

УДК 550.386.37

О ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН В МАГНИТОСФЕРНОЙ НЕМАКСВЕЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЕ

© 2010 г. Ф.З. Фейгин, Ю.Г. Хабазин

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

Исследована ионно-циклотронная неустойчивость для функции распределения частиц по скоростям, представляющей собой комбинацию каппа-распределения и немонотонного распределения по поперечным скоростям. Показано, что детали функции не влияют на порог исследуемой неустойчивости, но приводят к существенному изменению инкремента ионно-циклотронной неустойчивости по сравнению с инкрементом для бимаксвелловской функции распределения.

Ключевые слова: магнитосфера, порог неустойчивости, плазма, электромагнитные волны.

Введение

К основным свойствам космической плазмы относится бесстолкновительный характер движения частиц. В такой плазме распределение частиц в пространстве скоростей часто существенно отличается от равновесного максвелловского. В бесстолкновительной космической плазме могут возникать условия, приводящие к формированию энергичных немаксвелловских хвостов на функциях распределения, т.е. к ускорению частиц до больших энергий, включая энергии космических лучей. Простейший пример неравновесной функции распределения – бимаксвелловское распределение частиц (анизотропная функция распределения), в котором средние перпендикулярная и параллельная по отношению к окружающему магнитному полю температуры различны. Анизотропные функции распределения частиц в магнитосферах Земли и планет Солнечной системы возникают в результате высыпания частиц в конус потерь. В случае, когда перпендикулярная температура ионов превышает параллельную ($T_{\perp} > T_{\parallel}$), создаются условия для возникновения электромагнитной ионно-циклотронной неустойчивости на частотах $\omega < \Omega_i$ (Ω_i – ионная циклотронная частота) [Сагдеев, Шафранов, 1960]. Этой неустойчивости, связанной с генерацией геомагнитных пульсаций Pc1 и устойчивостью радиационных поясов Земли, посвящено значительное число работ, например [Kennel, Petschek, 1966; Cornwall, 1966; Тверской, 1968; Фейгин, Якименко, 1969; Feugin, Yakimenko, 1971; Gendrin et al., 1971; Гульельми, Троицкая, 1973; Гульельми, 1979]. Полученные авторами этих работ результаты основаны на использовании бимаксвелловской функции распределения с анизотропным фактором $A = (T_{\perp}/T_{\parallel} - 1) > 0$.

Реально измеряемые распределения частиц в околоземном космическом пространстве в подавляющем большинстве случаев значительно отличаются от бимаксвелловского. Примеры таких распределений представлены в работах [Vasyliunas, 1968; Scudder, Olbert, 1979; Leubner, 2004; Vinas, Mace, Benson, 2005], где они получили название каппа-распределений (далее в тексте – к-распределения). Параметр k характеризует форму исследуемых распределений в магнитосфере Земли; его значения лежат в пределах 2–6. Каппа-распределения хорошо описывают функции распределения плазменного слоя и кольцевого тока в магнитосфере Земли.

Необходимость использования k -распределений в качестве исходных в космической плазме обоснована экспериментально. Исследованиям ионных k -распределений в магнитосфере Земли посвящены работы [Christon et al., 1988, 1989, 1991; Leubner, 2004], в которых показано, что ими наилучшим образом описываются ионные функции распределения как при спокойных, так и возмущенных магнитосферных условиях. Эти распределения с конечным значением спектрального индекса k имеют степенной хвост на скоростях, превышающих тепловую скорость, и при $k \rightarrow \infty$ переходят в максвелловское.

Результаты спутниковых наблюдений показывают, что распределение горячих частиц зачастую немонотонно по поперечным скоростям [Amundsen et al., 1972]. Такое распределение может быть связано с наличием конуса потерь. Авторы работы [Похотелов, Пилипенко, 1976] показали, что наличие конуса потерь в анизотропном распределении по скоростям при исследовании дрейфово-зеркальной неустойчивости существенно понижает порог неустойчивости.

В данной работе рассматривается ионно-циклотронная неустойчивость для функции распределения, представляющей собой комбинацию k -распределения и конуса потерь [Leubner, Schupfer, 2002]. Такая комбинированная функция распределения наиболее полно описывает реальные распределения энергичных ионов в магнитосфере Земли. Основная цель данной работы – исследование влияния деталей функции распределения на порог и величину ионно-циклотронной неустойчивости.

Основные уравнения

Нас интересует влияние деталей функции распределения в пространстве скоростей на инкремент ионно-циклотронной неустойчивости, поэтому для ее пространственной части мы ограничимся приближением однородной плазмы. Инкремент неустойчивости в однородной плазме максимален при распространении волны вдоль геомагнитного поля \mathbf{B}_0 , направленного по оси z ($k_{\parallel} \equiv k$, $k_{\perp} = 0$).

Зависимость между волновым вектором k и частотой колебаний ω в однородной плазме при продольном распространении волн определяется дисперсионным уравнением [Шафранов, 1963]:

$$N^2 = \varepsilon \pm g, \quad (1)$$

где N – показатель преломления плазмы ($N = kc/\omega$); ε , g – величины, через которые выражаются компоненты диэлектрического тензора замагниченной плазмы: $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon$, $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = ig$. Два знака в формуле (1) соответствуют двум ветвям колебаний с круговой поляризацией, имеющих разное направление вращения векторов электрического (\mathbf{E}) и магнитного (\mathbf{B}) полей волны. Верхний знак (+) соответствует ионно-циклотронным L -волнам, нижний знак (–) – магнитозвуковым R -волнам. С помощью выражений для компонент тензора ε_{xx} и ε_{xy} дисперсионное уравнение для поперечных волн, распространяющихся вдоль внешнего магнитного поля (1), приводится к виду [Шафранов, 1963]:

$$c^2 k_{\parallel}^2 = \omega^2 + \sum \omega_0^2 \pi \int \frac{v^2 dv_{\perp} dv_{\parallel}}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} \pm \Omega_i} \left[\omega \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} - k_{\parallel} v_{\parallel} \left(\frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} - \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} \right) \right], \quad (2)$$

где $f = f_0 + f_1$ (f_0 – функция распределения холодных частиц с концентрацией n , f_1 – функция распределения энергичных частиц с концентрацией n_1 , $n_1 \ll n$);

$\omega_0^2 = 4\pi e^2 n / m$, $\Omega_{i,e}$ – гирочастоты; (далее индекс 1 у f будет опускаться). Правило обхода полюса при интегрировании по v_z стандартно определяется как

$$1/z = P/z - i\pi\delta(z), \quad (3)$$

где $z \equiv \omega - k_z v_z \pm \Omega$.

Вдали от полюсов фоновую плазму f_0 можно считать холодной, т.е. положить $f_0 = 1/\pi v_\perp \delta(v_z) \delta(v_\perp)$; тогда с учетом (3) и того, что $n_1 \ll n$, дисперсионное уравнение (2) примет следующий вид для произвольной функции распределения энергичных частиц:

$$c^2 k_\parallel^2 = \omega^2 N_\pm^2 - i \frac{\pi^2 \omega_{01}^2 \Omega_i}{|k_\parallel|} \int v_\perp^2 dv_\perp \left(\frac{k_\parallel v_\perp}{\Omega_i} \frac{\partial f}{\partial v_\parallel} \pm \frac{\partial f}{\partial v_\perp} \right)_{v_\parallel=u}, \quad (4)$$

$$u = (\omega \mp \Omega_i) / k_\parallel, \quad (5)$$

$$N_\pm^2 = \frac{\omega_{0i}^2}{[(\Omega_i \mp \omega) \Omega_i]}. \quad (6)$$

Авторы работы [Summers, Thorne, 1995] обобщили ряд плазменных процессов, связанных с конусными и κ -распределениями, и ввели функцию распределения в виде:

$$f = C \left(\frac{v_\perp}{\Theta_\perp} \right)^{2l} \left(1 + \frac{v_\parallel^2}{\kappa \Theta_\parallel^2} + \frac{v_\perp^2}{\kappa \Theta_\perp^2} \right)^{-(1+\kappa+l)}, \quad (7)$$

$$C = \frac{\Gamma(\kappa+l+1)}{\pi^{3/2} \kappa^{l+3/2} \Gamma(l+1) \Gamma(\kappa-1/2) \Theta_\parallel \Theta_\perp^2}, \quad (8)$$

где $l(>0)$ характеризует конус потерь; $\kappa(>3/2)$ – спектральный индекс; Θ_\perp и Θ_\parallel – эффективные тепловые скорости соответственно поперек (Θ_\perp) и вдоль (Θ_\parallel) магнитного поля; Γ – гамма-функция.

При $l=0$ и $\kappa \rightarrow \infty$ выражение (7) переходит в бимаксвелловскую функцию распределения. При этом предельном переходе необходимо использовать следующие асимптотические выражения для больших чисел η [Градштейн, Рыжик, 1963]: $\lim_{\eta \rightarrow \infty} (1 + \alpha/\eta)^\eta = e^\alpha$ и $\Gamma(\eta+1) \approx \eta^\eta e^{-\eta} \sqrt{2\pi\eta}$ (формула Стирлинга). В результате такого перехода имеем:

$$\left(1 + \frac{v_\parallel^2}{\kappa \Theta_\parallel^2} + \frac{v_\perp^2}{\kappa \Theta_\perp^2} \right)^{-(1+\kappa+l)} \rightarrow \exp \left[- \left(\frac{v_\parallel^2}{\Theta_\parallel^2} + \frac{v_\perp^2}{\Theta_\perp^2} \right) \right], \quad (9)$$

$$C \rightarrow \pi^{-3/2} \frac{1}{\Theta_\parallel \Theta_\perp^2}, \quad (10)$$

С учетом (9) и (10) функция распределения (7) переходит в двухтемпературное максвелловское распределение.

Используя функцию распределения (7)–(8), определим эффективные поперечную (v_\perp) и продольную (v_\parallel) тепловые скорости, средние квадраты которых равны

$$\begin{aligned} \langle v_\perp^2 \rangle &= 2T_\perp / m_i = \int v_\perp^2 f_{\kappa,l} d^3\vec{v}, \\ \langle v_\parallel^2 \rangle &= T_\parallel / m_i = \int v_\parallel^2 f_{\kappa,l} d^3\vec{v}. \end{aligned} \quad (11)$$

Подставив в (11) функцию распределения (7)–(8), получим

$$\begin{aligned}\theta_{\perp} &= \left(\frac{\kappa - 3/2}{\kappa(l+1)} \right)^{1/2} \left(\frac{2T_{\perp}}{m_i} \right)^{1/2}, \\ \theta_{\parallel} &= \left(\frac{\kappa - 3/2}{\kappa} \right)^{1/2} \left(\frac{2T_{\parallel}}{m_i} \right)^{1/2}.\end{aligned}\tag{12}$$

При $l = 0$ и $\kappa \rightarrow \infty$ выражения (12) принимают привычный для бимаксвелловской плазмы вид – $T_{\perp} = m \Theta_{\perp}^2 / 2$ и $T_{\parallel} = m \Theta_{\parallel}^2 / 2$.

Уравнения для $\text{Re } \omega$ и инкремента γ ионно-циклотронной неустойчивости в немаксвелловской плазме получаем с учетом (7)–(8) в линейном приближении стандартным образом, обозначая $\omega = \text{Re } \omega + i\gamma$, считая малым возмущением инкремент γ , возникающий от резонансных частиц, малым возмущением и разлагая дисперсионное уравнение (4) в ряд по степеням γ :

$$\omega^2 = k_z^2 c_A^2 (1 \mp \omega / \Omega_i),\tag{13}$$

$$\gamma = \frac{-\pi^{1/2} (n_1/n) \Omega_i^3 c_A (1 - \omega / \Omega_i)^{5/2} \Gamma(\kappa) [(T_{\perp}/T_{\parallel})(\omega / \Omega_i \mp 1) \pm 1]}{v_{T_{\parallel}} \omega^2 (2 \mp \omega / \Omega_i) (\kappa - 3/2)^{1/2} \Gamma(\kappa - 1/2) \left(1 + \frac{(1 - \omega / \Omega_i)^3}{(\omega / \Omega_i)^2 (v_{T_{\parallel}}/c_A)^2 (\kappa - 3/2)} \right)^{\kappa}},\tag{14}$$

где $v_{T_{\parallel}} = (2T_{\parallel}/m_i)^{1/2}$.

При $\kappa \rightarrow \infty$ формула (14) сводится к хорошо известному выражению для γ в бимаксвелловской плазме. Из этой же формулы следует, что порог ионно-циклотронной неустойчивости ($\gamma=0$)

$$\left[\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \left(\frac{\omega}{\Omega_i} \mp 1 \right) \pm 1 \right] = 0,\tag{15}$$

или в более привычном для L -волн виде, выраженном через коэффициент анизотропии A [Шафранов, 1963]:

$$\frac{\omega}{\Omega_i} = \frac{A}{A+1}.\tag{16}$$

Ниже исследуется влияние деталей функции распределения, представляющей комбинацию κ -распределения и немонотонного распределения по поперечным скоростям горячих протонов, на порог и величину инкремента для ионно-циклотронной неустойчивости [Leubner, Schupfer, 2002]:

$$f = C \left(\frac{v_{\perp}}{\theta_{\perp}} \right)^{2l} \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa \theta_{\parallel}^2} + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa \theta_{\perp}^2} \right)^{-(1+\kappa)},\tag{17}$$

$$C = \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\pi^{3/2} \kappa^{l+3/2} \Gamma(l+1) \Gamma(\kappa-l-1/2) \theta_{\parallel} \theta_{\perp}^2},\tag{18}$$

$$\theta_{\perp} = \left(\frac{\kappa - l - 3/2}{\kappa(l+1)} \right)^{1/2} \left(\frac{2T_{\perp}}{m_i} \right)^{1/2},\tag{19}$$

$$\theta_{\parallel} = \left(\frac{\kappa - l - 3/2}{\kappa} \right)^{1/2} \left(\frac{2T_{\parallel}}{m_i} \right)^{1/2}.$$

При таком выборе вида функции распределения (17)–(19) мы получаем следующее выражение инкремента ионно-циклотронной неустойчивости в немаксвелловской плазме:

$$\gamma = \frac{-\pi^{1/2} \frac{n_1}{n} \Omega_i^3 c_A (1 - \omega/\Omega_i)^{5/2} \Gamma(\kappa - l) \left[\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} (\omega/\Omega_i \mp 1) \pm 1 \right]}{v_{T_{\parallel}} \omega^2 (2 \mp \omega/\Omega_i) (\kappa - l - 3/2)^{1/2} \Gamma(\kappa - l - 1/2) \left(1 + \frac{(1 - \omega/\Omega_i)^3}{(\omega/\Omega_i)^2 (v_{T_{\parallel}}/c_A)^2 (\kappa - l - 3/2)} \right)^{\kappa - l}}. \quad (20)$$

Формула (20) отличается от аналогичной формулы (14) появлением индекса конуса потерь в показателе степени квадратной скобки в знаменателе, что существенно влияет на величину инкремента γ .

Оптимальное значение частоты $x = \omega/\Omega_i$ в формуле (20), соответствующее максимуму нормированного инкремента $(\gamma/\Omega_i)_{\text{макс}}$, определяется следующим уравнением:

$$-\frac{2}{x} - \frac{5}{2(1-x)} + \frac{1}{2-x} + \frac{A+1}{(A+1)(x-1)+1} + \frac{c_A^2 (1-x)^2 (2+x)}{\theta_{\parallel}^2 x^3 (1+u^2/\kappa\theta_{\parallel}^2)} = 0, \quad (21)$$

где $u = (\Omega_i \mp \omega)/k_{\parallel}$, $\theta_{\parallel} = [(\kappa - l - 3/2)/\kappa]^{1/2} (2T_{\parallel}/m_i)^{1/2}$.

Решение уравнения (21) для $x \ll 1$, $x \ll A/(A+1)$ имеет вид:

$$xv_{\text{eff}} = \left(\frac{1-l/\kappa - 1/\kappa}{1-l/\kappa - 3/2\kappa} \right)^{1/2}. \quad (22)$$

Оптимальное значение частоты $x = \omega/\Omega_i$ в формуле (14), соответствующее максимуму нормированного инкремента $(\gamma/\Omega_i)_{\text{макс}}$, принимает форму:

$$xv_{\text{eff}} = \left(\frac{1-1/\kappa}{1-3/2\kappa} \right)^{1/2}, \quad (23)$$

где $v_{\text{eff}} = [(2T_{\parallel}/m_i)/c_A^2]^{1/2}$ – эффективная продольная тепловая скорость, нормированная на альвеновскую скорость.

Формулы (22) и (23) при $l=0$, $\kappa \rightarrow \infty$ сводятся к хорошо известному выражению в бимакселловской плазме – $x = 1/v_{\text{eff}}$ [Feigin, Yakimenko, 1971].

Результаты

Зависимость нормированного инкремента γ/Ω_i от нормированной частоты ω/Ω_i для типичных параметров магнитосферной плазмы $n_1/n = 10^{-3}$, $v_{T_{\parallel}}/c_A = 10$, $A=1$ при $l=0$ и $\kappa=3, 5, 10, 50$ представлена на рис. 1,а. Аналогичная зависимость для бимакселловской функции распределения совпадает с кривой, соответствующей $\kappa = 50$. Можно видеть, что с ростом κ инкремент увеличивается и приближается к значению для бимакселловской плазмы. Кроме того, оптимальная частота, соответствующая максимуму инкремента, не зависит от деталей функции распределения и практически совпадает с аналогичной частотой в бимакселловской плазме.

На рис. 1,б приведена зависимость нормированного инкремента γ/Ω_i от нормированной частоты ω/Ω_i при $\kappa = 3$, $n_1/n = 10^{-3}$, $v_{T_{\parallel}}/c_A = 10$, $A=1$ для $l = 0, 0.5, 1.0$. Видно, что с уменьшением l инкремент увеличивается и приближается к значению в бимакселловской плазме.

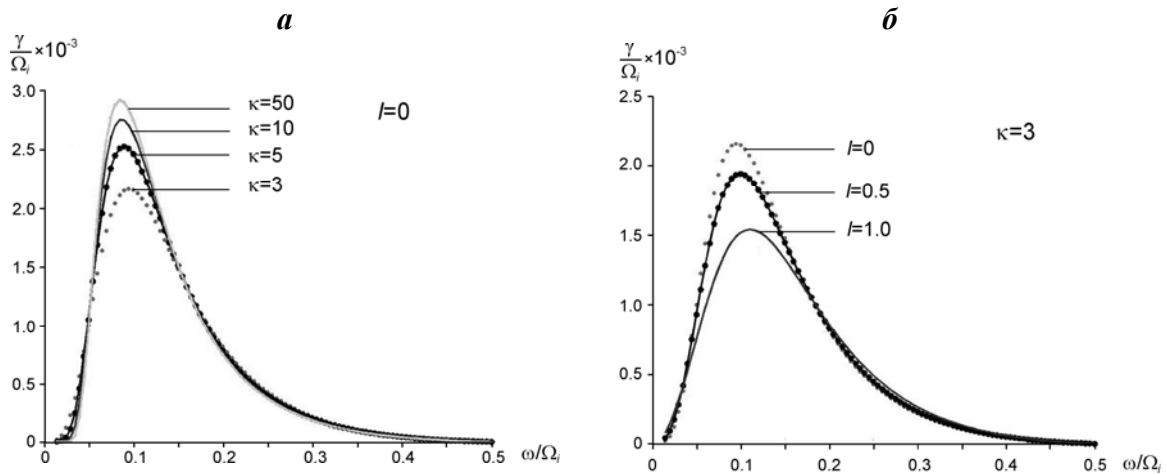


Рис. 1. Зависимость нормированного инкремента γ/Ω_i от нормированной частоты ω/Ω_i для типичных параметров магнитосферной плазмы: *a* – $l=0$, $\kappa=3, 5, 10, 50$; *б* – $\kappa=3$, $l=0, 0.5, 1.0$

Порог ионно-циклотронной неустойчивости

Полученные нами результаты свидетельствуют, что порог ионно-циклотронной неустойчивости для произвольной функции распределения не зависит от деталей функции распределения – он определяется только величиной температурной анизотропии частиц и отношением ω/Ω_i . Это в корне отличается от выводов, сделанных в работе [Xiao et al., 2007], которые будут обсуждаться ниже.

Принято считать, что порог ионно-циклотронной неустойчивости определяется равенством нулю инкремента. В отсутствие затухания порог неустойчивости имеет вид (16).

Термин “порог неустойчивости” имеет в литературе два определения – “неустойчивость вблизи порога” и “порог неустойчивости” [Gary et al., 1994]. Первое соответствует единственному значению параметра, характеризующего анизотропию или свободную энергию для всех волновых чисел, для которых $\gamma \leq 0$, но таких, что небольшое увеличение этого параметра приводит к $\gamma > 0$; в общепринятом понимании, это и есть порог неустойчивости; см. формулы (15)–(16). Второе определение соответствует значению коэффициента анизотропии, связанному с отличным от нуля значением $(\gamma/\Omega_i)_{\max}$. Этот порог в протонно-электронной плазме определяется формулой:

$$\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} - 1 = \left(\frac{2e^1}{\sqrt{\pi}} \frac{(\gamma/\Omega_i)_{\max}}{\sqrt{N_1}} + \sqrt{N_1} \right) / \beta_{\parallel}^{0.5}, \quad (24)$$

где Ω_i – протонная циклотронная частота; $N_1 = n_1/n$, $\beta_{\parallel} = 8\pi n_1 T_{\parallel} / B_0^2$; e^1 обозначает основание натуральных логарифмов [Фейгин, Хабазин, 2010].

В упомянутой выше работе [Xiao et al., 2007] утверждается, что порог ионно-циклотронной неустойчивости существенно зависит от формы функции распределения анизотропных протонов. Авторы использовали функцию распределения в форме κ -распределения из [Summers, Thorne, 1992]:

$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_1 \Gamma(\kappa + 1)}{\pi^{3/2} \Theta_{\perp}^2 \Theta_{\parallel} \kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa \Theta_{\parallel}^2} + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa \Theta_{\perp}^2} \right)^{-(\kappa+1)}. \quad (25)$$

В (25) параллельная и перпендикулярная тепловые скорости имеют вид:

$$\begin{aligned}\Theta_{\parallel} &= \left[(2\kappa - 3) / \kappa \right]^{1/2} (T_{\parallel} / m)^{1/2}, \\ \Theta_{\perp} &= \left[(2\kappa - 3) / \kappa \right]^{1/2} (T_{\perp} / m)^{1/2}.\end{aligned}\quad (26)$$

Используя дисперсионное уравнение для электромагнитных ионно-циклотронных волн и приравняв инкремент нулю, авторы обсуждаемой работы получили следующее выражение для порога ионно-циклотронной неустойчивости:

$$\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} - 1 = \left(\frac{\kappa}{\kappa - 3/2} \right)^{1/2} \frac{-1}{\xi} \left(\frac{\omega}{\kappa c_A} \right) \left(\frac{N_1}{\beta_{\parallel}} \right), \quad (27)$$

где $c_A = B_0 / (4\pi n m_p)^{1/2}$ – альфвеновская скорость; n – плотность фоновой плазмы; $\beta_{\parallel} = 8\pi n_1 T_{\parallel} / B_0^2$; n_1 – плотность горячих протонов; $N_1 = n_1 / n_0$; $\xi = (\omega - \Omega_i) / k \Theta_{\parallel}$.

Подставляя в формулу для ξ соответствующее выражение из (26) и вставив затем ξ и β_{\parallel} в (27), мы получаем классическое определение порога неустойчивости ионно-циклотронных волн в виде (15)–(16). Таким образом, в отличие от авторов работы [Xiao *et al.*, 2007], мы убеждаемся, что порог неустойчивости ионно-циклотронных волн не зависит от показателя κ .

Замечание

Как известно, неоднородность замагниченной плазмы влияет главным образом на возмущения, распространяющиеся поперек магнитного поля [Михайловский, 1977]. Однако может представить интерес вопрос, не нарушается ли применимость приближения однородной плазмы в течение развития неустойчивости.

Изменение волнового вектора задается уравнением $\frac{\partial k_{\perp}}{\partial t} = -\frac{\partial \omega}{\partial x}$, где x – направление неоднородности. В рассматриваемом нами случае $\omega \approx \kappa c_A$, так что скорость изменения волнового вектора в поперечном направлении составляет $\gamma_k \approx c_A / L$ (здесь L – характерный масштаб неоднородности альфвеновской скорости в поперечном направлении). Для применимости результатов работы необходимо, чтобы скорость $\frac{dk_{\perp}}{dt}$ была меньше инкремента циклотронной неустойчивости γ . В каких областях земной магнитосферы это выполняется, подробно обсуждено, например, в книге [Гульельми, 1979].

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 08-05-00-617, 10-05-00376), программа программы Президиума РАН № 4 ,и программа программы ОНЗ РАН № 7.

Литература

- Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. 1100 с.
 Гульельми А.В. МГД волны в околоземной плазме. М.: Наука, 1979. 139 с.
 Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 1973. 208 с.

- Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 360 с.
- Похотелов О.А., В.А.Пилипенко. К теории дрейфово-зеркальной неустойчивости магнитосферной плазмы // Геомагнетизм и аэрономия. 1976. Т. 16. С.504–510.
- Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д. О неустойчивости плазмы с анизотропным распределением скоростей в магнитном поле // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С.181–184.
- Тверской Б.А. Динамика радиационных поясов Земли. М.: Наука, 1968. 223 с.
- Фейгин Ф.З., Якименко В.Л. Механизм генерации и развитие “жемчужин” при циклотронной неустойчивости внешней протонной зоны // Геомагнетизм и аэрономия. 1969. Т. 9. С.700–705.
- Шафранов В.Д. Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 3. С.3–140.
- Фейгин Ф.З., Хабазин Ю.Г. О корреляции протонной температурной анизотропии и продольного давления в околоземной плазме // Геофизические исследования. 2010. Т. 11, № 1. С.72–76.
- Amundsen R., Aarsnes K., Lindalen Hr., Soraas F. Pitch-angle distributions of 100-keV to 300-keV protons measured by ESRO IB satellite // J. Geophys. Res. 1972. V. 77. P.556–566.
- Christon S.P., Mitchell D.G., Williams D.J, Frank L.A., Huang C.Y., Eastman T.E. Energy spectra of plasma sheet ions and electrons from ~50 eV to ~1 MeV during plasma temperature transitions // J. Geophys. Res. 1988. V. 93, N 4. P.2662–2572.
- Christon S.P., Williams D.J., Mitchell D.G., Frank L.A., Huang C.Y. Spectral characteristics of the plasma sheet ion and electron populations during undisturbed geomagnetic conditions // J. Geophys. Res. 1989. V. 94, N 10. P.13409–13424.
- Christon S.P., Williams D.J., Mitchell D.G., Huang C.Y., Frank L.A. Spectral characteristics of the plasma sheet ion and electron populations during disturbed geomagnetic conditions // J. Geophys. Res. 1991. V. 96, N 1. P.1–22.
- Cornwall J.M. Micropulsations and the outer radiation zone // J. Geophys. Res. 1966. V. 71. P.2185–2199.
- Feygin F.Z., Yakimenko V.L. Appearance and development of geomagnetic Pc1 type micropulsations (“pearls”) due to cyclotron instability of proton belt // Ann. Geophys. 1971. V. 27. P.49–55.
- Gary S.P., McKean M.E., Winske D., Anderson B.J., Denton R.E., Fuselier S.A. The proton cyclotron instability and anisotropy/ β inverse correlations // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P.5903–5914.
- Gendrin R., Lacourly S., Roux A., Solomon J., Feygin F.Z., Gokhberg M.B., Troitskaya V.A., Yakimenko V.L. Wave packet propagation in an amplifying medium and its application to the dispersion characteristics and to the generation mechanism of Pc1 events // Planet. Space Sci. 1971. V. 19. P.165–194.
- Kennel C.F., Petschek H.E. Limit on stably trapped particle fluxes // J. Geophys. Res. 1966. V. 71. P.1–28.
- Leubner M.P., Schupfer N. A universal mirror wave-mode threshold condition for non-thermal space plasma environments // Nonlinear Processes in Geophysics. 2002. V. 9. P.75–78.
- Leubner M.P. Fundamental issues on kappa-distributions in space plasmas and interplanetary proton distributions // Physics of Plasmas. 2004. V. 11, N 4. P.1308–1316.
- Scudder J.D., Olbert S. A theory of local and global processes which affect solar wind electrons. 2. Experimental support // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P.6603–6620.
- Summers D., Thorne R.M. A new tool for analyzing microinstabilities in space plasma modeled by generalized Lorentzian (kappa) distribution // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P.16827–16832.
- Summers D., Thorne R.M. Plasma microinstabilities driven by loss-cone distributions // J. Plasma Phys. 1995. V. 53. P.293–315.
- Vasyliunas V.M. The plasma wave signature of a “magnetic hole” in the vicinity of the magnetosphere // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. P.2839–2884.
- Vinas A.F., Mace R.L., Benson R.F. Dispersion characteristics for plasma resonances of Maxwellian and Kappa distribution plasmas and their comparisons to the IMAGE/RPI // J. Geophys. Res. 2005. V. 110 (A06), doi:10.1029/2004JA010967.
- Xiao F., Zhou Q., He H., Zheng H., Wang S. Electromagnetic ion cyclotron waves instability threshold condition of suprathermal protons by kappa distribution // J. Geophys. Res. 2007. V. 112 (A07219), doi:10.1029/2006JA012050.

Сведения об авторах

ФЕЙГИН Феликс Зеликович – доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123995, ГСП-5, Москва, Д-242, ул. Большая Грузинская, д. 10. Тел.: (499) 254-88-05. E-mail: feygin@ifz.ru

ХАБАЗИН Юрий Григорьевич – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123995, ГСП-5, Москва, Д-242, ул. Большая Грузинская, д. 10. Тел.: (499) 254-42-90.

ON THE GENERATION OF ELECTROMAGNETIC ION-CYCLOTRON WAVES IN THE MAGNETOSPHERIC NON-MAXWELLIAN PLASMA

F.Z. Feygin, Yu.G. Khabazin

Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Abstract. The growth rates of the ion cyclotron instability for the distribution function representing a combination of kappa-distribution and nonmonotonic distribution on perpendicular velocities have been studied. The results showed that the details of the distribution function do not affect the threshold of this instability, but also lead to a significant change in the growth rate of the ion-cyclotron instability of ULF waves.

Keywords: magnetosphere, electromagnetic waves, threshold of instability, plasma.