

## КОРОНАЛЬНА СЕЙСМОЛОГІЯ І ПУЛЬСАЦІЇ МІКРОХВИЛЬОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ СОНЯЧНИХ СПАЛАХІВ

Ю. Г. Копилова<sup>1</sup>, О. В. Степанов<sup>1</sup>, Ю. Т. Цап<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Головна астрономічна обсерваторія РАН,  
Пулково, Санкт-Петербург, 196140, Росія

<sup>2</sup> Кримська астрофізична обсерваторія, с. Наукове, 98409, Україна  
(Отримано 31 липня 2002 р.)

Розглянуто механізми загасання радіальних коливань сонячних корональних петель у наближенні тонкої магнетної трубки. Показано, що добротність власних мод магнетної трубки може бути досить високою, якщо густина плазми всередині трубки значно перевищує густину зовні. Проаналізовано вплив радіальних коливань магнетного поля корональних петель на модуляцію мікрохвильового випромінювання сонячних спалахів. На основі моделі коронального пробкотрона запропоновано нові методи діагностики спалахової плазми.

**Ключові слова:** Сонце, коливання петель, загасання, спалах, мікрохвильове випромінювання.

PACS number(s): 96.60.Pb

Зі спостережень сонячних спалахів випливає, що випромінювання часто промодульовано квазіперіодичним чином з характерним періодом  $T \sim 1 - 10$  с [1,2]. Інколи часові профілі потоків випромінювання, отримані в жорсткому рентгенівському діапазоні [3] чи лінії  $H_{\alpha}$  [4], корелюють з мікрохвильовим випромінюванням, що свідчить на користь єдиної природи розглянутого явища.

Останнім часом з'явилося досить багато вказівок на можливість збудження радіальних швидких магнетозвукових коливань (sausage modes) корональних петель активної ділянки, здатних ефективно модулювати магнетне поле, концентрацію та температуру плазми [2]. Серед недавніх результатів відзначимо осциляції випромінювання корональних петель у білому світлі й лінії Fe XIV (5303 Å) з характерним періодом 6 с і глибиною модуляції близько 1%, які виявили Вільямс та ін. [5].

Незважаючи на те, що радіальним коливанням присвячено велику кількість праць, багато питань залишаються відкритими. Зокрема, в умовах сонячної корони швидкі магнетозвукові моди піддаються досить сильному загасанню внаслідок електронної теплопровідності [6] і йонної в'язкості [7], а також випромінювання магнетогідродинамічних (МГД) хвиль у навколишнє середовище [8,9]. Підтримка осциляцій збуреннями, що йдуть від фотосфери, виглядає трохи проблематичною. Так, наприклад, навіть крутильні моди, що не супроводжуються зміною газового тиску плазми, з періодами меншими від декількох десятків секунд, у результаті розповсюдження з фотосфери в корону, практично цілком поглинаються хромосферою [10], тоді як порушення коливань на черенковському [11] чи баунс-резонансі [12] вимагає спеціальних умов. Тим часом число осциляцій випромінювання іноді досягає декількох сотень [13]. Отже, радіальні коливання корональних петель, принаймні в деяких випадках, повинні мати високу добротність ( $\geq 100$ ).

У зв'язку з чим виникає питання: які механізми визначають тривалість коливань?

Уперше загасання радіальних коливань тонких магнетних трубок, зумовлене випромінюванням МГД-хвиль у навколишнє середовище (акустичний механізм), розглянули Зайцев і Степанов [8]. Декремент загасання знаходили з дисперсійного рівняння для власних мод магнетної трубки. Однак для знаходження власних частот коливань залучали модель плазмового циліндра, оточеного вакуумом. Необхідно також відзначити, що циліндричні функції комплексного аргументу, що входять у дисперсійне рівняння, не є однозначними. Енергетичний метод [14] дозволяє не тільки уникнути вказаних труднощів, але й дає змогу узагальнити отримані раніше результати, тому такий підхід виглядає привабливішим. Що стосується йонної в'язкості й електронної теплопровідності, а також радіаційних утрат, то детальних досліджень цих важливих механізмів дисипації для радіальних мод дотепер не проводили.

З аналізу осциляцій випромінювання корональних петель можна одержати важливу інформацію про фізичні умови в ділянці спалахового енерговиділення [6,15,16]. Цей перспективний напрямок досліджень, що одержав назву "корональна сейсмологія", інтенсивно розробляється у зв'язку з проблемою нагрівання сонячної корони. Цікавою видається також задача визначення величин магнетних полів в активних ділянках нижньої корони Сонця, оскільки дотепер оцінки поля варіюються в широких межах — від декількох десятків до тисячі гаус [16]. Отже, необхідне залучення нових методів діагностики магнетних полів сонячної корони.

Розгляньмо коливну магнетну трубку з магнетним полем  $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_z(r))$ , концентрацією плазми  $\rho_0(r)$  і газовим тиском  $p_0(r)$ . При збудженні радіальних мод збурення рівноважних величин можна записати так:  $\delta\xi(r) \exp(-i\omega t + ikz)$ . У наближенні тон-

кої трубки лінеаризована система рівнянь ідеальної магнетної гідродинаміки, що описує збурення повного тиску  $\delta P = \delta p + \delta B_z B_z / 4\pi$  і радіальної швидкості  $\delta v_r$ , зводиться до рівняння Бесселя [14]

$$\frac{1}{r} \left( r \frac{\partial \delta P}{\partial r} \right) + \mu^2 \delta P = 0; \quad (1a)$$

$$\omega \frac{\partial \delta P}{\partial r} = i \rho_0 (\omega^2 - k^2 v_A^2) \delta v_r; \quad (16)$$

де

$$\mu^2 = \frac{(k^2 c_s^2 - \omega^2)(\omega^2 - k^2 v_A^2)}{(v_A^2 + c_s^2)(k^2 c_T^2 - \omega^2)}, \quad c_T^2 = \frac{v_A^2 c_s^2}{v_A^2 + c_s^2}, \quad (2)$$

$v_A = B_z / \sqrt{4\pi \rho_0}$  — альвенівська швидкість,  $c_s = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$  — швидкість звуку,  $\gamma = 5/3$  — показник адіябати. Розв'язок рівняння (1a) для внутрішньої ( $i$ ) і зовнішньої ( $e$ ) частини трубки мають вигляд [14]

$$\delta P_i = A_1 J_0(\mu_i r), \quad \delta P_e = A_2 H_0^{(1)}(\mu_e r), \quad (3)$$

де  $A_1$  і  $A_2$  — довільні константи,  $J_0(\mu_i r)$  і  $H_0^{(1)}(\mu_e r)$  — функції Бесселя і Ганкеля відповідно.

Припускаючи  $\text{Re } \mu \gg \text{Im } \mu$  і  $\omega = \omega_0 - \nu_a$  ( $\nu_a \ll \omega_0$ ), із закону збереження енергії неважко отримати вирази для декременту акустичного загасання коливань магнетної трубки із закріпленими кінцями довжини  $L$  і радіуса  $a$  [14]

$$\nu_a = \frac{F_r}{2W}. \quad (4)$$

Тут радіальний потік енергії хвиль у навколишнє середовище  $F_r$  і повну енергію коливань  $W$  записуємо так:

$$F_r = 4\pi r L |\delta P_e \delta v_{r_e}|, \quad W = 2\pi L \int_0^a \rho_i |\delta v_{r_i}|^2 \left( 1 + \frac{v_A^2}{v_p^2} \right) r dr, \quad (5)$$

де знак модуля позначає добуток комплексно спряжених величин і параметр  $v_p = \omega/k$ . Ураховуючи асимптотичну поведінку функцій Ганкеля, після інтегрування одержимо вирази для декременту акустичного загасання у вигляді

$$\nu_a \approx \frac{4 |A_2|^2 \rho_i}{\pi |A_1|^2 \rho_e} \frac{1}{\omega_0} \frac{1}{(\mu_0, a)^2} \frac{(\omega_0^2 - k^2 v_{A_i}^2)^2}{\omega_0^2 - k^2 v_{A_e}^2} \frac{v_p^2}{v_{A_i}^2 + v_p^2} \frac{1}{J_1^2(\mu_0, a) - J_0(\mu_0, a) J_2(\mu_0, a)}. \quad (6)$$

В умовах сонячної корони  $\beta = 8\pi p / B^2 \approx c_s^2 / v_A^2 \ll 1$  і для радіальних мод, квадрат частоти яких  $\omega_0^2 \gg k^2 v_A^2$ , вираз (2) помітно спрощується:  $\mu \approx \omega / v_A = \xi$ . Беручи до уваги (16) і (3), з умов неперервності повного тиску  $\delta P$  і радіальної швидкості  $\delta v_r$  на границі трубки можна знайти вирази для відношення  $|A_2|^2 / |A_1|^2$ . Розкладаючи функції Бесселя в ряд, доходимо до висновку, що декремент приймає мінімальні значення в нулях функцій  $J_0(\xi_0, a)$  і  $J_1(\xi_0, a)$ , де  $\xi_0 = \text{Re } \xi$ . Для цих випадків вираз (6) відповідно дає:

$$\frac{\nu_a}{\omega_0} \approx \frac{4}{\pi} \frac{1}{(\xi_0, a)^2} \frac{1}{|H_1^{(1)}(\xi_0, a)|^2}, \quad J_0(\xi_0, a) = 0; \quad (7)$$

$$\frac{\nu_a}{\omega_0} \approx \left( \frac{\pi \rho_e}{4 \rho_i} \frac{|H_0^{(1)}(\xi_0, a)|^2}{(\xi_0, a)^2} \right)^{1/3}, \quad J_1(\xi_0, a) = 0. \quad (8)$$

На рис. 1 зображено залежності добротності коливань  $Q_a = \omega_0 / \nu_a$  від аргументу функцій Ганкеля  $\xi_0 a$  при різних значеннях параметра  $j_n = \omega_0 a / v_{A_i}$ , де  $j_n$  — нулі функцій Бесселя  $J_n$ , а індекс  $n = 0, 1$ .

Як видно, добротність  $Q_a$  може досягати декількох сотень, якщо  $\xi_0 a \ll 1$  ( $T_p \gg 2\pi a / v_{A_e}$ ), тобто концентрація плазми всередині магнетної трубки істотно перевищує концентрацію зовні ( $\xi_0 / \xi_0 = \sqrt{\rho_i / \rho_e} > 10$ ).

Таким чином, якщо вузол коливання повного тиску чи радіальної швидкості збігається з границею магнетної трубки, то декремент загасання приймає найменше значення, що зумовлено слабким збуренням плазми на зовнішній границі трубки.

Крім розглянутого акустичного механізму, помітний вплив на загасання радіальних коливань корональних петель можуть робити йонна в'язкість, електронна теплопровідність, а також радіаційні втрати [7]. Порівнюючи ці механізми, ми дійшли до висновку, що для корональних петель з концентрацією плазми  $n = 10^9 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$  загасання радіальних коливань, унаслідок йонної в'язкості, перевершує втрати енергії, зв'язані з електронною теплопровідністю та випромінюванням. Однак роль в'язкості виявляється незначною порівняно з акустичним механізмом загасання, що й визначає добротність осциляцій.

Розглянемо вплив радіальних коливань корональних петель на мікрохвильове випромінювання соняч-

них спалахів, за яке, як правило, відповідальний не-тепловий гіросинхротронний механізм [17].

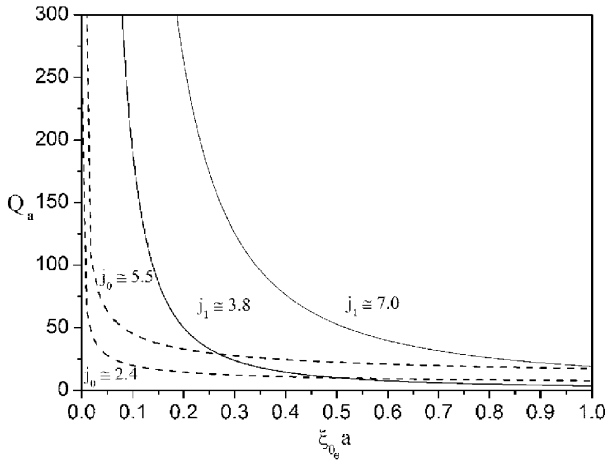


Рис. 1. Залежність добротності коливань  $Q_a = \omega_0/\nu_a$  від  $\xi_{0e} a = \omega_0 a/v_{Ae}$ , описаної формулами(7) і (8). Графіки відповідають випадкам, коли вузол коливань збурювань повного тиску (пунктирна лінія:  $j_0 = \xi_{0e} a$ , де  $j_0 = 2.4, 5.5$  — нулі функції  $J_0$ ) чи радіальної швидкості (суцільна лінія:  $j_1 = \xi_{0e} a = j_1$ , де  $j_1 = 3.8, 7.0$  — нулі функції  $J_1$ ) збігається з границею магнетної трубки.

Спектральні потоки випромінювання для оптично тонкого й товстого джерела відповідно рівні

$$F_{f_1} = \eta_{f_1} d \Omega, \tag{9}$$

$$F_{f_2} = \frac{\eta_{f_2}}{k_{f_2}} \Omega, \tag{10}$$

тут  $\Omega$  — тілесний кут джерела,  $d$  — його характерна товщина. Коефіцієнти випромінювання  $\eta_f$  й поглинання  $k_f$  можна визначити за допомогою формул, які

запропонував Далк [18].

Припустимо, що корональну петлю можна зобразити як магнетну пастку, вважаючи відповідальними за спостережуване мікрохвильове випромінювання захоплені електрони. При досить могутніх сплесках мікрохвильового випромінювання варто очікувати, що в корональному пробкотроні реалізується режим так званої помірної дифузії [19]. Звідси випливає, що при порушенні радіальних коливань у постійному джерелі прискорених електронів їх концентрація не міняється.

Беручи до уваги збереження поздовжнього магнетного потоку ( $d \propto B^{-1/2}$ ,  $\Omega \propto B^{-1/2}$ ) з (9–10), маємо

$$F_{f_1} \propto B^{0.90\alpha - 1.22}, \quad F_{f_2} \propto B^{-1.02 - 0.08\alpha}, \tag{11}$$

де  $\alpha$  — показник спектра часток. Як видно з (11), зі збільшенням магнетного поля  $B$  потік випромінювання для оптично тонкого джерела росте, а для оптично товстого, навпаки, падає, тобто відповідні коливання відбуваються в протифазі. Визначмо глибину модуляції як:  $M = (F_{\max} - F_{\min})/F_{\max}$ , де  $F_{\max}$  і  $F_{\min}$  — максимальна та мінімальна спектральна густина потоку випромінювання. Припускаючи, що за випромінювання відповідальна та сама популяція прискорених електронів, за допомогою (11) одержимо вираз для  $\alpha$  у вигляді

$$\alpha = \frac{1.22 + 1.02M_1/M_2}{0.90 - 0.08M_1/M_2}, \tag{12}$$

де  $M_1$  і  $M_2$  — глибина модуляції для оптично тонкого й оптично товстого джерела відповідно.

Із формул Далка [18] випливає співвідношення, що дозволяє оцінити величину магнетного поля за відомою оптичною товщиною  $\tau_f$  на певній частоті, на яку припадає максимум випромінювання,  $f_p$  ( $\tau_{f_p} \approx 1$ ), і за показником спектра  $\alpha$

$$B = \left( \frac{f_p}{D(\sin \theta)^{0.439 - 0.203\alpha + 0.022\alpha^2}} \right)^{1/(0.584 - 0.275\alpha + 0.030\alpha^2)}, \tag{13}$$

де

$$D = 10^{3.585 - 1.695\alpha + 0.182\alpha^2} f^{0.416 + 0.275\alpha - 0.030\alpha^2} \tau_f^{0.320 - 0.030\alpha},$$

і  $\theta > 20^\circ$  — кут між напрямком магнетного поля і променем зору. Звернімося до аналізу конкретної події — сонячного спалаху 31.05.90 [15]. Найцікавіша особливість тонкої тимчасової структури мікрохвильового випромінювання імпульсної фази спалаху ( $F_{\max} \sim 10^3$  s.f.u.) полягала в тому, що високодобротні ( $Q > 200$ ) квазіперіодичні ( $T_p \sim 1.5$  с) пульсації на частотах  $f_1 = 15$  ГГц і  $f_2 = 9.375$  ГГц від-

бувалися у протифазі, глибина модуляції становила відповідно  $M_1 \approx 5\%$  і  $M_2 \approx 2.5\%$ .

Можна припустити, що особливості мікрохвильового випромінювання були викликані радіальними коливаннями спалахової петлі. При цьому гіросинхротронне випромінювання захоплених електронів на частоті  $f_1 = 15$  ГГц було оптично тонким, а на частоті  $f_2 = 9.375$  ГГц — оптично товстим. Тоді, як впли-

ває з (11), осциляції випромінювання повинні бути в протифазі.

На основі отриманих співвідношень зробимо деякі оцінки. З огляду на відношення глибин модуляції в розглянутому випадку  $M_1/M_2 \approx 2$ , з (12) визначаємо показник спектра випромінюючих електронів  $\alpha \approx 4.4$ . Оптичні товщини для частот  $f_1$  і  $f_2$  вияви-

лися такими:  $\tau_{f_1} \approx 0.1$  і  $\tau_{f_2} \approx 2$ , що досить добре узгоджується з прийнятою моделлю. Якщо покласти в (13) кут  $\theta = \pi/4$ , частоту  $f = 9.375$  ГГц і оптичну товщину джерела  $\tau_f = 2$ , то при заданих параметрах магнетне поле  $B \approx 190$  Гс.

Робота підтримана грантами ІНТАС N 2001-00543 і РФФД N 00-02-16356.

- 
- [1] M. J. Aschwanden, *Sol. Phys.* **111**, 113 (1987).  
 [2] M. J. Aschwanden, L. Fletcher, C. J. Schrijver *et al.*, *Astrophys. J.* **520**, 880 (1999).  
 [3] P. Kaufmann, G. Trotter, C. G. Giménez de Castro *et al.*, *Sol. Phys.* **197**, 361 (2000).  
 [4] J.-P. Wulser, N. Kampfer, *NASA Conf. Publ.* **2449**, 301 (1987).  
 [5] D. R. Williams, K. J. H. Phillips, P. Rudawy *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **326**, 428 (2001).  
 [6] В. В. Зайцев, А. В. Степанов, *Письма Астрон. журн.* **8**, 248 (1982).  
 [7] Y. T. Tsap, *Sol. Phys.* **194**, 131 (2000).  
 [8] В. В. Зайцев, А. В. Степанов, *Исслед. по геом. и аэрономии* **37**, 3 (1975).  
 [9] H. C. Spruit, *Sol. Phys.* **75**, 3 (1982).  
 [10] B. De Pontieu, P. C. Martens, H. S. Hudson, *Astrophys. J.* **558**, 859 (2001).  
 [11] В. В. Зайцев, А. В. Степанов, *Астрон. журн.* **59**, 563 (1982).  
 [12] B. I. Meerson, P. V. Sasorov, A. V. Stepanov, *Sol. Phys.* **58**, 65 (1978).  
 [13] P. Kaufmann, F. M. Strauss, R. Opher, C. Laporte, *Astron. Astrophys.* **87**, 58 (1980).  
 [14] Ю. Т. Цап, Ю. Г. Копылова, *Письма Астрон. журн.* **11**, 859 (2001).  
 [15] Z. Qin, C. Li, Q. Fu, Z. Gao, *Sol. Phys.* **163**, 383 (1996).  
 [16] V. M. Nakariakov, L. Ofman, *Astron. Astrophys.* **372**, L53 (2001).  
 [17] T. S. Bastian, *Proc. Nomeyama Symposium NRO* **479**, 211 (1998).  
 [18] G. A. Dulk, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **23**, 169 (1985).  
 [19] А. В. Степанов, Ю. Т. Цап, *Астрон. журн.* **76**, 949 (1999).

## CORONAL SEISMOLOGY AND PULSATIONS OF MICROWAVE EMISSION FROM SOLAR FLARES

Y. G. Kopylova<sup>1</sup>, O. V. Stepanov<sup>1</sup>, Y. T. Tsap<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Central Astronomical Observatory,*

*Pulkovo, 196140, Sankt-Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Crimean Astrophysical Observatory, p/o Naukove, 98409, Ukraine*

In the thin tube approximation the damping mechanisms of the radial oscillations of the solar coronal loops are considered. It has been shown that the Q-factor of the eigen oscillations of the tube may be high if the plasma density inside the magnetic tube significantly exceeds the density outside one. The influence of the radial magnetic field oscillations of coronal loops on the modulation of the microwave emission from solar flares is analyzed. On the basis on the trap-plus-precipitation model the new methods of the flare plasma diagnostics have been suggested.