

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛНАХ С БОЛЬШИМ ЧИСЛОМ МАХА ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ НА СПУТНИКЕ „ПРОГНОЗ-8”

*О.Л.Вайсберг, А.А.Галеев, С.И.Климов, М.Н.Ноздрачев,
А.Н.Омельченко, Р.З.Сагдеев*

Путем сопоставления спектров и интенсивности нижегибридных плазменных колебаний с энергетическими спектрами ионов показано, что диссипация энергии в сильных ударных волнах происходит благодаря бесстолкновительной релаксации многопоточкового движения ионов во фронте волны.

Головная ударная волна, возникающая в сверхзвуковом, сверхальфвеновском потоке плазмы солнечного ветра перед магнитосферой Земли, относится по традиционной классификации [1] к турбулентным бесстолкновительным ударным волнам, реализующимся при достаточно больших числах Маха. Имеется два принципиально различных механизма бесстолкновительной диссипации энергии в таких волнах, которые по-разному проявляются на макроскопическом уровне. Первый из них – аномальное сопротивление току вследствие развития ионно-звуковой неустойчивости [2] хорошо диагностируется как в лаборатории [3], так и в космических экспериментах [4, 5]. Роль его сводится к остановке укручения профиля благодаря диффузии магнитного поля, что достаточно для установления стационарного фронта ударных волн с не очень большими числами Маха. Второй механизм – аномальная вязкость – был предложен также давно [6]. Неизбежность появления во фронте волны микрофлуктуаций, приводящих к аномальной вязкости, здесь связывалась с неустойчивостью многопоточкового движения ионного движения в известном смысле аналогичного явления гидравлической „Боры”. При этом отмечалось, что основную роль в релаксации многопоточкового движения ионов должны были бы играть нижегибридные электростатические колебания плазмы. Численный расчет [7] подтвердил этот вывод. Однако, выделить экспериментально спектр флуктуаций в этой области частот до сих пор не удавалось. Возможным оказалось лишь установление факта опрокидывания профиля скорости при числах Маха $M \gtrsim 5 \div 6$ [3] и появления многоскоростных потоков [8, 9].

В данной статье мы представим и проанализируем первые данные измерений колебаний электрического поля в области как нижегибридных, так и ионно-звуковых шумов во фронте головной ударной волны у Земли, выполненные на спутнике „Прогноз-8”. Мы покажем, что диссипация энергии во фронте сильных ($M \approx 10$) квазиперпендикулярных ($\theta \gtrsim 50^\circ$ – угол между не-

возмущенным магнитным полем солнечного ветра и нормально к фронту волны) ударных волн происходит благодаря упомянутой выше неустойчивости многопоточкового движения ионов во фронте волны.

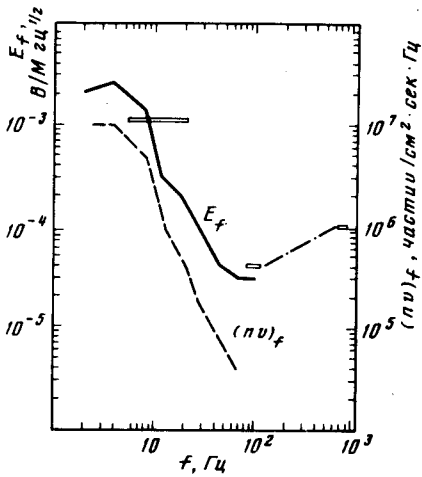


Рис.1

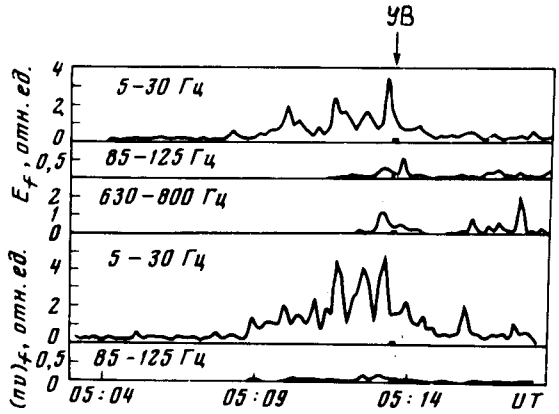


Рис.2

На рис. 1 сплошной линией показан частотный спектр колебаний электрического поля, измеренный при пересечении головной ударной волны 30 декабря 1980 г. В диапазоне $2 \div 100$ Гц он был получен с помощью советско-польского спектр-анализатора на 9 фиксированных частотах с шириной полосы 3 Гц. Кроме того, амплитуда колебаний была измерена в трех более широких полосах $5 \div 30$ Гц, $85 - 125$ Гц и $630 - 800$ Гц, также нанесенных на рис. 1. На этом же рисунке пунктирной линией показан частотный спектр колебаний потока ионов измеренного ионной ловушкой и проанализированного затем с помощью упомянутого спектр-анализатора. Следует отметить, что ловушка, измеряющая поток ионов, направлена на Солнце вдоль оси вращения спутника, а два зонда, между которыми измеряется электрическое поле, расположены на штанге в плоскости, перпендикулярной к оси вращения спутника.

Обращает на себя внимание хорошая корреляция колебаний потока плазмы и электрического поля. В линейной теории ионно-звуковых и нижнегибридных колебаний с частотой $\omega = 2\pi f$ и волновым вектором k соотношение между фурье-компонентами этих величин в приближении холодной плазмы может быть записано в виде

$$(nv_x)_f = \frac{in_0 e}{m_p (\omega - kv_0)^2} [(\omega - kv_0)E_{xf} + v_{0x}(kE_f)], \quad (1)$$

где ось x направлена на Солнце; n_0 , m_p , v_0 , E — локальные плотность, масса и скорость потока ионов и электрическое поле, соответственно. Это соотношение объясняет более быстрый спад колебаний потока с частотой по сравнению с колебаниями электрического поля. Для количественной проверки его необходимо обратиться к параметрам плазмы. Распределение прогонов плазмы по энергиям, полученное с помощью направленного в сторону Солнца энергомассанализатора СКС-04, имеет в этот период двугорбый вид. Последнее можно интерпретировать как результат наложения на максвелловское распределение протонов солнечного ветра с плотностью $n_0 = 17 \text{ см}^{-3}$, скоростью $v_0 = 266 \text{ км/сек}$ и температурой $T_0 \approx 5 \text{ эВ}$ пучкового распределения ионов, сначала отраженных от фронта ударной волны, а затем повернутых назад магнитным полем. В этих предположениях получены оценки плотности, скорости и температура пучка отраженных ионов: $n_b = 1 \text{ см}^{-3}$, $v_b = 470 \text{ км/сек}$, $T_b \approx 50 \text{ эВ}$. Учитывая далее, что таким пучком

возбуждаются колебания с частотой $\omega \approx kv_b$, с помощью соотношения (1) находим, что изменения колебаний электрического поля и потока ионов находятся в хорошем согласии между собой.

На рис. 1 хорошо идентифицируются два максимума в спектре колебаний электрического поля на частотах 4 Гц и ~ 800 Гц, соответствующие вкладам нижнегибридных и ионно-звуковых колебаний плазмы. Интенсивность нижнегибридных колебаний быстро падает выше нижней гибридной частоты $f_{LH} \approx 6,5$ Гц при измеренном магнитном поле $B_0 \approx 10^{-4}$ Гс. Полная плотность энергии этих колебаний W_{LH} определяется интегралом от плотности энергии колебаний электрического поля по этой области частот с учетом диэлектрической проницаемости замагниченной плазмы

$$W_{LH} \cong (1 + f_{pe}^2/f_{ce}^2) \int_0^8 \frac{|E_f|^2 df}{4\pi} \approx 3,5 \cdot 10^{-11} \text{ эрг/см}^3, \quad (2)$$

где f_{pe} и f_{ce} — плазменная и электронная циклотронная частоты соответственно. На рис. 2 изображено поведение интегральной интенсивности колебаний электрического поля и потока ионов в упомянутых выше широких полосах частот от времени. Мы видим, что нижнегибридные колебания (полоса 5 ÷ 30 Гц), ответственные за релаксацию ионных потоков, присутствуют в течение 300 сек. С учетом типичного значения скорости фронта ударной волны на флангах области отбегания магнитосферы Земли, где были выполнены измерения, относительно спутника 20 ÷ 30 км/сек [10] (скорость самого спутника ~ 2 км/сек), отсюда находим, что релаксация пучка отраженных протонов происходит на расстояниях порядка $L = 10^4$ км. С помощью полученного выше значения интенсивности колебаний (2) можно выполнить независимую оценку длины, на которой поток солнечного ветра диссипирует свою энергию направленного движения благодаря отражению ионов от различных областей фронта волны. Приравнивая темп потери энергии направленного движения затратам энергии на возбуждение колебаний в единицу времени, получаем

$$(v_0/L)(n_0 m_p v_0^2/2) \approx 2\pi f_{LH} \left(\frac{n_b}{n_0}\right) \left(\frac{m_p v_b^2}{T_b}\right) W_{LH}. \quad (3)$$

Подставляя сюда параметры плазмы и отраженного пучка, находим $L \approx 10^4$ км, что согласуется с наблюдениями. Из наблюдений (см. рис. 2) также следует, что в момент пересечения ударной волны (УВ), идентифицируемый здесь с моментом максимального градиента магнитного поля, наблюдается короткий всплеск ионно-звуковых колебаний в полосе частот около ионной плазменной частоты $f_{pi} \approx 800$ Гц. Они возбуждаются электронным током и обеспечивают нагрев электронов, создавая аномальное сопротивление току. Уровень энергии этих колебаний $W_{1S} \sim 10^{-15}$ эрг/см² соответствует квазилинейному режиму токовой неустойчивости, исследованному в [11] и являющемуся типичным для головной ударной волны у Земли [12]. Он явно недостаточен, чтобы повлиять на диссипацию кинетической энергии ионов плазменного потока.

Авторы считают приятным долгом поблагодарить своих зарубежных коллег — З.Кравчека, П.Триску, Я.Войту, З.Немечка и Я.Шафранкову за участие в подготовке эксперимента.

Литература

1. Сагдеев Р.З. В сб. „Вопросы теории плазмы“ под ред. Леонтовича М.А., т. 4, Атомиздат, Москва, 1964, стр. 20.
2. Sagdeev R.Z. Proc. Symp. in Appl. Math., 1967, 18, 281.
3. Еселевич В.Г., Есько А.Г., Куртмуллаев Р.Х., Малютин А.И. ЖЭТФ, 1971, 60, 2079.
4. Fredericks R.W., Kennel C.F., Scarf F.L., Crook G.M., Green I.M., Phys. Rev. Lett., 1968, 21, 1761.
5. Rodriguez P., Gurnett D.A., Geophys. J. Res., 1975, 80, 19.
6. Сагдеев Р.З. ЖТФ, 1961, 31, 1185.
7. Papadopoulos K. J. Geophys. Res., 1971, 76, 3806.

8. *Asbridge J.R., Bame S.I., Strong I.B.* J. Geophys. Res., 1968, 73, 5777.
9. *Галеев А.А., Вайсберг О.Л., Застенкер Г.Н., Зерцалов А.А., Хохлов М.З.* Физика плазмы, 1975, 1, 441.
10. *Russell C.T., Greenstadt E.W.* Space Sci. Rev., 1979, 23, 3.
11. *Векштейн Г.Е., Сагдеев Р.З.* Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, 297.
12. *Galeev A.A.* In „Physics of Solar Planetary Environment”, ed. by D. Williams, vol. 11, Boulder, Colorado, 1976, p. 464.

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 ноября 1981 г.
