

О ГЕНЕРАЦИИ ИОННО-ЗВУКОВЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ РАЗРЫВЕ ТОКОВОГО СЛОЯ

Кудрявцев И.В.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

ON THE GENERATION OF ION-SOUND WAVES IN SOLAR PLASMA DURING THE BREAKING OF THE CURRENT SHEET

Kudryavtsev I.V.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

According to modern representations the processes of particle acceleration and plasma jet generation are connected with the breaking of the current sheet. It is known that the breaking of the current sheet in plasma form electric field which result in the drift of the thermal electrons. The stream of the thermal electrons, in turn, results in excitation of the ion-sound waves. The features of generation of the ion-sound waves in solar plasma during the breaking of the current sheet are considered. The strong anisotropy of the generation of these waves take place.

DOI: 10.31725/0552-5829-2020-181-184

К настоящему времени имеется множество работ, посвященных моделированию распространения быстрых электронов в солнечной плазме и определению параметров генерируемого ими электромагнитного излучения [1–7]. В большинстве этих работ учитываются кулоновские столкновения частиц и изменение магнитного поля вдоль направления распространения электронов [8–10]. В ряде работ (например, [10–13]) учитывается взаимодействие быстрых электронов с ленгмюровскими волнами. Меньшее внимание уделяется влиянию ионно-звуковых волн, хотя они могут оказывать существенное влияние на распространение быстрых электронов в солнечной плазме [14, 15] и взаимодействовать с ленгмюровскими волнами (например [16]). Поэтому представляется актуальным остановиться на особенностях, которые необходимо учитывать при рассмотрении процессов с участием ионно-звуковых волн во вспышечной плазме и которые могут возбуждаться при разрыве токовых слоев. По современным представлениям, процессы ускорения частиц в солнечной плазме и выбросов сгустков плазмы связаны с разрывом токовых слоев. На это указывает в частности временная структура жесткого рентгеновского излучения, показывающая, что процессы энерговыделения во время солнечных вспышек носят импульсный характер с характерными временами десятки миллисекунд (например, [17]).

Хорошо известно, что ионно-звуковые волны могут существовать в плазме, когда электронная температура T_e много больше температуры

ионов (протонов) T_i , т.е. когда $T_e \gg T_i$. Известно [18, 19], что при разрыве токовых слоев происходит генерация электромагнитного поля, которое приводит к ускорению частиц плазмы. Так как процесс ускорения носит импульсный характер с характерными временами в десятки мс, которые существенно превышают периоды ионно-звуковых колебаний, то в рассматриваемом случае можно ограничиться рассмотрением отклика плазмы на появление постоянного электрического поля E_0 . Появление такого электрического поля приводит к регулярному движению электронов плазмы со скоростью дрейфа u_e [20]

$$u_e = eE_0 / (mv_e) \quad , \quad (1)$$

где e и m – заряд и масса электрона; v_e – частота электронных столкновений.

Если скорость u_e меньше тепловой скорости электронов v_{Te} , то возможна генерация волн в области частот $kv_{Ti} \ll \omega \ll kv_{Te}$, где k и ω – волновое число и частота генерируемых волн [20]. При этом для ω и инкремента раскачки волн γ имеются следующие выражения [20]

$$\omega^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1 + \omega_{pe}^2 / (k^2 v_{Te}^2)} \quad ; \quad \gamma = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{M}{m} \frac{\omega^4}{k^3 v_{Te}^3} \left(1 - \frac{u_e}{\omega/k} \cos \vartheta\right) \quad , \quad (2)$$

где M и m – масса протона (для водородной плазмы) и электрона соответственно; угол ϑ – это угол между направлением скорости u_e и направлением распространения волны (т. е. направлением волнового вектора $\mathbf{k}$);

$$\omega_{pi} = \sqrt{4\pi e^2 n_i / M} \quad ; \quad \omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m} \quad ; \quad v_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m} \quad .$$

При наличии электрического поля $u_e \neq 0$ и, как видно из (2), возможно возбуждение ионно-звуковых волн при выполнении условия

$$\frac{u_e}{\omega/k} \cos \vartheta > 1 \quad , \quad (3)$$

когда γ становится положительным, т.е. когда дрейфовая скорость u_e превышает фазовую скорость волн ω/k .

Проанализируем выражения (2-3) для характерных значений концентрации и температуры солнечной плазмы. На рисунке 1А приведен график отношения частоты ионно-звуковых колебаний, описываемых выражением (2) к волновому числу k при $T_i = 10^6 \text{ K}$ и $T_e = 1 \cdot 10^7 \text{ K}$, $T_e = 2 \cdot 10^7 \text{ K}$, $T_e = 4 \cdot 10^7 \text{ K}$ при концентрации частиц плазмы $n_i = n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Как было отмечено выше, область рассматриваемых частот $kv_{Ti} \ll \omega \ll kv_{Te}$, т.е. для фазовые скорости колебаний должны существенно превышать тепловую скорость протонов, но быть значительно меньше тепловой скорости электронов. Для указанных выше значений T_e и T_i имеем $v_{Ti} \approx 9.1 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ и

$v_{Te} \approx 1.2 \cdot 10^9$ см/с, $1.7 \cdot 10^9$ см/с, $2.5 \cdot 10^9$ см/с. Как видно из рисунка 1А, данное условие выполняется для длинноволновой части колебаний ($k < 10$ см⁻¹). Спектр колебаний приведен на рисунке 1Б. Теперь проанализируем область углов и волновых чисел, при которых возможна генерация волн. Из условия (3) следует, что при $u_e > \omega/k$ существует область углов, для которых будет происходить раскачка ионно-звуковых волн. Рассмотрим случай, когда дрейфовая скорость u_e меньше тепловой скорости электронов. В этом случае напряженность электрического поля не превышает значение Дрейсера и электроны не переходят в режим убегания.

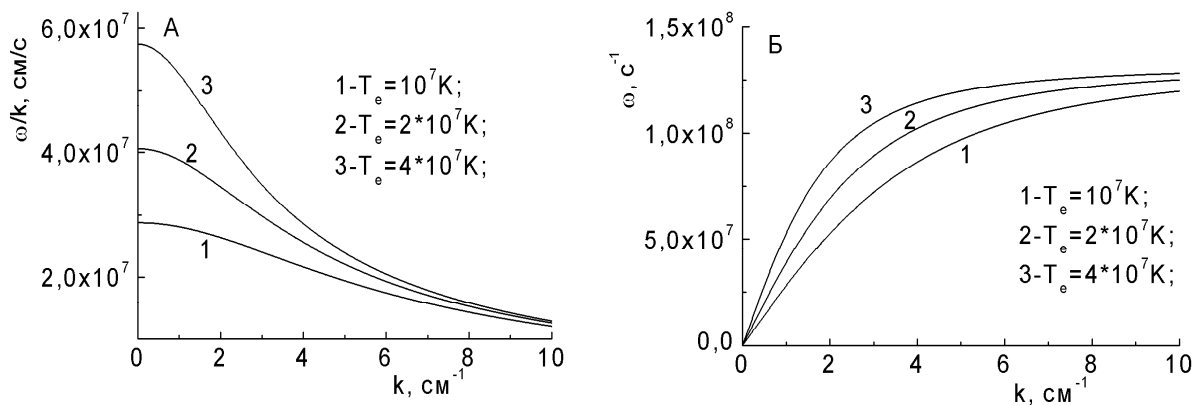


Рис. 1. А – фазовая скорость ионно-звуковых колебаний; Б – частота колебаний.

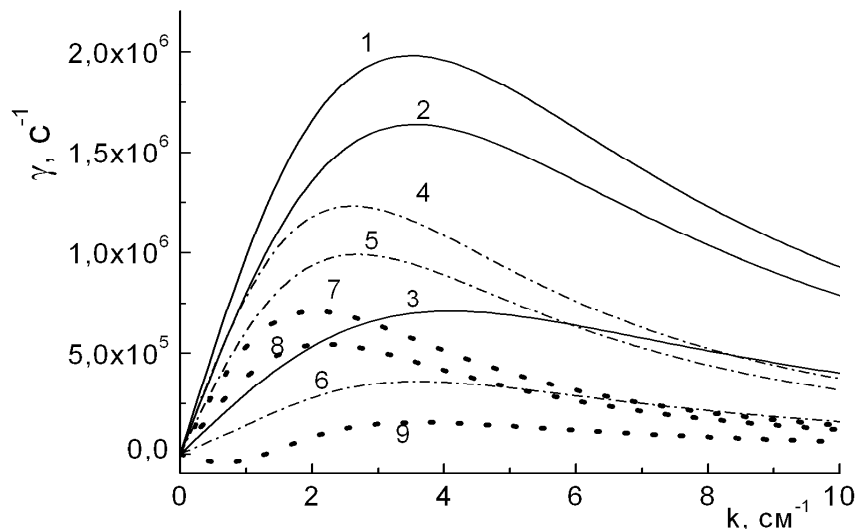


Рис. 2. Инкремент возбуждения ионно-звуковых колебаний при:
 1 – $T_e = 10^7$ К, $\theta = 0^\circ$; 2 – $T_e = 10^7$ К, $\theta = 30^\circ$; 3 – $T_e = 10^7$ К, $\theta = 60^\circ$;
 4 – $T_e = 2 \cdot 10^7$ К, $\theta = 0^\circ$; 5 – $T_e = 2 \cdot 10^7$ К, $\theta = 30^\circ$; 6 – $T_e = 2 \cdot 10^7$ К, $\theta = 60^\circ$;
 7 – $T_e = 4 \cdot 10^7$ К, $\theta = 0^\circ$; 8 – $T_e = 4 \cdot 10^7$ К, $\theta = 30^\circ$; 9 – $T_e = 4 \cdot 10^7$ К, $\theta = 60^\circ$.

На рисунке 2 приведены результаты расчета инкремента возбуждения ионно-звуковых колебаний для $u_e = 10^8$ см/с для трех углов $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ и для трех указанных температур. Отчетливо видна анизотропия генерации волн (например, кривые 1, 2 и 3) и температурная зависимость их генерации (кривые 1, 4 и 7). При $T_e = 4 \cdot 10^7$ К и $\theta = 60^\circ$ инкремент γ (кривая 9)

остается отрицательным при $k < 1.3 \text{ см}^{-1}$, колебания не возбуждаются. Максимум генерации волн приходится на диапазон волновых чисел $2\text{--}4 \text{ см}^{-1}$. Очевидно, что при $\vartheta > 90^\circ$ возбуждение волн не происходит, а максимум возбуждения соответствует направлению дрейфа электронов не-изотермической плазмы под действием электрического поля.

Сформулируем основные особенности возбуждаемых ионно-звуковых волн при разрыве токового слоя, которые необходимо учитывать при моделировании процессов с участием этих волн в солнечной плазме:

1) Возбуждение ионно-звуковых колебаний при разрыве токового слоя носит анизотропный характер с максимумом вдоль направления дрейфа электронов плазмы. Поэтому следует ожидать, что в этом случае угловое распределение ионно-звуковых колебаний будет анизотропным;

2) Возбуждение ионно-звуковых волн наиболее эффективно будет происходить для волн с малыми волновыми числами (в рассматриваемом случае $k < 10 \text{ см}^{-1}$), что будет определять спектр этих волн. Максимум генерации волн приходится на диапазон волновых чисел $2\text{--}4 \text{ см}^{-1}$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-29-21016.

Литература

1. Скрынников Ю.И., Сомов Б.В. // В сб. "XII Ленинградский семинар по космофизике", под ред. В.А. Дергачева, Г.Е. Кочарова, С.72, Ленинград, ЛИЯФ, 1982, 208 с.
2. Gorbikov S.P. and Melnikov V.F. // *Mat. Model.*, 2007, v. 19, p. 112.
3. Kel'ner S. R. and Skrynnikov Yu. I. // *Sov. Astron.*, 1985, V. 29 p. 445.
4. Guzman A. B. et al. // *Astron. Rep.*, 1996, V. 40(2), p. 246.
5. Reznikova V.E. et al. // *Astrophys. J.*, 2009, V. 697, p. 735.
6. Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е. // *ЖТФ*, 2012, т. 82(10), с. 50-57.
7. Kudryavtsev I.V., Charikov Y.E. // *Geomag. and Aeron.*, 2012, v.52, p. 875.
8. Zharkova V.V. et al. // *Astron. Astrophys.*, 2010, vol. 512, p. A8.
9. Melnikov V.F. et al. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2013, v. 53(7), p. 863.
10. Железняков В.В., Зайцев В.В. // *Астроном. журнал*, 1970, Т.47, с. 60.
11. Kontar E.P. et al. // *Astron. Astrophys.*, 2012, vol. 539, A43.
12. Ratcliffe H. et al. // *Astronomy & Astrophysics*, 2014, V.572, A111.
13. Kudryavtsev I.V. et al. // *Geomag. and Aeron.*, 2019, V. 59, P. 838.
14. Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е. // *Астрономический Журнал*, 1991, V. 68(4-6), С. 825.
15. Charikov Y.E., Shabalin A.N. // *Geomagn. and Aeron.*, 2016, v. 56, p. 1068.
16. Kontar et al. // *Astronomy and Astrophysics*, 2012. V. 539, A43.
17. Dmitriev P.B. et al. // *Solar System Research*, 2006, v. 40(2), p. 142.
18. Sakai J.-I. and De Jager C. // *Space Science Reviews*, 1996, V. 77, p.1.
19. Chargeishvili B. et al. // *Solar Physics*, V. 145. p. 297.
20. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме (серия "Современные проблемы физики"). Наука. Москва, 1975. 256 с.