

**Симпозиум «Физические основы прогнозирования
гелиогеофизических процессов и событий» («ПРОГНОЗ–2026»).**
ИЗМИРАН, Москва (2026), 25 — 29 мая 2026 г.

**ОЖИДАЕМЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫХ
ЗАГРЯЗНЕНИЙ ИОНОСФЕРЫ В ОСОБЕННОСТЯХ ДИСПЕРСИИ
ВОЛН РАЗЛИЧНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ МОД**

Лундин Б.В.

ИЗМИРАН, г. Москва, г.о. Троицк, Россия

boblundin@mail.ru

Появление в ионосфере молекулярных и/или пылевых конгломератов с высоким сродством к электронам приводит к появлению доли (в зонах адгезии электронов) отрицательно заряженных частиц с неизмеримо меньшими подвижностями, гирочастотами и изменениями других параметров исходного плазменного фона. Для типичных условий приземной плазмы умеренной плотности со сравнимыми величинами электронной gyro и плазменной частот найдены особенности эволюции дисперсионных свойств волн электронного свистового мода исчезающие при отсутствии электроотрицательных загрязнений (ЭЗ). Удалось получить единое количественно адекватное дисперсионное уравнение для описания электронных и ионных свистов при известных значениях характерных частот плазмы в трех разнесенных частотных диапазонах без детальных данных по ионному составу [1,2,4]. Впервые новых результатов удалось достичь для модели плазмы состоящей из двух типов ионов с соизмеримыми (из «наибольших» !) величинами «удельных зарядов пропорциональных гирочастотам» (включая отрицательные) и произвольных смесей (как «единый заряженный конгломерат с совокупной зарядовой плотностью») заряженных частиц с «заметно меньшими» величинами удельных зарядов разных знаков. Найден метод вычисления величин относительной зарядовой плотности для двух типов ионов с наибольшими величинами удельных зарядов (или гирочастотами) по частотам ионной отсечки [2]. Эти две величины адекватно определяются без бортовых масс-спектрометров, если их гирочастоты существенно превышают гирочастоты остальных. Уменьшение доли свободных электронов приводит к росту нижней частотной границы диапазона прозрачности электронных свистов вплоть до нижнегибридной частоты. Возможно сближение кривых дисперсии электронных и ионных свистов вблизи частот отсечки, однако, лишь когда максимальная гирочастота -- у положительного иона; частота сближения кривых и зона реализации эффекта в пространстве определяется распределением ионов в ионосфере. При интенсивных долгоживущих электроотрицательных загрязнениях

возможно формирование вдоль геомагнитных силовых трубок участков с волноводами разряжения, а также и зон/«линз» прозрачных лишь для волн с частотами вблизи локальных ионных плазменных частот. Проявление таких эффектов будет заметнее с ростом величин удельных зарядов присущих процессам адгезии свободных электронов для загрязнений различной природы [4].

Литература

1. Lundin B.V., Krafft C. Modified electron whistler dispersion law // J. Plasma Physics. V. **67**. № 2-3. P. 149-161. 2002.
2. Лундин Б., Краффт К. О минимальном наборе плазменных параметров для определения закона дисперсии электронных свистовых волн // Физика плазмы. Т. **35**. N 6. С. 551-558. 2009.
3. Lundin, B. & Krafft, C. On the electron whistler dispersion law in a cold plasma with light ions and heavy charged particulates, Phys. Plasmas, 16, 052104 (pp.1-11).2009.
4. Lundin B.V., Krafft C. On the dispersion features of whistler waves in almost pure ion plasmas // Phys. Plasmas. V. **18**. P. 102114(1-9). 2011.

Возможность провести аналитическое описание эволюций дисперсии волн открылась с введением совершенно новой формы записи дисперсионного уравнения для волн в холодной плазме.

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & i\varepsilon_2 & 0 \\ -i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}$$

$$AN^4 + BN^2 + C = 0$$

$$A \equiv \varepsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta \equiv \eta (\cos^2 \vartheta - \cos^2 \vartheta_R) / \sin^2 \vartheta_R,$$

$$B \equiv (\varepsilon - \eta) [2\varepsilon \sin^2 \vartheta_R - (\varepsilon - g^2 / (\varepsilon - \eta)) \sin^2 \vartheta] \equiv B_A - \chi A,$$

$$B_A \equiv B_{A=0} = \eta (\varepsilon + g^2 / (\varepsilon - \eta)), \quad \chi = \varepsilon - g^2 / (\varepsilon - \eta)$$

$$C \equiv \eta (\varepsilon^2 - g^2) \equiv \eta^2 F, \quad \cos^2 \vartheta_R \equiv \varepsilon / (\varepsilon - \eta)$$

$$\begin{array}{ccc} \text{COLD PLASMA} & N^2(\omega, \vartheta) & \\ \text{New set } \{\cos^2 \vartheta_R, \chi, \eta\} & & \text{Conventional set } \{\epsilon, g, \eta\} \end{array}$$

$$\cos^2 \vartheta \left(1 - \frac{\chi}{N^2}\right) = \left(1 - \frac{\eta}{N^2}\right) \left[\cos^2 \vartheta_R \left(1 - \frac{\eta}{N^2}\right) - \frac{\chi}{N^2}\right]$$

$$\cos^2 \vartheta_R \equiv \frac{\epsilon}{\epsilon - \eta}, \quad \chi \equiv \epsilon - \frac{g^2}{\epsilon - \eta}, \quad \eta$$

Использование введенных модификаций уже позволило в условиях холодной приземной плазмы умеренной плотности эффективно проанализировать особенности дисперсии и поляризации волн электронного свистового мода во всем диапазоне прозрачности для частот существенно меньших электронной плазменной

Без учета вклада ионов имеем

$$\cos^2 \vartheta_R = \frac{\omega^2}{\Omega_c^2} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2 + \omega_c^2}\right), \quad \chi = 1, \quad \eta = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

$$\Omega_c^2 \equiv \frac{\omega_c^2}{(1 + \mu)}, \quad \Omega_{pe}^2 \equiv \frac{\omega_{pe}^2}{(1 + \mu)}, \quad \mu \equiv \frac{\omega_c^2}{\omega_{pe}^2}$$

и, игнорируя продольный ток смещения, получим

$$\cos^2 \vartheta_R = \omega^2 / \Omega_c^2, \quad \chi = 1, \quad 1 - \eta / N^2 \simeq 1 + \omega_{pe}^2 / k^2 c^2$$

$$\omega^2 = \frac{\Omega_c^2 \cos^2 \vartheta}{(1 + \kappa)(1 + \tilde{\kappa}) + \mu \tilde{\kappa} \cos^2 \vartheta},$$

$$\kappa = \omega_{pe}^2 / k^2 c^2, \quad \tilde{\kappa} = \Omega_{pe}^2 / k^2 c^2, \quad \kappa = (1 + \mu) \tilde{\kappa}, \quad \mu \equiv \omega_c^2 / \omega_{pe}^2$$

что существенно при анализе дисперсионных особенностей волн электронного свистового мода на высотах ниже 4000 км, где общепринятый термин «плотная плазма» неадекватен реалиям.

COLD PLASMA $N^2(\omega, \vartheta)$

Ion cut-off frequency set $\{F, \varepsilon, \eta\}$ Old set $\{\cos^2 \vartheta_R, \chi, \eta\}$

$$F(\omega_{\text{cut}}) = 0, \text{ where } N^2(\omega_{\text{cut}}) = 0$$

$$\eta \cos^2 \vartheta_R + F \sin^2 \vartheta_R = -\chi, \cos^2 \vartheta_R \equiv \varepsilon/(\varepsilon - \eta)$$

The "cut-off" form of cold plasma dispersion equation

$$0 = K[F(K + \sin^2 \vartheta) + \varepsilon(1 + \cos^2 \vartheta)] + \varepsilon - (\varepsilon - \eta) \cos^2 \vartheta,$$

$$F \equiv \frac{(\varepsilon^2 - g^2)}{\eta}, \quad K \equiv -\frac{\eta}{N^2}, \quad (\simeq \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 c^2} \equiv \frac{\omega_p^2}{k^2 c^2} \frac{n_e}{n} \equiv \kappa,)$$

$$F(\omega) = \frac{n}{n_e} \left[\frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} F_m F_p + \frac{\omega}{\omega_c} (F_p - F_m) - \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \right] = 0.$$

$$\varepsilon - g - 1\alpha F_m(\omega) = \sum_{\alpha} \nu_{\alpha} \frac{\omega}{\omega + \omega_{\alpha}} - \sum_{\beta} \nu_{\beta} \frac{\omega}{\omega - \omega_{\beta}} - \nu_e \frac{\omega}{\omega - \omega_c} = 0,$$

$$\varepsilon + g - 1\alpha F_p(\omega) = \sum_{\alpha} \nu_{\alpha} \frac{\omega}{\omega - \omega_{\alpha}} - \sum_{\beta} \nu_{\beta} \frac{\omega}{\omega + \omega_{\beta}} - \nu_e \frac{\omega}{\omega + \omega_c} = 0.$$

Детальный анализ взаимного расположения значений частот отсечки, гирочастот двух типов «легких ионов» плазмы с максимальными удельными зарядами (включая отрицательные) и относительной зарядовой плотности совокупности всех прочих «тяжелых заряженных конгломератов» возможен при удержании первого члена в уравнении традиционно главного в приземной плазме [**].

COLD PLASMA $N^2(\omega, \vartheta)$

Ion cut-off frequency set $\{F, \varepsilon, \eta\}$ Old set $\{\cos^2 \vartheta_R, \chi, \eta\}$

$$F(\omega_{\text{cut}}) = 0, \text{ where } N^2(\omega_{\text{cut}}) = 0$$

$$\eta \cos^2 \vartheta_R + F \sin^2 \vartheta_R = -\chi, \quad \cos^2 \vartheta_R \equiv \varepsilon / (\varepsilon - \eta)$$

The "cut-off" form of cold plasma dispersion equation

$$0 = K[F(K + \sin^2 \vartheta) + \varepsilon(1 + \cos^2 \vartheta)] + \varepsilon - (\varepsilon - \eta) \cos^2 \vartheta,$$

$$F \equiv \frac{(\varepsilon^2 - g^2)}{\eta}, \quad K \equiv -\frac{\eta}{N^2}, \quad (\simeq \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 c^2} \equiv \frac{\omega_p^2}{k^2 c^2} \frac{n_e}{n} \equiv \kappa,)$$

Для низких частот диапазонов прозрачности смежных волновых мод типа электронных и ионных свистов найден метод вычисления величин относительной зарядовой плотности для двух типов «легких ионов» плазменного фона с максимальными удельными зарядами (включая отрицательные) по частотам ионной отсечки [2]. Эти две величины адекватно определяются (без бортовых масс-спектрометров), если гирочастоты этих «легких ионов» существенно превышают гирочастоты

остальных. Даже для

экзотичного ионного состава с двумя сортами легких отрицательных ионов (индексы «3» и «4») на «фоне положительных тяжелых» находим для них отношения к зарядовой плотности электронов, выраженные через значения их гирочастот и двух наибольших из частот отсечки.

$$\frac{\nu_{3,4}}{\nu_e} = \frac{(\omega_{3,4} - \omega_{cut2})(\omega_{cut1} - \omega_{3,4})}{\omega_{3,4}(\omega_{3,4} - \omega_{4,3})} > 0, \quad 0 < \omega_4 < \omega_{cut2} < \omega_3 < \omega_{cut1}$$

В рамках модели плазмы с двумя типами легких положительных ионов (например: H^+ , He^+) и менее подвижных конгломератов заряженных частиц фона с значительно меньшим отрицательным удельным зарядом (здесь: O^-) в основном обеспечивающих квазинейтральность (индексы в обозначениях: 1_H^+ , 2_He^+ , bm_O^- , $em_электроны$), частота слияния определяется локальными зарядовыми долями легких ионов и их гирочастотами, а именно:

$$\omega_{mrg}^2 = \omega_1 \omega_2 \left(\frac{\nu_1 \omega_2 + \nu_2 \omega_1}{\nu_1 \omega_1 + \nu_2 \omega_2} \right) = \omega_1 \omega_2 \frac{|v_{bm}|}{v_{em}}, \quad \nu_1 + \nu_2 = \nu_{em} + |v_{bm}| = 1$$

при критических зарядовых долях тяжелых ионов и электронов

$$v_{bm} = -(\nu_1 \omega_2 + \nu_2 \omega_1) / (\omega_1 + \omega_2) < 0, \quad v_{em} = (\nu_1 \omega_1 + \nu_2 \omega_2) / (\omega_1 + \omega_2)$$

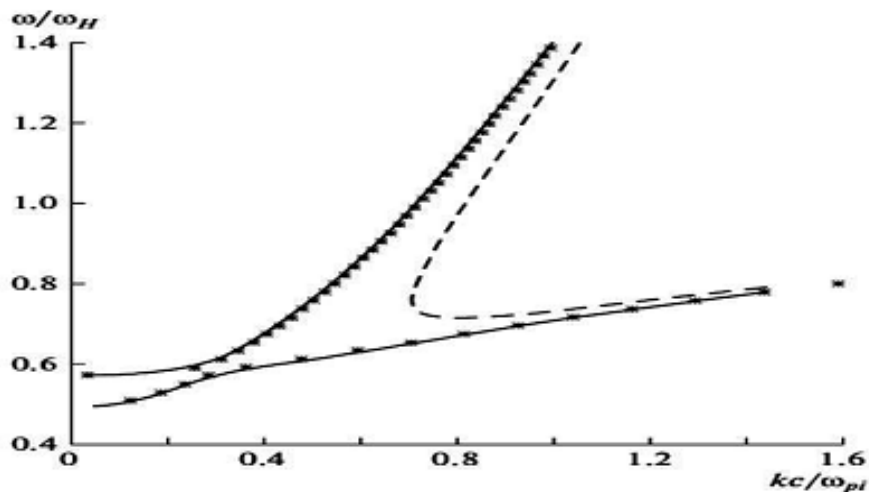
В модели плазмы того же типа, но, к примеру, из двух легких отрицательных ионов (индексы «3» и «4» и «e» для электронов) с фоном из суммарно положительных (индекс «ф») конгломератов, содержащих фрагменты с зарядами разных знаков, также вычисляются зарядовые плотности легких ионов

$$\frac{\nu_{3,4}}{\nu_e} \equiv \frac{(\omega_{3,4} - \omega_{cut2})(\omega_{cut1} - \omega_{3,4})}{\omega_{3,4}(\omega_{3,4} - \omega_{4,3})} > 0, \quad 0 < \omega_4 < \omega_{cut2} < \omega_3 < \omega_{cut1}$$

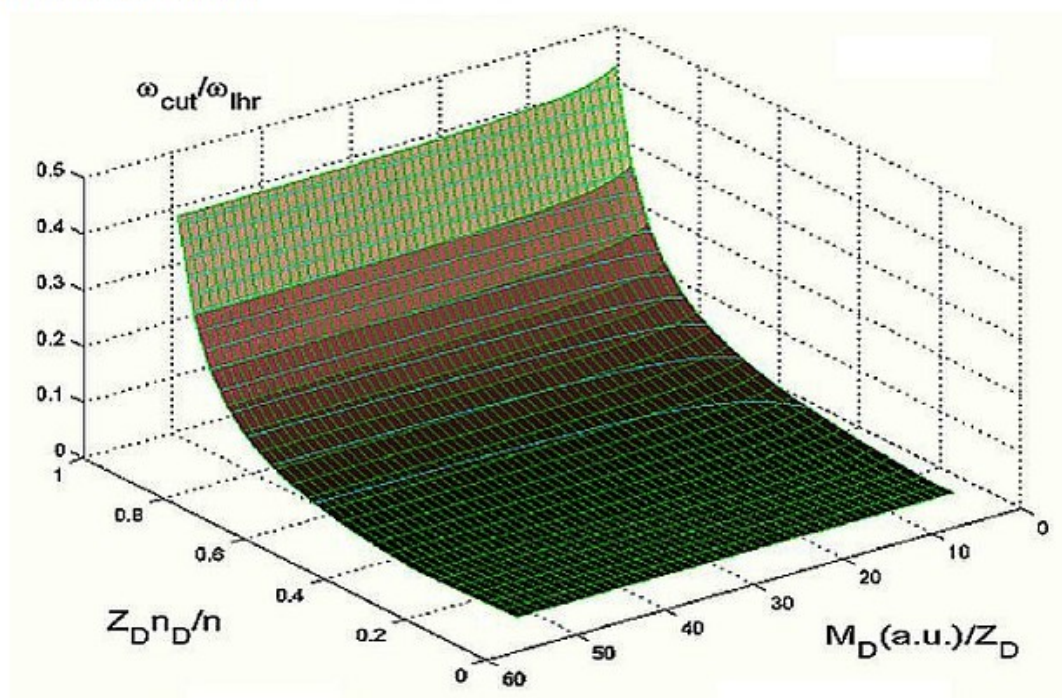
$$\nu_e + \nu_3 + \nu_4 > 0 \Rightarrow \varepsilon - g \simeq \varepsilon - g - 1 = 0$$

$$F(\omega) = \frac{n}{n_e} \left[\frac{\omega_p^2}{\omega_c^2} F_m F_p + \frac{\omega}{\omega_c} (F_p - F_m) - \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \right] = 0.$$

Возможны сближения дисперсионных кривых смежных ионных и электронных свистов на частотах близких к частотам отсечки [3]. Частота сближения вычисляется по относительным зарядовым плотностям пары «легких ионов» и локального отрицательного фона «тяжелых ионов». Ниже для плазменного фона на высоте 1600км, содержащего два легких иона (H+ и O+) и загрязнение сероуглеродом (CS4--) в 0.8 от зарядовой плотности начального фона, показано сближение дисперсионных кривых ионных и электронных свистов вблизи слияния частот отсечки (0.6_протонной гирочастоты). Игнорирование при вычислениях взаимных вкладов легких ионов (здесь H+иO+) приведет к заблуждению о возможности прямой взаимной конверсии (пунктирная кривая) волн смежных электронных и ионных мод при длинах волн порядка ионного скин-слоя.



Адгезия электронов загрязнениями плазмы с высоким сродством к электронам приводит к уменьшению снизу частотного диапазона прозрачности для волн электронного свистового мода.



Эволюция отношения частоты ионной отсечки к НГР частоте свистовых волн при изменении доли зарядовой (отрицательной) плотности примесей к полной плотности положительных зарядов (ось - «слева») и обратного удельного заряда (отрицательного) примесных частиц (ось - «справа»).

Впервые обнаружено, что при сужении частотных интервалов прозрачности (вплоть до малой окрестности ионной плазменной) для плоских волн в зонах существенной локальной адгезии электронов фона активными загрязнениями проявляется «эффект подобия [4]» глубины процесса для разных удельных зарядов базовых ионов. Ход сближения частот отсечки с ионной плазменной частотой для электронного свистового мода (W) и Z-мода представлен ниже в координатах «подобия», так что три поверхности для заряженных фуллеренов, атомов йода и водорода полностью совпадают.

