

## Плазменная теория отражения радиолокационного сигнала от Солнца. 3. Процессы рассеяния на ионно-звуковой турбулентности

В. Н. Мельник

*Радиоастрономический институт НАН Украины,  
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная 4  
E-mail: melnik@ira.kharkov.ua*

*Статья поступила в редакцию 26 марта 2001 г.*

В работе анализируется возможная роль ионно-звуковой турбулентности в отражении радиолокационного сигнала от солнечной короны. Показано, что на ионно-звуковой турбулентности, сопровождающей всплески III типа, сигнал рассеивается с частотными смещениями  $|\Delta\omega|$ , которые определяются электронной температурой плазмы и равны десяткам кГц. При этом высоты отражения зависят от уровня турбулентности и могут достигать  $5R_{\odot}$ . Так как ионно-звуковая турбулентность слабо анизотропна, то сечения отражения от нее в этом случае приблизительно равны сечению областей, в которых эта турбулентность генерируется. Отмечается, что по параметрам наблюдаемого отраженного сигнала можно получить электронную температуру и размеры отражающих областей, а также плотности потоков электронов, ответственных за всплески III типа.

В роботі аналізується можлива роль іонно-звукової турбулентності при відбитті радіолокаційного сигналу від сонячної корони. Показано, що на іонно-звуковій турбулентності, яка супроводжує сплески III типу, сигнал розсіюється із частотними зміщеннями  $|\Delta\omega|$ , що визначаються електронною температурою та дорівнюють десяткам кГц. При цьому висоти відбиття залежать від рівня турбулентності і можуть досягати  $5R_{\odot}$ . З цієї причини, що іонно-звукова турбулентність слабо анізотропна, поперечники відбиття від неї приблизно дорівнюють перетину областей, де ця турбулентність генерується. Відмічається, що по параметрах спостережуваного відбитого сигналу можна визначити електронну температуру та розміри областей, що відбивають, а також густину потоків електронів, відповідальних за сплески III типу.

### 1. Введение

В экспериментах Дж. Джеймса по радиолокации Солнца одним из удивительных результатов явилось отражение сигнала от плазмы на больших высотах (вплоть до  $5R_{\odot}$ , где  $R_{\odot}$  – радиус Солнца). В стандартных теориях рассеяния радиолокационного сигнала на солнечной короне [1, 2] высота отражающего слоя определяется из условия равенства частоты сигнала и местной плаз-

менной частоты  $\omega_0 = \omega_{pe}$ . Для частоты сигнала  $f_0 = \omega_0/2\pi = 38.25$  МГц, которую использовал Дж. Джеймс, эта высота приблизительно равна  $(1.3 \div 1.4)R_{\odot}$ . Однако в экспериментах неоднократно наблюдались [3, 4] отражения на существенно больших высотах. В предложенной в [5, 6] плазменной теории отражения радиолокационного сигнала удалось объяснить отражения на высотах  $(1.4 \div 1.6)R_{\odot}$  с большими, умеренными и малыми сечениями рассеяния, а также харак-

терный симметричный частотный спектр отраженного сигнала шириной до 60 кГц. В плазменной теории считается, что рассеяние происходит в плазме с участием поперечных и ленгмюровских волн (процессы  $t + l = t + l$ ). На высотах  $R > 1.6R_{\odot}$  эффективность этих процессов, как было показано в [5], мала, а другие процессы ( $t + l = t$ ), хотя и обеспечивают значительные сечения, но дают большие частотные смещения (сравнимые с частотой радиолокационного сигнала). В экспериментах Дж. Джеймса частотные смещения при отражении от больших высот составляли всего десятки кГц. При этом спектр отраженного сигнала не был непрерывным – смещения частоты имели дискретные значения. Спектры с такими свойствами можно получить, если предположить, что рассеяние радиолокационного сигнала происходит на ионно-звуковой турбулентности (процессы типа  $t + s = t$ ). На это впервые обратил внимание Гордон еще в 1967 г. [7]. Однако он не указал, каков источник этой турбулентности, а также не определил, на каких высотах и в каких условиях процессы  $t + s = t$  являются эффективными.

В настоящей работе показано, что в плазменной модели [5] источником ионно-звуковой турбулентности с требуемыми свойствами является анизотропная ленгмюровская турбулентность, возбуждаемая пучками электронов, которые ответственны за всплески III типа. При этом уровень ионно-звуковой турбулентности является достаточным, чтобы на высотах  $> (1.3 \div 1.4)R_{\odot}$  рассеяние за счет процессов  $t + s = t$  было эффективным. Показано также, что если такие потоки электронов являются достаточно плотными ( $n'/n = 10^{-5}$ , где  $n'$  и  $n$  – плотности электронов в пучке и плазме соответственно), то отражения с участием ионно-звуковой турбулентности могут происходить на высотах вплоть до  $5R_{\odot}$ . (Укажем для сравнения, что максимальная наблюдаемая высота отражения в экспериментах Дж. Джеймса была равна  $5.2R_{\odot}$ ).

## 2. Генерация ионно-звуковой турбулентности

Необходимым условием существования ионно-звуковых волн является неизотермичность плазмы, а именно,  $T_e > T_i$ , где  $T_e$ ,  $T_i$  – температуры электронов и ионов плазмы соответственно [8]. Плазма солнечной короны находится под постоянным воздействием потоков частиц и волн, поэтому можно предположить, что в ней имеются области с требуемыми свойствами. Это подтверждают и непосредственные измерения электронных и ионных температур на расстояниях  $R \approx 1$  а. е. от Солнца [9]. Таким образом, при прохождении пучков быстрых электронов, ответственных за всплески III типа, через корональную плазму может генерироваться не только ленгмюровская, но и ионно-звуковая турбулентность. Самым быстрым процессом, в котором рождается ионно-звуковая волна, является распад ленгмюровской волны на ленгмюровскую и ионно-звуковую  $l = l + s$  [10]. Так как ленгмюровские волны сосредоточены в области достаточно малых волновых чисел,

$$k_l \approx \omega_{pe}/v_0,$$

то из законов сохранения для процесса  $l = l + s$  следует, что рождающиеся ионно-звуковые волны имеют приблизительно такие же волновые числа,  $k_s \approx k_l$ . Вследствие высокого уровня ленгмюровской турбулентности для ионно-звуковых волн очень быстро наступает стадия насыщения, которая характеризуется примерным равенством числа ленгмюровских и ионно-звуковых плазмонов:

$$N_s = \frac{W_s}{\hbar\omega_s} \approx N_l = \frac{W_l}{\hbar\omega_l}. \quad (1)$$

Здесь  $\omega_s$ ,  $\omega_l$  – частоты ионно-звуковых и ленгмюровских волн;  $W_s$ ,  $W_l$  – их плотности энергии;  $\hbar$  – постоянная Планка. Из (1) мы получаем оценку для плотности энергии ионно-звуковой турбулентности:

$$W_s = 10^{-2} \cdot W_l.$$

Характерное время  $\tau$  выхода на стадию насыщения определяется выражением [10]:

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{\pi}{6} \omega_{pe} \frac{W_l}{nT_e} \left( \frac{m}{M} \right)^{1/2} \frac{v_0}{v_{Te}} \frac{1}{\phi_l^2},$$

где  $\omega_{pe} = \left( \frac{4\pi e^2 n}{m} \right)^{1/2}$  – плазменная частота;

$m$  и  $M$  – массы электрона и протона соответственно;  $v_{Te}$  – тепловая скорость электронов,  $v_0$  – скорость электронов пучка; а  $\phi_l$  – угол, в котором заключены волновые векторы ленгмюровских волн, генерированных пучками электронов. Для значений  $W_l/nT_e = 10^{-3} \div 10^{-4}$ ,  $\phi_l = 1/3 \div 1/6$  при  $\omega_{pe} = \omega_0$  получаем  $1/\tau \ll 1 \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, как только электроны начинают генерировать ленгмюровские волны, в областях с  $T_e > T_i$  появляются и ионно-звуковые волны. Так как длительность всплесков III типа значительно больше времени  $\tau$  (на частоте 40 МГц она составляет несколько секунд), то можно считать, что при прохождении потоков электронов в короне Солнца имеется постоянно действующий источник ионно-звуковых волн при относительно малых волновых числах,  $k_s \ll 1/r_{De}$  (где  $r_{De}$  – радиус Дебая). В процессах слияния  $s + s = s$  волновые числа ионно-звуковых волн увеличиваются до значений  $1/r_{De}$ , что приводит к интенсивному поглощению волн тепловыми ионами. При этом, как известно [11], в промежуточной области между источником и стоком формируется степенной спектр волн. Поэтому можно считать, что в местах генерации ленгмюровской турбулентности имеется достаточно широкий,

$$\frac{\omega_{pe}}{v_0} < k_s < \frac{1}{r_{De}}, \quad (2)$$

пространственный спектр ионно-звуковых волн. Детальное рассмотрение показывает, что в отличие от ленгмюровской турбулентности спектральная плотность энергии ионно-звуковых волн является слабо анизотропной.

### 3. Рассеяние радиолокационного сигнала на ионно-звуковой турбулентности ( $t + s = t$ )

Рассмотрим рассеяние радиолокационного сигнала на ионно-звуковой турбулентности при его распространении в солнечной короне. Кинетическое уравнение для спектральной плотности энергии поперечных волн  $W_t(\vec{k}_t)$  в этом случае может быть записано в виде уравнения переноса (см. [5]):

$$\frac{\partial W_t(\vec{k}_t)}{\partial t} = a_t - b_t W_t(\vec{k}_t).$$

Здесь

$$a = \frac{(2\pi)^3 e^2 \omega_{pe}^2}{16\pi m^2 v_{Te}^2} \int \frac{(1 + \cos^2 \hat{\vec{k}}_t \hat{\vec{k}}_{t'})}{\omega_t^2} W_s(\vec{k}_s) W_t(\vec{k}_{t'}) \times \\ \times \left[ \delta(\vec{k}_t - \vec{k}_{t'} - \vec{k}_s) \delta(\omega_t - \omega_{t'} - \omega_s) + \right. \\ \left. + \delta(\vec{k}_t - \vec{k}_t - \vec{k}_s) \delta(\omega_t - \omega_t - \omega_s) \right] d\vec{k}_t d\vec{k}_s - \quad (3)$$

излучательная способность за счет процессов слияния  $t + s = t$  и распада  $t = s + t$ , а

$$b = \frac{(2\pi)^3 e^2 \omega_{pe}^2}{16\pi m^2 v_{Te}^2} \int \frac{(1 + \cos^2 \hat{\vec{k}}_t \hat{\vec{k}}_{t'})}{\omega_t^2} W_s(\vec{k}_s) \times \\ \times \left[ \delta(\vec{k}_t - \vec{k}_{t'} - \vec{k}_s) \delta(\omega_t - \omega_{t'} - \omega_s) + \right. \\ \left. + \delta(\vec{k}_t - \vec{k}_t - \vec{k}_s) \delta(\omega_t - \omega_t - \omega_s) \right] d\vec{k}_t d\vec{k}_s - \quad (4)$$

коэффициент поглощения. В выражениях (3), (4)  $\vec{k}_t$ ,  $\vec{k}_{t'}$ ,  $\vec{k}_s$  – волновые векторы попе-

речных и ионно-звуковой волн; а  $\omega_t$ ,  $\omega_t'$ ,  $\omega_s$  — их частоты.

Обсудим, какие ограничения на процессы рассеяния накладывают законы сохранения, имея в виду радиолокацию на частоте 40 МГц. На высотах  $R > 1.6R_\odot$  (где  $\omega_t \approx k_t c$ ) при распространении электронов от Солнца к Земле из законов сохранения импульса  $\vec{k}_t + \vec{k}_s = \vec{k}_t'$  и энергии  $\omega_t + \omega_s = \omega_t'$  ( $\omega_s = k_s v_s$ ,  $v_s = \sqrt{T_e/M}$ ) для отраженных в обратном направлении поперечных волн следует, что должно выполняться приближенное равенство

$$k_s \approx 2k_t. \quad (5)$$

Смещение частоты отраженных волн  $\Delta\omega = \omega_t' - \omega_t$  при этом будет определяться выражением

$$\Delta\omega \approx 2k_t v_s = 2 \frac{\omega_t}{c} \sqrt{\frac{T_e}{M}}. \quad (6)$$

Отраженная волна может образоваться также при распаде исходной волны (процесс  $t = s + t$ ). В этом случае тоже выполняется соотношение (5) для волновых чисел, но смещение по частоте  $\Delta\omega$  будет отрицательным:

$$\Delta\omega \approx -2k_t v_s.$$

Равенство (5) указывает на то, что при радиолокации на частоте  $\omega_t$  рассеяние на ионно-звуковых волнах возможно только в том случае, если имеются волны с соответствующими волновыми числами  $k_s$ . Так как с увеличением высоты в солнечной короне плазменная частота уменьшается, то согласно (2) область существования ионно-звуковых волн сдвигается к меньшим волновым числам. Предельная высота, на которой требуемое волновое число попадает в эту область, определяется из условия (5), где  $k_s = 1/r_{De}$ :

$$k_t = \frac{\omega_{pe}}{2v_{Te}}.$$

Для частоты 38.25 МГц она составляет примерно  $5R_\odot$ .

Частотные смещения для процессов  $t = s + t$  и  $t + s = t$ , как видно из (6), определяются только частотой радиолокационного сигнала  $\omega_t = \omega_0$  и электронной температурой, и поэтому они должны иметь, вообще говоря, дискретные значения при отражении от областей с различными температурами. Для частоты локации  $f_0 = 38.25$  МГц при температуре корональной плазмы  $T_e = 2 \cdot 10^6$  К получаем приемлемые значения частотного смещения  $|\Delta f| = 14$  кГц. Наблюдаемые в экспериментах большие и меньшие величины  $|\Delta f|$  говорят в пользу существования в солнечной короне областей с соответственно большими и меньшими электронными температурами.

Как упоминалось выше, ионно-звуковая турбулентность является слабо анизотропной, а это означает, что рассеяние на такой турбулентности практически изотропно и, следовательно, сечение рассеяния радиолокационного сигнала сравнимо с сечением области, характеризующейся соответствующим значением электронной температуры

$$\sigma \approx S_{Te}.$$

Найдем теперь, при каком уровне турбулентности, или, что то же самое, плотности пучка электронов  $n'$ , спектр ионно-звуковых волн может обладать шириной, определяемой неравенством (2). Для этого необходимо, чтобы время формирования спектра не превышало длительности всплеска III типа на данной частоте. Тогда плотность пучка электронов равна

$$n'/n = 10^{-5}.$$

При меньших плотностях ионно-звуковые волны с  $k_s \approx \omega_{pe}/v_0$  существуют только вбли-

зи источника и, следовательно, высота отражения будет определяться из равенства:

$$\omega_{pe} \approx 2\omega_0 \frac{v_0}{c}.$$

Для распределения плотности Баумбаха-Аллена [12] высоты отражения составили  $(1.4 \div 1.6)R_{\odot}$ . В подавляющем большинстве случаев Джеймс наблюдал отражения с дискретными частотными смещениями именно на этих высотах, а отражения на существенно больших высотах регистрировались крайне редко. Это указывает на то, что, по-видимому, всплески III типа в основном генерируются электронными потоками с плотностями, меньшими  $n'/n = 10^{-5}$ .

#### 4. Заключение

Таким образом, мы видим, что в плазменной теории [5] находят объяснение отражения радиолокационного сигнала с дискретными частотными смещениями на высотах, больших  $(1.4 \div 1.6)R_{\odot}$ . Эти отражения происходят при рассеянии радиолокационного сигнала на ионно-звуковой турбулентности, которая сопровождается всплески III типа. По частотному смещению отраженного сигнала можно определить величину электронной температуры отражающей области, а по величине сечения – размер этой области. Относительная редкость отражений на высотах  $>1.6R_{\odot}$  указывает на то, что плотности электронных потоков, генерирующих всплески III типа, составляют, как правило,  $n'/n \approx 10^{-6}$ .

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке INTAS (проекты – N097-0183, N097-1964).

#### Литература

1. E. Kerr. Proc. IRE. 1952, **40**, pp. 660-666.
2. Ф. Г. Басс, С. Я. Брауде. УФЖ. 1957, **2**, с. 149-164.
3. J. C. James. Ap. J. 1966, **146**, No. 2, pp.356-366.
4. J. C. James. MIT Center of Space Res., Technic Report 70-2, Febr. 1970, 83 pp.
5. В. Н. Мельник. Радиофизика и радиоастрономия. 1998, **3**, №1, с. 12-21.
6. В. Н. Мельник. Радиофизика и радиоастрономия. 1998, **3**, №1, с. 22-27.
7. И. М. Гордон. Астроном. циркуляр. 1967, №447, с. 1-4.
8. Электродинамика плазмы. Под ред. А. И. Ахиезера. Москва, Наука, 1974, 719 с.
9. Э. Прист. Солнечная магнитогиродинамика. Москва, Мир, 1985, 589 с.
10. А. А. Веденов, Л. И. Рудаков. ДАН СССР. 1964, **159**, с. 767-770.
11. Л. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев. Физика плазмы для физиков. Москва, Атомиздат, 1979, 317 с.
12. И. И. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. Москва, Наука, 1964, 560 с.

### Plasma Theory of Radar Signal Reflection from the Sun. 3. Scattering Processes on Ion-Sound Turbulence

V. N. Mel'nik

The possible role of ion-sound turbulence in the reflection of radar signal from the Sun is analyzed. It is shown that the signal is scattered by the ion-sound turbulence accompanying the Type III bursts. The echo frequency shift is determined by electron temperature of the coronal plasma and is equal to tens kHz. In this case the reflection heights depend on turbulence level and can achieve  $5R_{\odot}$ . Due to the weak anisotropy of the ion-sound turbulence, its reflection cross-section nearly equals to the section of the regions where this turbulence is generated. It is pointed out that the electron temperatures of the coronal plasma, the sizes of reflection regions as well as electron flux density can be found from characteristics of radar echo.