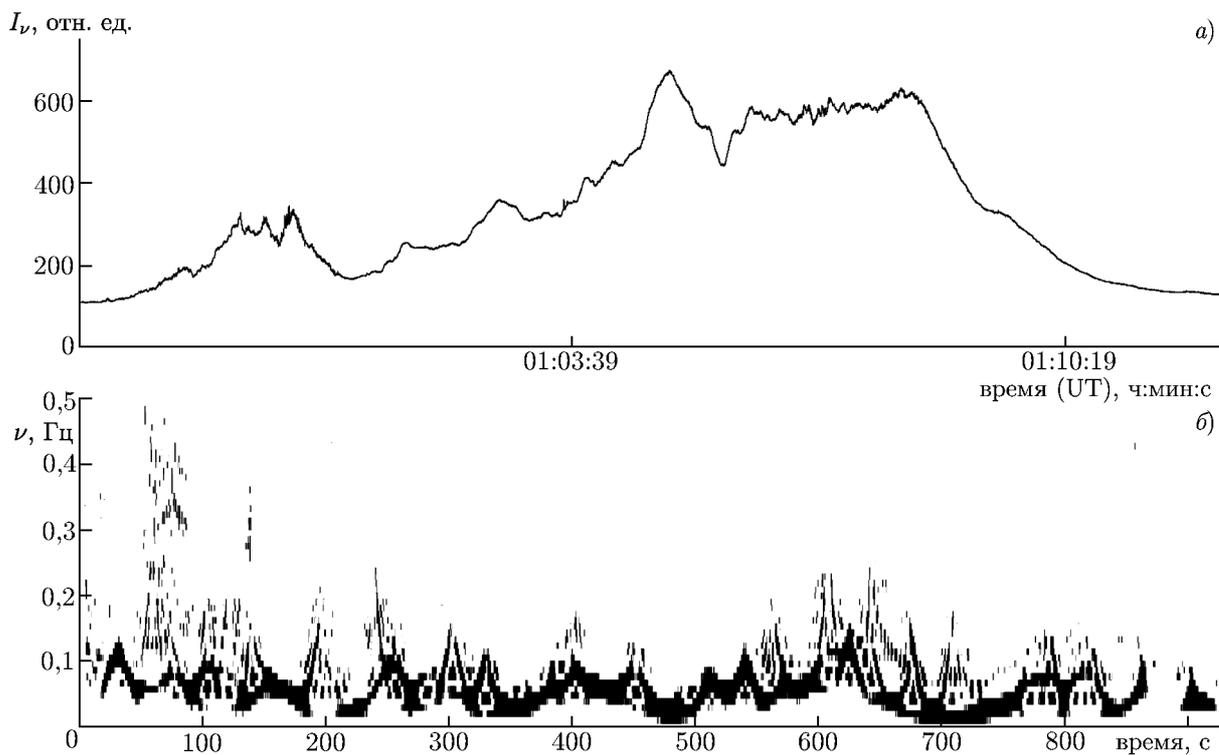


Рис. 4. Событие 29.05.2003: интенсивность микроволнового излучения по наблюдениям спектрополяриметра «Нобейма» на частоте 2 ГГц, участок реализации (а); спектр низкочастотной модуляции микроволнового излучения, полученный с использованием преобразования Вигнера—Виля (б)

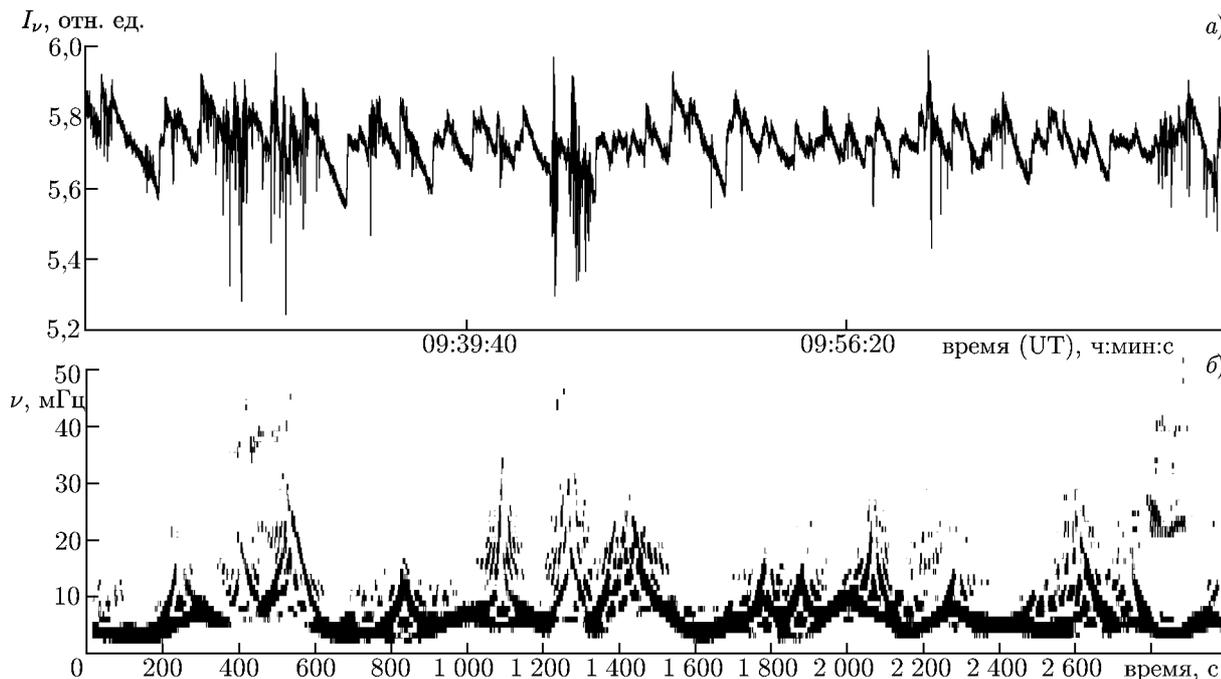


Рис. 5. Событие 13.04.2001: интенсивность микроволнового излучения по наблюдениям обсерватории «Метсахови» на частоте 11,7 ГГц, участок реализации (а); спектр низкочастотной модуляции микроволнового излучения, полученный с использованием преобразования Вигнера–Виля (б)

В спектре присутствует множество периодических увеличений и уменьшений частоты модуляции в диапазоне от 20 до 100 мГц. С учётом характерного вида спектра представляется разумным предположение, что источником излучения во вспышке 29.05.2003, так же как и в предыдущем случае, являлись корональные магнитные петли. Более сложная структура спектра, вероятно, свидетельствует о том, что источником являлась целая группа магнитных петель. В этом случае сложный вид спектра, возможно, связан с наложением излучения, исходящего от различных корональных петель.

Перейдём к анализу данных обсерватории «Метсахови». Наблюдения 13.04.2001 охватывали временной промежуток с 03:00 UT до 18:00 UT и были выполнены с временным разрешением 0,02 с. Как и в случае обсерватории «Нобейма», данные были усреднены на интервале 0,5 с. В день 13.04.2001 в указанное время вспышки зафиксировано не было. Следовательно, данное событие можно рассматривать как пример анализа радиоизлучения спокойного Солнца. Метод Вигнера–Виля позволяет обнаружить, что на всём протяжении реализации в спектре присутствует низкочастотная модуляция, частота которой изменяется в пределах  $2 \div 10$  мГц с периодом около  $120 \div 130$  с. На рис. 5 в качестве примера представлен участок реализации с 09:23 UT по 10:13 UT 13.04.2001 (а), а также соответствующий динамический спектр (б).

В следующем разделе рассмотрены механизмы, которые могут быть причиной обнаруженной модуляции.

## 2. ВОЗМОЖНОЕ ПРОИСХОЖДЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ

Микроволновое излучение корональных магнитных петель обычно интерпретируется как гиротронное излучение некоторой популяции быстрых электронов на гармониках гирочастоты в магнитном поле петли. В случае степенного распределения электронов по энергиям  $f(E) \propto$

$\propto E^{-\delta}$  интенсивность гиротронного излучения из оптически тонкого источника определяется соотношением [16]

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

где  $B$  — величина магнитного поля,  $\theta$  — угол между магнитным полем и направлением на наблюдателя.

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  $\theta$ , могут приводить к модуляции интенсивности принимаемого радиоизлучения. Вариации магнитного поля могут быть вызваны несколькими типами собственных магнитогидродинамических колебаний плазменного цилиндра, а именно быстрыми и медленными магнитозвуковыми, изгибными и альфвеновскими колебаниями, а также собственными колебаниями корональной магнитной петли как эквивалентного электрического контура (так называемые *LRC*-колебания петли [17], [18]). Как показано в работе [13], именно последний тип колебаний позволяет наиболее полно объяснить все особенности наблюдаемого спектра низкочастотной модуляции микроволнового излучения. В данной работе ниже приводятся основные формулы, описывающие данный тип колебаний.

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 [17]. Это уравнение для небольших отклонений тока  $I$  от стационарного значения  $I_0$  имеет следующий вид:

$$\frac{1}{c^2} L \frac{d^2 I}{dt^2} + \left[ R(I_0) - \frac{|V_r| l_1}{c^2 r_1} \right] \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C(I_0)} I = 0. \quad (2)$$

Здесь  $L$ ,  $C$  и  $R$  — индуктивность, ёмкость и сопротивление петли соответственно,  $V_r$  — радиальная компонента скорости сходящегося конвективного потока фотосферной плазмы в основаниях петли,  $l_1$ ,  $r_1$  — протяжённость по высоте области действия фотосферной электродвижущей силы и радиус трубки соответственно,  $c$  — скорость света. Если петлю аппроксимировать витком с длиной  $l$  и малым радиусом  $r$ , причём  $r \ll l$ , то для индуктивности можно использовать известное выражение [19]

$$L \approx 2l \left( \ln \frac{4l_2}{\pi r_2} - \frac{7}{4} \right), \quad (3)$$

эффективная ёмкость, зависящая от тока, протекающего в контуре, определяется как

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

Здесь и далее индекс 1 указывает на область оснований петли, индекс 2 — на корональную часть,  $\rho$  обозначает плотность плазмы в петле. Параметр  $b$  определяется значениями компонент магнитного поля и давлением на оси трубки  $p(0)$  и вне её  $p(\infty)$ :

$$b = \frac{B_{\varphi 0}(r_2)}{B_{z 0}(r_2) - B_{z 0}(0)} \approx 6 \frac{B_{\varphi 0}(r_2) B_{z 0}(0)}{8\pi [p(\infty) - p(0)]}. \quad (5)$$

Здесь  $r_2$  — радиус трубки в корональной части петли,  $B_{\varphi 0}$ ,  $B_{z0}$  — азимутальная и аксиальная компоненты магнитного поля корональной магнитной петли соответственно. Эффективное сопротивление петли определяется формулой [17]

$$R(I_0) \approx \frac{F_1^2 I_0^2 l_1}{(2 - F_1) c^4 n_1 m_i \nu'_{ia} \pi r_1^4} (1 + b^{-2}), \quad (6)$$

где  $n_1$  и  $F_1$  — электронная концентрация и относительное содержание нейтралов в области оснований трубки соответственно,  $m_i$  — масса иона,  $\nu'_{ia}$  — эффективная частота электронно-атомных столкновений. В сопротивление контура основной вклад вносят основания петли с относительно низкой проводимостью, обусловленной ионно-атомными столкновениями (так называемая проводимость Каулинга). В корональной части петли можно считать  $b^2 \gg 1$ , поэтому для частоты  $LRC$ -колебаний петли получаем

$$\nu_{LRC} = \frac{c}{2\pi \sqrt{LC(I_0)}} \approx \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{\lambda}} \frac{I_0}{cr_2^2 \sqrt{n_2 m_i}}. \quad (7)$$

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

$$\frac{B_{\varphi 0}(r_2)}{B_{z0}(0)} \ll \pi \sqrt{2\lambda} \frac{r_2}{l_2}, \quad (8)$$

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 (7) применима, по крайней мере, для не слишком длинных магнитных петель.

### 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОРОНАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПЕТЛИ С 5-МИНУТНЫМИ ФОТОСФЕРНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ КАК ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Параметрическое возбуждение звуковых колебаний в токонесущих корональных магнитных петлях в результате взаимодействия с 5-минутными глобальными осцилляциями скорости фотосферной конвекции, а также возможная роль этих колебаний в нагреве солнечной короны, были подробно рассмотрены в статьях [20, 21]. В данной статье основное внимание уделено процессу ускорения частиц в токонесущих корональных магнитных петлях и происходящему в результате нагреву короны. При этом нагрев происходит за счёт микровспышек, когда электроны, ускоренные в магнитной петле, достигают её оснований.

Как известно, в фотосферной конвекции существует широкий спектр осцилляций скорости, максимум которого приходится на колебания с периодом около 5 мин. Проявления 5-минутных осцилляций в излучении Солнца и возможность их проникновения в корону рассматривались в ряде работ [11, 20, 22, 23]. Эти колебания имеют звуковую природу, однако они не проникают в хромосферу и корону, отражаясь от области температурного минимума, вследствие чего они

не могут непосредственно воздействовать на всю петлю. Однако акустические колебания модулируют электрические токи в корональных петлях вследствие «зацепления» конвективного потока плазмы и магнитного поля в основаниях петли. Модуляция электрического тока приводит, в свою очередь, к возникновению периодически изменяющегося электрического поля, направленного вдоль оси трубки. В данной работе приводятся оценки такого электрического поля и рассматривается ускорение частиц в нём.

Предположим, что радиальная проекция скорости фотосферной конвекции  $V_r$  промодулирована 5-минутными фотосферными колебаниями, и абсолютная величина  $|V_r|$  осциллирует около среднего значения  $V_0$  согласно закону

$$|V_r| = V_0 + V_{\sim} \sin(\omega t). \quad (9)$$

Следует учесть, что электродвижущая сила, создающая электрический ток вдоль петли, связана со скоростью фотосферной конвекции через соотношение [10]

$$\varepsilon = \frac{V_r B_{\varphi} h}{c} \approx \frac{|V_r| h}{r_1 c^2} I_z \quad (10)$$

благодаря «зацеплению» потока плазмы и магнитного поля в основаниях петли. Здесь  $h$  — интервал высот, где действует э. д. с.,  $r_1$  — радиус магнитной трубки в основаниях. Интервал высот  $h$  обычно простирается от нижних слоёв фотосферы до переходной области между фотосферой и хромосферой и имеет величину порядка

$$h = 500 \div 1\,000 \text{ км}. \quad (11)$$

Ток  $I_z$  проходит через корональную часть петли от одного её основания к другому и замыкается в фотосфере вблизи уровня  $\tau_{5\,000} = 1$ , где проводимость плазмы становится изотропной ( $\tau_{5\,000}$  — оптическая толщина на длине волны  $5\,000 \text{ \AA}$ ). Модуляция электродвижущей силы (10) приводит к тому, что аналогично осцилляциям скорости фотосферной конвекции возникают колебания тока, которые могут быть описаны уравнением

$$\frac{\partial I_z}{\partial t} + \frac{2R(I_0)c^2}{L} I_z = \frac{V_{\sim} h I_z}{r_1 L} \sin(\omega t). \quad (12)$$

Диссипация тока в петле в спокойном состоянии определяется, в первую очередь, кулоновской проводимостью, при этом сопротивление петли оказывается весьма невелико, что не позволяет объяснить нагрев петель непосредственно за счёт диссипации токов в них.

При рассмотрении ускорения электронов в петле крупномасштабным электрическим полем следует принимать во внимание, что, если в петле присутствует магнитное поле  $B$ , превышающее электрическое, то ускорять частицы будет только проекция электрического поля на направление магнитного, т. е.  $E_{\parallel} = \mathbf{E}\mathbf{B}/B$ . Следует также учитывать, что в рассматриваемой ситуации, когда электрическое поле возникает за счёт изменения продольного тока, электрическое поле направлено вдоль оси петли, т. е. имеет проекцию на направление магнитного поля.

Циркуляция электрического поля по замкнутому контуру может быть выражена как

$$\oint E_{\parallel} dl = - \frac{L}{c^2} \frac{\partial I_z}{\partial t}. \quad (13)$$

Продольное электрическое поле имеет следующую связь с вариациями тока:

$$E_{\parallel} = - \frac{L}{c^2 l} \frac{\partial I_z}{\partial t}, \quad (14)$$

где  $l$  — длина петли,  $L$  — её индуктивность согласно формуле (3).

Если характерное время изменения скорости плазмы много меньше времени установления тока в петле, т. е.  $\tau_V \ll L/(c^2 R)$ , то изменением тока в процессе изменения скорости можно пренебречь, хотя изменение производной  $\partial I_z/\partial t$  существенно. В результате получаем следующую формулу, связывающую осцилляции тока в корональной магнитной петле и возникающее при этом электрическое поле:

$$E_{\parallel} = \frac{hV_r I_0}{r_1 c^2 l} \sin(\omega t). \quad (15)$$

Усреднённое по половине периода электрическое поле, таким образом, описывается следующей формулой:

$$\bar{E}_{\parallel} = \frac{2hV_{\sim} I_0}{\pi r_1 c^2 l}. \quad (16)$$

Радиус петли в области оснований может быть вычислен с помощью следующей формулы [24]:

$$r_1 = \frac{F_1^2 B_z^2(0)}{(2 - F_1) 12\pi m_i n_1 \nu'_{ia} |V_r|}, \quad (17)$$

где  $\nu'_{ia} = \nu_{ia} m_a / (m_i + m_a) \approx 2,25 F_1 n_1 \sqrt{T}$  — эффективная частота ионно-атомных столкновений,  $m_a$  — масса нейтрального атома,  $n_1$  — концентрация плазмы в области оснований,  $F_1$  — относительное содержание нейтралов.

Для стационарной трубки с магнитным полем на оси  $B_z(0) = 500$  Гс и радиальной составляющей скорости фотосферной конвекции  $|V_r| = 10^4 \div 10^5$  см/с на высоте 500 км над фотосферой стандартная модель атмосферы [24] приводит к следующей оценке радиуса магнитной трубки в основании:  $r_1 \approx 8 \cdot 10^5 \div 8 \cdot 10^6$  см.

Возникающее поле способно ускорять электроны корональной петли на протяжении половины периода, в дальнейшем поле меняет знак, и процесс ускорения повторяется. Данный эффект приводит к тому, что нагрев за счёт столкновений с ускоренными электронами, отдающими свою энергию окружающей плазме, будет попеременно осуществляться в разных основаниях петли. За счёт периодического усиления и уменьшения электрического поля процесс может проявляться в наблюдениях как микровспышки, повторяющиеся с периодом  $100 \div 200$  с.

Одним из параметров, определяющих режим ускорения электронов в петле, является так называемое поле Драйзера  $E_D = e\Lambda\omega_p^2/V_T^2$ , где  $V_T = (k_B T/m_e)^{1/2}$  — тепловая скорость электронов,  $T$  — температура,  $\Lambda$  — кулоновский логарифм,  $\omega_p$  — ленгмюровская частота. Если ускоряющее поле не превышает поле Драйзера ( $E_{\parallel} < E_D$ ), то в ускорительный процесс, или убежание, включаются электроны со скоростями  $V > (E_D/E_{\parallel})^{1/2} V_T$ .

Кинетическая теория позволяет получить следующую известную формулу для темпа генерации убегающих электронов в случае субдрайзеровских полей [10]:

$$\dot{N}_e = 0,35 n \nu_{ei} V_a y^{3/8} \exp(-\sqrt{2y} - y/4), \quad (18)$$

где  $y = E_D/E_{\parallel}$ ,  $V_a$  — объём области ускорения,  $\nu_{ei} = 5,5 n \Lambda / T^{3/2}$  — эффективная частота электронно-ионных столкновений,  $n$  — концентрация электронов в плазме,  $\Lambda$  — кулоновский логарифм.

Если давление внутри петли задано и постоянно (низкие петли), то распределение температуры по длине петли может быть получено из соотношения [8, 25]

$$sp = A \left( \frac{8k_B k_e}{\chi_0} \right)^{1/2} T^3(s), \quad \chi_0 = 10^{-19}, \quad (19)$$

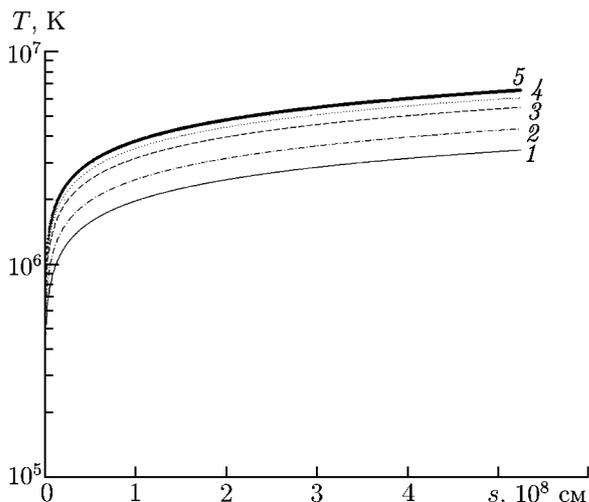


Рис. 6. Зависимость температуры  $T$  от длины петли  $s$  при различных значениях давления:  $p = 50$  ед. СГС (кривая 1), 100 ед. СГС (кривая 2), 200 ед. СГС (кривая 3), 250 ед. СГС (кривая 4) и 300 ед. СГС (кривая 5)

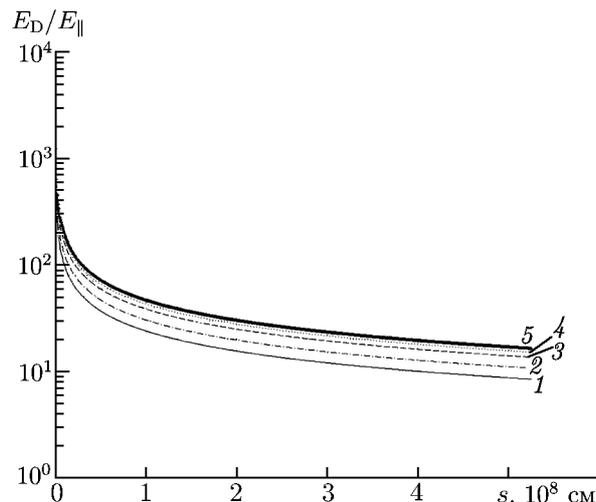


Рис. 7. Изменение отношения поля Драйзера к ускоряющему полю вдоль петли при различных значениях давления:  $p = 50$  ед. СГС (кривая 1), 100 ед. СГС (кривая 2), 200 ед. СГС (кривая 3), 250 ед. СГС (кривая 4) и 300 ед. СГС (кривая 5)

где координата  $s$  изменяется в пределах  $0 < s < l$ ,  $l$  — длина петли,  $k_e = 0,92 \cdot 10^{-6}$  эрг/(с · К<sup>7/2</sup>) — коэффициент электронной теплопроводности,  $p$  — давление,  $A = \int_0^1 x^2 (1 - x^5)^{-1/2} dx \approx 0,55$ . Распределение (19) представлено на рис. 6, здесь и далее для расчётов использовались следующие параметры: длина петли  $l = 10^9$  см (расстояние между одним из оснований и вершиной составляет соответственно  $5 \cdot 10^8$  см); интервал высот, где действует э. д. с.,  $h = 5 \cdot 10^7$  см; амплитуда осцилляций скорости фотосферной конвекции  $V_{\sim} = 5 \cdot 10^4$  см/с; ток через сечение петли  $I_z = 3 \cdot 10^9$  А; радиус в основании петли  $r_1 = 10^6$  см.

Для вышеперечисленных значений параметров для усреднённого электрического поля (16), ускоряющего электроны, получим  $E_{\parallel} \approx 3,4 \cdot 10^{-7}$  ед. СГС. Как показывают расчёты, в ускорительный процесс в основном включаются электроны, находящиеся в вершине петли, вследствие того, что именно в вершине поле Драйзера принимает наименьшее значение. Изменение отношения поля Драйзера к ускоряющему полю вдоль петли представлено на рис. 7.

Формула (18) позволяет оценить темп генерации электронов, включающихся в процесс убегаения. На рис. 8 представлено распределение темпа генерации быстрых электронов по длине петли, вычисленное в соответствии с формулой (18). Как легко увидеть из рис. 8, ускорение наиболее

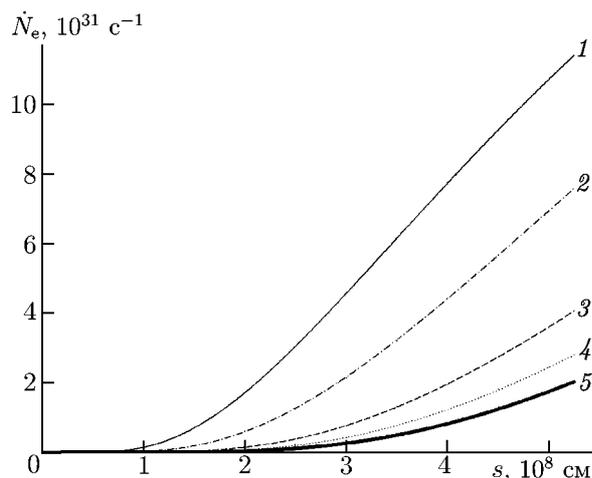


Рис. 8. Распределение темпа генерации ускоренных электронов  $\dot{N}_e$  вдоль петли при различных значениях давления:  $p = 50$  ед. СГС (кривая 1), 100 ед. СГС (кривая 2), 200 ед. СГС (кривая 3), 250 ед. СГС (кривая 4) и 300 ед. СГС (кривая 5). По оси ординат отложено количество ускоренных электронов, продуцируемых в элементарном объёме за одну секунду, по оси абсцисс — расстояние от основания петли

эффективно в вершине петли, где количество включающихся в процесс убегания электронов существенно превышает количество ускоренных электронов, возникающих в более низких областях петли. Данный факт связан с особенностями распределения концентрации плазмы и температуры и, как следствие, поля Драйсера вдоль петли. Поэтому изменение поля Драйсера приводит к существенному изменению режима ускорения электронов по высоте. Ускоряющее поле нигде не превышает драйсеровское, однако, субдрайсеровские значения, достигаемые в вершине петли, уже достаточны для ускорения большого числа электронов. Отношение ускоряющего поля к полю Драйсера увеличивается от оснований к вершине приблизительно на полтора порядка.

Хотя основная плазма остаётся столкновительной, ускоренные электроны практически не испытывают столкновений с основной плазмой в корональной части петли и могут беспрепятственно двигаться вдоль магнитных силовых линий от вершины петли к её основаниям. В основаниях эффективная частота столкновений возрастает настолько, что в результате участвовавших столкновений энергичные электроны передают всю свою энергию окружающей плазме. Этот процесс приводит к нагреву плазмы и может проявляться в наблюдениях как микровспышки.

Радиационные потери в интервале температур  $10^5 \text{ К} < T < 10^7 \text{ К}$  можно аппроксимировать функцией [26]

$$\chi(T) = n^2 \chi_0 T^{-1/2} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad \chi_0 = 10^{-19}. \quad (20)$$

Сравним радиационные потери и энергию, выделяемую в петле в результате нагрева ускоренными электронами.

Подъём разогретой за счёт столкновения с ускоренными электронами плазмы от оснований к вершине петли происходит со звуковой скоростью  $c_s$ . Следовательно, время, за которое плазма заполнит объём петли, можно оценить как

$$t_{ev} = \frac{l/2}{c_s} = \frac{l}{2} \left( \frac{\gamma k_B T}{m_i} \right)^{-1/2}, \quad (21)$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты.

Принимая в качестве оценки температуру равной  $T = 5 \cdot 10^6 \text{ К}$ , получим скорость звука в петле  $c_s = 2,6 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ , что приводит к оценке  $t_{ev} \approx 19 \text{ с}$  для петли с длиной  $l = 10^9 \text{ см}$ . Поскольку процесс ускорения электронов и отдачи ими тепла в основаниях петли повторяется периодически, и поскольку период этого процесса в большинстве случаев существенно превышает характерное время распределения разогретой плазмы по всей длине петли, в дальнейшем можно пренебречь нестационарностью процесса и считать функцию нагрева равномерно распределённой по длине петли.

Максимальную энергию отдельного электрона можно оценить как

$$W_e = e E_{\parallel} l/2, \quad (22)$$

где  $e > 0$  — элементарный заряд,  $E_{\parallel}$  — ускоряющее поле,  $l$  — длина петли, при этом путь электрона от вершины к основанию петли составляет соответственно половину этой длины. Зная скорость продуцирования ускоренных электронов, время, в течение которого действует ускоряющее поле, и среднюю энергию одного электрона, можно легко оценить функцию нагрева, т. е. энергию, выделяемую в единице объёма в основаниях петли за секунду. Используя для оценки полученное выше значение  $E_{\parallel} \approx 3,4 \cdot 10^{-7} \text{ ед. СГС}$  (16), получаем, что средняя энергия одного электрона, разгоняемого от вершины петли к её основанию, равна около 53 кэВ.

При вычислении суммарной энергии, выделяемой в основаниях петли за 150 с, следует учитывать различное количество ускоренных электронов на разных участках петли (см. рис. 8), а также разную энергию, которую они будут набирать вследствие отличающейся длины пути, вдоль

Таблица 1

$p$ , ед. СГС	$N_e^\Sigma$	$W_\Sigma$ , эрг	$\dot{W}$ , эрг/с	$H$ , эрг/(см <sup>3</sup> · с)
50	$4,2 \cdot 10^{34}$	$9,7 \cdot 10^{27}$	$6,5 \cdot 10^{25}$	1,95
100	$2,3 \cdot 10^{34}$	$6,4 \cdot 10^{27}$	$4,3 \cdot 10^{25}$	1,29
200	$1,0 \cdot 10^{34}$	$3,4 \cdot 10^{27}$	$2,3 \cdot 10^{25}$	0,69
275	$6,6 \cdot 10^{33}$	$2,4 \cdot 10^{27}$	$1,6 \cdot 10^{25}$	0,47
350	$4,5 \cdot 10^{33}$	$1,7 \cdot 10^{27}$	$1,1 \cdot 10^{25}$	0,34

которого электроны будут ускоряться полем  $E_{\parallel}$ . Учитывая всё это, мы можем вычислить значения для суммарной энергии ускоренных электронов, а также оценить выделение энергии в основаниях петли за одну секунду  $\dot{W}$ . Функция нагрева в данном случае будет определяться как  $H = \dot{W}/V_{\text{loop}}$ , где  $V_{\text{loop}}$  — объём петли. Результаты расчётов представлены в табл. 1. Здесь  $N_e^\Sigma$  — общее количество ускоренных электронов за 150 с,  $W_\Sigma$  — их суммарная энергия,  $\dot{W}$  — скорость энерговыделения в петле.

Вычитая функцию нагрева из радиационных потерь, можно определить, достаточен ли нагрев за счёт взаимодействия с 5-минутными колебаниями фотосферной конвекции для компенсации потерь на излучение. На рис. 9 представлен результат такого вычитания. Для оценок использовалось распределение радиационных потерь по длине петли, вычисленное согласно температурному распределению, представленному на рис. 6. Как можно видеть, в случае достаточно низких давлений нагрев в корональной части петли превышает потери на излучение, а в случае более высоких давлений (например,  $p = 200$  ед. СГС) радиационные потери и нагрев практически компенсируются. Следует также иметь в виду, что величина ускоряющего поля, а, следовательно, и эффективность ускорения, зависят от величины тока в петле. Все представленные здесь оценки получены для довольно умеренного значения тока  $I_z = 3 \cdot 10^9$  А.

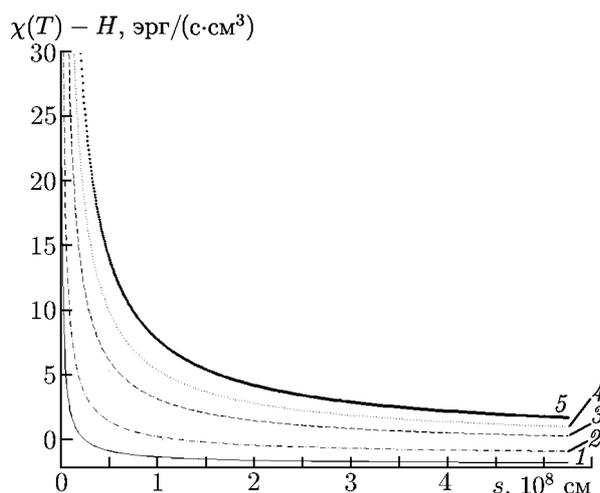


Рис. 9. Разность радиационных потерь и функции нагрева, обусловленной микровспышками в петле в зависимости от расстояния от оснований петли при различных значениях давления:  $p = 50$  ед. СГС (кривая 1), 100 ед. СГС (кривая 2), 200 ед. СГС (кривая 3), 250 ед. СГС (кривая 4) и 300 ед. СГС (кривая 5)

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Кратко сформулируем полученные результаты.

Спектрально-временной анализ микроволнового излучения Солнца показал, что в спектрах радиоизлучения на различных частотах присутствует характерная низкочастотная модуляция, представляющая собой квазипериодическое увеличение и уменьшение частоты модуляции. Наиболее часто наблюдаемый период составлял около 150 с. Как правило, частота модуляции в рассмотренных спектрах изменялась в границах от 10 до 40 мГц. На протяжении события в большинстве случаев осцилляции частоты модуляции не обнаруживали затухания как для событий, наблюдавшихся в обсерватории «Нобейма», когда длина реализаций составляла около часа, так и в случае более длинной записи, полученной в обсерватории «Метсахови» (несколько часов).

В спектрах, записанных радиополяриметрами «Нобейма», модуляция обнаруживается в большинстве случаев на частотах излучения 1 и 2 ГГц и лишь в редких случаях на 3,75 и 17 ГГц, однако она также присутствует в данных наблюдений обсерватории «Метсахови» на частоте излучения 11,7 ГГц в течение нескольких часов.

Хотелось бы отметить, что данная низкочастотная модуляция, по-видимому, не привязана к вспыхивающим событиям и наблюдается не только во время, но и до, и после вспышки в спектрах обсерватории «Нобейма». Это подтверждает анализ данных обсерватории «Метсахови» за 13.04.2001, когда на Солнце вспышки отсутствовали. Тем не менее, вариация с практически неизменным периодом и амплитудой колебаний наблюдается в спектре модуляции микроволнового излучения на всём протяжении реализации. Следовательно, можно предположить, что процессы, приводящие к появлению данной вариации в спектре модуляции радиопотока, не должны быть связаны со вспышками и могут протекать также в условиях спокойного Солнца.

Предложенный механизм связывает глобальные 5-минутные колебания солнечной фотосферы с процессами, происходящими в корональной части магнитной петли. При этом модуляция радиальной составляющей скорости конвекции в основаниях петли приводит к модуляции э. д. с., а также силы тока в петле. Изменяющаяся сила тока, в свою очередь, вызывает возникновение переменного электрического поля, колеблющегося с тем же периодом, т. е. с периодом 5-минутных колебаний. Электрическое поле наиболее эффективно ускоряет электроны в области вблизи вершины корональной магнитной петли, т. к. именно там условия для включения электронов в процесс ускорения оказываются наиболее благоприятными. Когда ускоренные электроны, двигаясь вдоль магнитных силовых линий, достигают оснований петли, где частота столкновений в плазме многократно возрастает, в результате столкновений они передают свою энергию окружающей плазме. Этот процесс может приводить к возникновению микровспышек. Некоторые различия в периодах изменения частоты в разных событиях могут быть связаны с тем, что в действительности спектр 5-минутных фотосферных осцилляций представляет собой не узкую линию, а занимает некоторый диапазон частот. Период этих осцилляций может изменяться в пределах  $\tau = 100 \div 400$  с с максимумом спектра, приходящимся на 300 с. В рассмотренных событиях период изменения частоты составлял в разных случаях  $\tau/2 = 50 \div 200$  с, что хорошо согласуется с предложенным объяснением.

Хотя микровспышки сложно наблюдать непосредственно, в предложенном механизме они проявляются как периодические изменения частоты модуляции микроволнового излучения. Проведённый анализ микроволновых всплесков (характерная модуляция наблюдалась приблизительно в 85 % случаев) и полученные оценки позволяют предположить, что микровспышки могут вносить существенный вклад в нагрев магнитных петель и, следовательно, солнечной короны в целом.

В пользу предложенного механизма возникновения микровспышек говорят следующие факты:

- 1) Наблюдаемый период изменения частоты модуляции потока радиоизлучения в большинстве случаев совпадает с половиной периода 5-минутных колебаний и составляет около 150 с.
- 2) Изменения частоты с таким периодом в спектрах модуляции не связаны с фазой развития вспышки и наблюдаются также в спектре радиоизлучения спокойного Солнца.
- 3) В одном из двух случаев, когда характерная модуляция не была обнаружена, известно, что источником микроволнового излучения являлись не корональные магнитные петли, для которых предложен данный механизм, а солнечные пятна. Во втором случае структура источника излучения неизвестна.
- 4) Во всех случаях, когда точно установлено, что источником излучения являлись корональные магнитные петли, модуляция присутствовала в спектре микроволнового излучения.

Автор благодарен В.В.Зайцеву за помощь и полезную дискуссию, а также признателен Н.С.Мешалкиной за предоставленную информацию об источниках микроволнового излучения.

Работа поддержана РФФИ (гранты 11-02-00103-а, 10-02-00265-а), грантом 228319 Европейского союза в рамках проекта «EuroPlanet»-RI FP7 и программой фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Плазменные процессы в Солнечной системе».

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Narain U., Pandey K. // *J. Astrophys. Astron.* 2006. V.27. P.93.
2. Brosius J. W., Holman G. D. // *Astrophys. J.* 2009. V.692. P.492.
3. Krucker S., Christe S., Lin R. P., et al. // *Solar Phys.* 2002. V.210. P.445.
4. Aschwanden M. J. // *Astrophys. J.* 2008. V.672. P.L135.
5. Aschwanden M. J., Stern R. A., Guedel M. // *Astrophys. J.* 2008. V.672. P.659.
6. Mitra-Kraev U., Benz A. O. // *Astron. Astrophys.* 2001. V.373. P.318.
7. Aschwanden M. J. // *Adv. Space Res.* 2007. V.39. P.1867.
8. Зайцев В. В., Кислякова К. Г. // *Астрон. журн.* 2010. Т.87, № 4. С.410.
9. Зайцев В. В., Степанов А. В. // *Успехи физ. наук.* 2008. Т.178, № 11. С.1.
10. Knoepfel H., Spong D. A. // *Nucl. Fusion.* 1979. V.19. P.785.
11. Кисляков А. Г., Шкелёв Е. И., Лупов С. Ю., Кислякова К. Г. // *Вестник Нижегородского университета им. Н.И.Лобачевского.* 2011. № 2 (1). С.46.
12. Шкелёв Е. И., Кисляков А. Г., Лупов С. Ю. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2002. Т.45, № 5. С.433.
13. Зайцев В. В., Кислякова К. Г., Алтынцев А. Т., Мешалкина Н. С. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2011. Т.54, № 4. С.243.
14. Kundu M. R., Grechnev V. V., White S. M., et al. // *Solar Phys.* 2009. V.260, No. 1. P.135.
15. Chernov G. P., Sych R. A., Yihna Yan, et al. // *Solar Phys.* 2006. V.237. P.397.
16. Dulk G. A. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys. J.* 1985. V.23. P.169.
17. Zaitsev V. V., Stepanov A. V., Urpo S., Pohjolainen S. // *Astron. Astrophys.* 1998. V.337. P.887.
18. Зайцев В. В., Кисляков А. Г., Урпо С. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2003. Т.46, № 12. С.999.
19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Электродинамика сплошных сред.* М.: Наука, 1982. С.180.
20. Зайцев В. В., Кисляков А. Г. // *Астрон. журн.* 2006. Т.83, № 10. С.921.
21. Зайцев В. В., Кисляков А. Г., Кислякова К. Г. // *Космические исследования.* 2008. Т.46, № 4. С.310.
22. Kislyakov A. G., Zaitsev V. V., Stepanov A. V., Urpo S. // *Solar Phys.* 2006. V.233. P.89.
23. Зайцев В. В., Кисляков А. Г., Урпо С. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2003. Т.46, № 12. С.999.
24. Khodachenko M. L., Zaitsev V. V., Kislyakov A. G., Stepanov A. V. // *Space Sci. Rev.* 2010. V.149. P.83.
25. Прист Э. *Солнечная магнитогидродинамика.* М.: Мир, 1985.
26. Kano R., Tsuneta S. // *Astrophys. J.* 1995. V.454. P.934.
27. <http://solar.nro.nao.jp>.

Поступила в редакцию 7 ноября 2011 г.; принята в печать 28 ноября 2011 г.

**MANIFESTATION OF MICROFLARES IN MODULATIONS OF THE MICROWAVE RADIATION OF THE CORONAL MAGNETIC LOOPS***K. G. Kislyakova*

We detected a modulation with a frequency, which varied quasi-periodically with a period of approximately 150 s, when analyzing the low-frequency modulation of the intensity of the Sun's microwave radiation. It is shown that this modulation can be a manifestation of the microflares occurring in the coronal magnetic loop. The interaction of 5-minute photospheric oscillations with current-conducting loops results in a modulation of the electric current passing through the loop and, consequently, a generation of the inductive electric field. This leads to emergence of a group of escaping electrons and their acceleration by the electric field. The most favorable conditions for the acceleration arise near the apex of the loop, where the Dreicer field is minimal. When the electrons accelerated in the region near the top of the loop reach its footpoint, a microflare is observed. The radiation loss of the loop and the energy, which is released in the loop as a result of the microflares, are compared. It is shown that for some loop parameters, the radiation loss can be compensated completely, and the heating can exceed the radiation loss.