

УДК 523.98

Г. Б. Гельфрейх¹, Ю. Т. Цап², Ю. Г. Копылова¹, Л. И. Цветков²,
Т. Б. Гольдварг³, Ю. А. Наговицин¹, Ю. Ф. Юровский², И. А. Будзиновская²

¹Головна (Пулковська) астрономічна обсерваторія РАН, Санкт-Петербург, Росія

²НДІ «Кримська астрофізична обсерваторія», п. Наукове, Крим

³Калмицький державний університет, м. Еліста, Росія

О природе пульсаций микроволнового излучения солнечных активных областей

На основі спостережних даних, отриманих у вересні 2001 р. за допомогою РТ-22 НДІ «КрАО», методами вейвлет-аналізу досліджуються квазіперіодичні варіації мікрохвильового випромінювання на частотах 8.6 і 15.4 ГГц активних областей Сонця з періодами менш ніж 10 хв. Виявлені пульсації випромінювання з періодами 10—40 с пов'язуються з альвенівськими збуреннями. Встановлено, що внаслідок теплопровідних втрат акустичні моди з періодами менш ніж 1 хв зазнають сильної дисипації в нижній короні Сонця. У рамках однорідної моделі проведено аналіз впливу акустичних і альвенівських осциляцій на теплові механізми мікрохвильового випромінювання. Обговорюються ймовірні джерела нагрівання сонячної корони.

ВВЕДЕНИЕ

Сравнительно недавно с запуском орбитальных станций SOHO и TRACE возникло новое направление исследований колебаний магнитных структур верхней атмосферы Солнца, названное корональной сейсмологией. Столь большой интерес, связан в первую очередь с решением проблемы нагрева солнечной короны магнитогидродинамическими (МГД) волнами, а также с возможностью совершенствования методов диагностики корональных магнитных полей.

В сентябре 2001 г. на базе РТ-22 ($\lambda\lambda$ 2.0 и 3.5 см) и РТ-3 ($\lambda\lambda$ 10.5 и 12.0 см) НИИ «КрАО» проводились многочасовые наблюдения активных областей Солнца. После обработки наблюдательных данных негармоническими методами (вейвлет-анализ) были получены следующие результаты [1]:

1) наибольшей амплитудой в динамических спектрах мощности обладают минутные колебания с периодом $T_p = 3...5$ мин;

2) в некоторых случаях амплитуды колебаний с $T_p = 10—40$ с сравнимы с минутными, тогда как

секундные осцилляции ($T_p < 10$ с) всегда отсутствуют;

3) квазипериодические пульсации имеют вид низкодобротных цугов.

Кроме того, согласно результатам наблюдений, проведенных на радиогелиографе Nobeyama и VLA, глубина модуляции микроволнового излучения над солнечными пятнами может изменяться в широких пределах — от одного до двадцати процентов, причем данные изменения никак не связаны с нестационарными явлениями в источнике излучения [6, 8].

В свете изложенного выше в представленной работе исследуются диссипативные и модуляционные процессы, вызванные распространением МГД-волн в атмосфере Солнца.

О ДИССИПАЦИИ МГД-ВОЛН

Для того чтобы выяснить, какие моды ответственны за осцилляции с короткими периодами [1], рассмотрим диссипацию акустических волн, обуслов-

ленную ионной вязкостью, электронной теплопроводностью и радиационными потерями.

Тепловые энергии, выделяющиеся из-за ионной вязкости E_v и электронной теплопроводности E_c , а также радиационные потери E_r после усреднения по периоду осцилляций можно представить следующим образом [3, 5]:

$$E_v = \frac{\eta_0}{6} (\nabla \delta v)^2, \quad \eta_0 = 0.96 n k_B T \tau_i; \quad (1)$$

$$E_c = \frac{\kappa_{||}}{2} \left(\frac{k}{\omega} \right)^2 k_B T (\gamma - 1)^2 (\nabla \delta v)^2, \quad \kappa_{||} = 3.16 \frac{n k_B T \tau_e}{m}; \quad (2)$$

$$E_r = \frac{(3 - \gamma)(5 - \gamma)}{16} \frac{n^2 R(T)}{\omega^2} (\nabla \delta v)^2, \quad R(T) = \frac{5 \cdot 10^{-20}}{\sqrt{T}}. \quad (3)$$

Здесь использованы стандартные обозначения, а характерные времена столкновений ионов τ_i и электронов τ_e связаны соотношением [4]

$$\tau_i = \sqrt{\frac{2M}{m}} \tau_e \approx 17 \frac{T^{3/2}}{n\Lambda}, \text{ с.} \quad (4)$$

где $\Lambda = 25.3 - 1.15 \lg n + 2.3 \lg T$ — кулоновский логарифм, в котором температура T выражена в электронвольтах, концентрация n — в см^{-3} . Заметим, что принятая в (3) зависимость функции радиационных потерь $R(T)$ от температуры соответствует температурному интервалу $T = 10^6 - 10^{7.6}$ К для оптически тонкого источника [3].

Декремент затухания $\gamma < \omega$ запишем в виде

$$\gamma = \frac{E}{2W}. \quad (5)$$

Здесь W — плотность волновой энергии, которая для акустических волн (медленные моды) при малых значениях плазменного параметра

$$\beta \approx c_s^2 / v_a^2 \ll 1,$$

где c_s и v_a — скорость звука и альвеновская скорость соответственно, представима в виде [4]

$$W = c_s^2 \frac{\delta \rho}{2\rho} \quad (6)$$

(ρ — плотность плазмы). Учитывая линеаризованное уравнение непрерывности

$$-i\omega \delta \rho + \rho \nabla \delta v = 0$$

и подставляя (1)—(4) и (6) в (5) для декрементов, обусловленных ионной вязкостью, электронной теплопроводностью и радиационными потерями, соответственно находим

$$\begin{aligned} \gamma_v &\approx 0.1 \omega^2 \frac{T^{3/2}}{n}, \\ \gamma_c &\approx 10 \omega^2 \frac{T^{3/2}}{n}, \\ \gamma_r &\approx 5 \cdot 10^{-5} \frac{n}{T^{3/2}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Согласно (7) в условиях нижней короны диссипация медленных мод определяется электронной теплопроводностью, и поскольку период $T_p = 2\pi/\omega$, то декремент затухания акустических колебаний представим в виде

$$\frac{\gamma}{\omega} \approx \frac{63 T^{3/2}}{n T_p}. \quad (8)$$

При $T = 10^6$ К, $n = 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, из выражения (8) получим $\gamma/\omega \approx 63 \cdot (0.1 - 1)/T_p$. Отсюда следует, что акустические колебания с $T_p \leq 1$ мин подвержены сильной диссипации, что делает их обнаружение в нижней короне крайне проблематичным. Действительно, в этом случае амплитуда колебаний уменьшится в e раз за время $t = 1/\gamma \approx 2.5 \cdot (10^{-3} - 10^{-2}) T_p^2$, которое при $T_p = 60$ с составит 0.15—1.5 мин.

Альвеновские возмущения в отличие от акустических мод не сжимают плазму, поэтому они подвержены диссипативным процессам в гораздо меньшей степени.

Кроме того, поскольку альвеновские волны с периодами меньше нескольких десятков секунд сильно затухают в хромосфере [4], то это предполагает, что за колебания микроволнового излучения с $T_p = 10...40$ с ответственны данные моды.

Поток энергии альвеновских волн можно представить в виде

$$F = \frac{\rho (\delta v)^2}{2} v_A, \quad (9)$$

где $v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ — альвеновская скорость и δv — амплитуда возмущений.

Полагая в нижней короне $\rho = 10^{-15} - 10^{-14} \text{ г/см}^3$, $v_A = 10^8 \text{ см/с}$ и $\delta v = 10^7 \text{ см/с}$, из (9) находим $F = 0.5...5 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Поскольку для нагрева спокойных и активных областей требуются потоки 0.03 и 1 $\text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно, то альвеновские волны вполне могут обеспечить высокую температуру корональной плазмы.

МОДУЛЯЦИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В рамках однородной модели рассмотрим влияние акустических и альвеновских возмущений на модуляцию микроволнового излучения активных областей. Ограничимся анализом тепловых механизмов (тормозного и магнитотормозного), определив глубину модуляции следующим образом:

$$M = \delta I(x)/I(x), \quad (10)$$

где $\delta I(x) = I(x + \delta x) - I(x)$ — изменение интенсивности излучения, вызванное некоторым малым возмущением с амплитудой $\delta x \ll x$.

Акустические моды. Предположим, что линейные колебания являются адиабатическими. Тогда для интенсивностей оптически толстого (I_1) и оптически тонкого (I_2) излучения имеем [2]

$$I_1 \propto T, \\ I_2 \propto \begin{cases} n^2/\sqrt{T} & (\text{тормозной}), \\ nT^s & (\text{магнитотормозной}). \end{cases}$$

Отсюда с учетом (10) получим для глубин модуляции

$$M_1 = \delta T/T, \quad (11)$$

$$M_2 = \begin{cases} (5/6)\delta T/T & (\text{тормозной}), \\ (s + 2/3)\delta T/T & (\text{магнитотормозной}), \end{cases} \quad (12)$$

где $s \geq 2$ — номер циклотронной гармоники. Как видно из (11) и (12), глубина модуляции M зависит от оптической толщины, и для оптически тон-

кого гирорезонансного излучения с ростом номера гармоники s возрастает. Если принять во внимание, что основной вклад в микроволновое излучение активных областей Солнца дают гармоники с $s \leq 4$, то при переходе от оптически толстого источника к оптически тонкому при прочих равных условиях M может возрасти всего в несколько раз.

Альвеновские моды. Возмущения данного типа не сжимают плазму, а лишь изменяют направление магнитного поля, поэтому мы ограничимся анализом влияния альвеновских возмущений на модуляцию оптически тонкого гирорезонансного излучения при различных углах между направлением магнитного поля и волнового вектора α .

В квазипродольном приближении [2] для глубины модуляции необыкновенных (e) и обыкновенных (o) волн, учитывая, что оптическая толщина

$$\tau_c \propto \sin^{2s-2}\alpha(1 \pm \cos\alpha)^2,$$

а также, принимая во внимание (10), получим

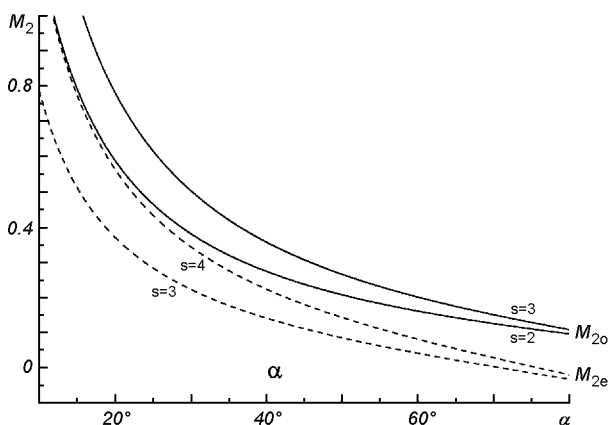
$$M_{2e} = [(2s - 2)\text{ctg}\alpha - 2\text{tg}(\alpha/2)]\delta\alpha,$$

$$M_{2o} = [(2s - 2)\text{ctg}\alpha + 2\text{ctg}(\alpha/2)]\delta\alpha.$$

Зависимости $M_{2e}(\alpha)$ при $s = 3, 4$ и $M_{2o}(\alpha)$ при $s = 2, 3$ представлены на рисунке. Прежде всего обращает на себя внимание, что глубина модуляции может достигать достаточно больших значений, и с увеличением номера гармоники s увеличивается, тогда как с увеличением угла α , наоборот, уменьшается. Причем обыкновенная волна модулируется более эффективно, чем необыкновенная. Применительно к наблюдениям это предполагает, что если колебания параметров Стокса I и V вызваны альвеновскими возмущениями, то они могут происходить как в фазе, так и противофазе.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Выявленные методами вейвлет-анализа десятисекундные осцилляции микроволнового излучения активных областей мы связали с альвеновскими возмущениями, так как они в отличие от других МГД-мод подвержены диссипативным процессам в наименьшей степени. По нашему мнению, именно данные моды ответственны за нагрев Солнечной короны. Вопрос о существовании секундных осциллирующих излучения в активных областях, обнаруженных в оптическом диапазоне Вильямсом и др. [9], по-прежнему остается открытым [7]. Не исключено, что пульсации с короткими периодами могут возбуждаться лишь вследствие вспышечного энерговыделения.



Зависимость глубины модуляции M_2 оптически тонкого источника от угла α между направлением магнитного поля и волновым вектором обыкновенной (o) и необыкновенной (e) волны ($\delta\alpha = 2^\circ$)

В соответствии с полученными результатами в рамках однородной модели не удается объяснить наблюдаемый на VLA и NoRH разброс по глубине модуляции минутных пульсаций микроволнового излучения, что свидетельствует о необходимости учета эффектов, связанных с неоднородностью плазмы и магнитного поля.

Как следует из проведенного анализа, для оптически тонкого источника альвеновские возмущения приводят к значительной модуляции гирорезонансного излучения, глубина которой существенно зависит от поляризации излучаемых волн. Поэтому колебания параметров Стокса I и V могут происходить как в фазе, так и в противофазе.

Работа поддержана грантом ИНТАС № 00-543 и частично грантом РФФИ № 03-02-17218.

1. Гельфрейх Г. Б., Гольдварг Т. Б., Копылова Ю. Г. и др. О вариациях микроволнового и дециметрового излучения в активных областях солнечной атмосферы // Тр. междунар. конф. «Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца». — С-Пб: ГАО РАН, 2002.—С. 127—132.
2. Желязняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. — М.: Наука, 1977.—432 с.
3. Прист Э. Р. Солнечная магнитная гидродинамика. — М.: Мир, 1985.—589 с.
4. De Pontieu, Martens P. C., Hudson H. S. Chromospheric damping of Alfvén waves // *Astrophys. J.*—2001.—558, N 2.—P. 859—871.
5. Gordon B. E., Hollweg J. V. Collisional damping of surface waves in the solar corona // *Astrophys. J.*—1983.—266,

N 1.—P. 373—382.

6. Nindos A., Alissandrakis C. E., Gelfreikh G. B., et al. Spatially resolved microwave oscillations above a sunspot // *Astron. and Astrophys.*—2002.—386, N 2.—P. 658—673.
7. Rudawy P., Phillips K. J. H., Read P., et al. Search for short period coronal plasma oscillations: SECIS results from 1999 and 2001 total eclipse // Proc. 10th European Solar Physics Meeting «Solar Variability From Core to Outer Frontiers». — Prague, 2002.—P. 967—970.
8. Shibasaki K. Microwave detection of umbral oscillations in NOAA active region 8156: diagnostics of temperature minimum in sunspot // *Astrophys. J.*—2001.—550, N 2.—P. 1113—1118.
9. Williams D. R., Phillips K. J. H., Rudawy P., et al. High-frequency oscillations in a solar active region coronal loop // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2001.—326.—P. 428—436.

ON THE NATURE OF MICROWAVE PULSATIIONS FROM SOLAR ACTIVE REGIONS

G. B. Gelfreikh, Yu. T. Tsap, Y. G. Kopylova,
L. I. Tsvetkov, T. B. Goldvarg, Y. A. Nagovitsin,
Y. F. Yurovsky, I. A. Budzinovskaya

On the basis of observed data obtained with the radio telescope RT-22 of the Crimean Astrophysical Observatory at 8.6 and 15.4 GHz the quasi-periodic variations of microwave radiation from solar active regions with periods less then 10 min are investigated. The revealed oscillations with periods of 10—40^s we connected with the Alfvén disturbances. It was established that acoustic modes with periods less than 1 min strongly dissipate in lower corona due to the thermal conductivity. Within the framework of the homogeneous model the influence of acoustic and Alfvén oscillations on the thermal mechanisms of microwave radiation is analyzed. The probable sources of the coronal heating are discussed.