

УДК 533.951.2

СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ КОНУСНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН

В. Г. Леднев

Рассмотрен в квазилинейном приближении стационарный режим конусной неустойчивости продольных плазменных волн ($\omega \approx \omega_{pe}$) при постоянно действующем источнике энергичных электронов. Показано, что с учетом релятивистских эффектов, проявляющихся при достаточно малых значениях продольного волнового числа k_{\parallel} , спектр возбуждаемых волн дискретен, т. е. возбуждаются волны с фиксированными $|k_{\parallel}|$ и k_{\perp} . Получены оценка концентрации энергичных электронов в магнитной ловушке, а также соотношения, связывающие плотность энергии плазменных волн с мощностью источника энергичных частиц. Численные оценки соответствуют параметрам солнечной короны.

Для многих астрофизических приложений представляет интерес задача о стационарном режиме конусной неустойчивости в магнитной ловушке при постоянно действующем источнике энергичных электронов. Применительно к плазме магнитосферы Земли такая задача рассматривалась для неустойчивости на вистлерах в ряде работ (см. обзор [1]), для неустойчивости на плазменных волнах в работах [2, 3]. В случае неустойчивости на вистлерах стационарный режим обеспечивается постоянным потоком частиц в конус потерь за счет диффузии их по питч-углам при взаимодействии с волнами. В случае неустойчивости на плазменных волнах стационарный режим обеспечивается дрейфом частиц поперек ловушки, который компенсирует нагрев электронов в поперечном направлении при взаимодействии последних с плазменными волнами. Однако, как показано ниже, в результате развития конусной неустойчивости возбуждаются плазменные волны хотя и с малыми, но конечными значениями продольной компоненты волнового вектора, и поэтому наряду с диффузией по энергиям будет происходить диффузия по питч-углам. Это значит, что стационарный режим конусной неустойчивости плазменных волн может иметь место и без учета дрейфа частиц поперек ловушки. Наиболее вероятна такая ситуация для магнитных ловушек на Солнце (арочных магнитных конфигураций), где характерные размеры неоднородности магнитного поля весьма велики. Такой режим неустойчивости, на наш взгляд, может иметь место и в магнитосфере Земли, а также в лабораторных экспериментах.

Пусть ловушка заполнена холодной (основной) плазмой и постоянно действующий источник впрыскивает в нее энергичные электроны. Будем считать, для простоты, магнитное поле однородным по всей длине ловушки за исключением областей вблизи пробок. Квазилинейная система уравнений, описывающая взаимодействие частиц с плазменными волнами, в цилиндрической системе координат в приближении слабого магнитного поля ($\omega_{He} \ll \omega_{pe}$, $\omega_{He} \ll k_{\perp} v_{\perp}$, $\omega_{He} \ll k_{\parallel} v_{\parallel}$) имеет вид [4,5]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(D_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} + D_{\perp} \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} \right) + \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} v_{\perp} \left(D_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} + D_{\perp} \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} \right) = -I, \quad (1)$$

$$\left. \begin{array}{l} D_{\parallel} \\ D_{\parallel\perp} \\ D_{\perp} \end{array} \right\} = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2} \int_0^{\infty} k_{\perp} d\gamma_{\perp} \int_{-k_{\perp} v_{\perp} + \omega_{pe}/v_{\parallel}}^{k_{\perp} v_{\perp} + \omega_{pe} v_{\parallel}} dk_{\parallel} \frac{W_k}{k^2 \sqrt{k_{\perp}^2 v_{\perp}^2 - (\omega_{pe} - k_{\parallel} v_{\parallel})^2}} \times$$

$$\times \left\{ \begin{array}{l} k_{\parallel}^2 \\ \frac{\omega_{pe} - k_{\parallel} v_{\parallel}}{v_{\perp}} k_{\parallel} \\ (\omega_{pe} - k_{\parallel} v_{\parallel})^2 \\ v_{\perp}^2 \end{array} \right\};$$

$$\gamma = \nu, \quad (2)$$

$$\gamma = \frac{\pi \omega_{pe}^3}{k^2 n} \int_0^{\infty} v_{\perp} dv_{\perp} \int_{\omega_{pe} - k_{\perp} v_{\perp}/k_{\parallel}}^{\omega_{pe} + k_{\perp} v_{\perp}/k_{\parallel}} k_{\parallel} \frac{\partial f / \partial v_{\parallel} + [(\omega_{pe} - k_{\parallel} v_{\parallel}) v_{\perp} / \partial f / \partial v_{\perp}] dv_{\parallel}}{\sqrt{k_{\perp}^2 v_{\perp}^2 - (\omega_{pe} - k_{\parallel} v_{\parallel})^2}} dv_{\parallel}.$$

Здесь f — функция распределения энергичных электронов, ω_{He} — электронная циклотронная частота, ω_{pe} — электронная плазменная частота, v_{\parallel} , v_{\perp} — продольная и поперечная компоненты скорости электронов по отношению к внешнему магнитному полю, k_{\parallel} , k_{\perp} — продольная и поперечная компоненты волнового вектора, e — заряд электрона, m — масса электрона, W_k — спектральная плотность энергии плазменных волн, n — концентрация электронов основной плазмы, I — функция источника энергичных электронов, γ — инкремент нарастания волн, ν — декремент затухания волн.

Стационарный режим имеет место при равенстве квазилинейного инкремента нарастания волн γ и декремента их затухания, например из-за кулоновских столкновений, ν . Принципиальное отличие от конусной неустойчивости на вистлерах состоит в том, что здесь возбуждается неоднородный спектр плазменных волн и волны с фиксированным по модулю волновым числом взаимодействуют практически со всеми электронами. Поскольку, как показано ниже, квазилинейный инкремент имеет максимум при некотором $k_{\parallel} \neq 0$ и $k_{\perp} \sim \omega_{pe}/v_{Te}$ (v_{Te} — тепловая скорость электронов основной плазмы), то естественно, что в равенство $\gamma = \nu$ входит именно это максимальное значение. Все остальные моды плазменных волн имеют меньший инкремент и затухают. Таким образом, спектр плазменных волн в стационарном режиме конусной неустойчивости должен быть дискретным, т. е. должен иметь фиксированные значения волновых чисел k_{\parallel} и k_{\perp} . Кроме того, стационарная функция распределения частиц в ловушке должна быть четной функцией v_{\parallel} , и установившийся спектр волн должен иметь два дискретных значения k_{\perp} , отличающихся знаком. Следует отметить, что мы будем рассматривать режим слабой диффузии [1], когда $\tau_D > \sigma \tau_0$, где τ_D — характерное время диффузии, σ — пробочное отношение (отношение максимального значения магнитного поля в ловушке к минимальному), $\tau_0 = L/v_{\parallel}$, L — длина ловушки, v_{\parallel} — характерная продольная скорость частиц. В этом случае в процессе диффузии конус потерь не успевает заполняться и его можно считать пустым. При заданной длине ловушки это накладывает определенные ограничения на мощность источника энергичных электронов. При более мощных источниках реализуется режим умеренной или сильной диффузии, когда спектр возбуждаемых волн, по-видимому, более широкополосный.

Итак, рассмотрим стационарный режим конусной неустойчивости, когда возбуждаются плазменные волны с фиксированными значениями

волновых чисел $|k_{\parallel}|$ и k_{\perp} . На рис. 1 изображены характеристики уравнения $[(\omega_{pe} - k_{\parallel} v_{\parallel})/v_{\perp}] \partial f / \partial v_{\perp} + k_{\parallel} \partial f / \partial v_{\parallel} = 0$, представляющие собой окружности. Они же являются линиями диффузии частиц в полях каждой из волн с фиксированными k_{\parallel} и k_{\perp} [5]. Пунктирной линией обозначена граница конуса потерь. Мы рассмотрим случай, когда $\alpha < \arccos(k_{\parallel}/k_{\perp})$, т. е. рассмотрим область пересечения характеристик.

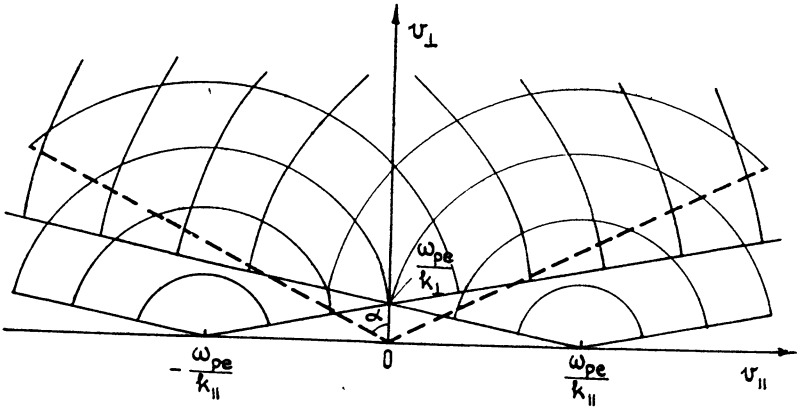


Рис. 1.

В этой области уравнение (1) можно упростить, если перейти к переменным $\eta = (1/2)[v_{\perp}^2 + (v_{\parallel} + \omega_{pe}/k_{\parallel})^2]$, $\xi = (1/2)[v_{\perp}^2 + (v_{\parallel} - \omega_{pe}/k_{\parallel})^2]$. В новых переменных вместо (1) имеем

$$\frac{\partial}{\partial \eta} D_1 \frac{\partial f}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \xi} D_2 \frac{\partial f}{\partial \xi} = -I(\eta, \xi), \quad (3)$$

$$D_1 = \frac{4\pi\omega_{pe}^4}{nmk^2} \left\{ W \left/ \left[-\frac{k^2 k_{\perp}^2}{4\omega_{pe}^2} (\eta - \xi)^2 + k^2 \eta + (k_{\perp}^2 - k_{\parallel}^2) \xi - \frac{k^2}{k_{\perp}^2} \omega_{pe}^2 \right]^{1/2} \right\},$$

$$D_2 = \frac{4\pi\omega_{pe}^4}{nmk^2} \left\{ W \left/ \left[-\frac{k^2 k_{\perp}^2}{4\omega_{pe}^2} (\eta - \xi)^2 + k^2 \xi + (k_{\perp}^2 - k_{\parallel}^2) \eta - \frac{k^2}{k_{\parallel}^2} \omega_{pe}^2 \right]^{1/2} \right\},$$

$$W = \int W_k k_{\perp} dk_{\perp} dk_{\parallel}.$$

Хотя уравнение (3) существенно проще исходного уравнения (1), его решение затруднительно ввиду сложности коэффициентов. Более простое уравнение можно получить, если считать выполненными условия $2k_{\parallel}^2 \eta/k^2, 2k_{\parallel}^2 \xi/k^2 \ll (-k_{\parallel}^2/4\omega_{pe}^2)(\eta - \xi)^2 + \eta + \xi - \omega_{pe}^2/k_{\perp}^2$, которые при пробочном отношении $\sigma \sim 1$ сводятся к условию $\omega_{pe}^2 \ll k^2 v_{\perp}^2$, а также, если положить $k_{\perp}^2 \ll k_{\parallel}^2$. В этом случае

$$D_1 \approx D_2 \approx \frac{4\pi\omega_{pe}^4}{nmk^3} \left\{ W \left/ \left[-\frac{k_{\parallel}^2}{4\omega_{pe}^2} (\eta - \xi)^2 + \eta + \xi - \frac{\omega_{pe}^2}{k_{\parallel}^2} \right]^{1/2} \right\}. \quad (4)$$

Здесь выражение под радикалом не то иное, как v_{\perp}^2 . Переходя к переменным $y = (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)^{1/2}$ и $x = \arctg(v_{\parallel}/v_{\perp})$, получим из (3) и (4) уравнение (при $x \ll 1$)

$$9y^{4/3} \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{k_{\parallel}^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = -C_0 y I(x, y), \quad (5)$$

системау уравнений, описывающая взаимодействие частиц с плазменными где $C_0 = m^2 k^3 / 8\pi^2 e^2 \omega_{pe}^2 W$. При сделанных выше предположениях члены со смешанными производными, которые получаются, вообще говоря, при переходе от уравнения (3) к уравнению (5), оказываются по порядку величины в $k_{\parallel} \omega_{pe} / k^2 v_{\perp}$ раз меньше членов уравнения (5).

Решение этого уравнения будем искать в виде разложения в ряд по собственным функциям оператора $L = \partial^2 / \partial x^2$, т. е. решать задачу Штурма — Лнувилля. Соответствующие краевые условия имеют вид $f'(0) = 0$, $f(x^+) = 0$, где $x^+ = \alpha$ — граничное значение угла. В этом случае уравнение (5) распадается на два обыкновенных дифференциальных уравнения для каждой собственной функции:

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} + C_1 K f_1 = 0, \quad \frac{\partial^2 f_2}{\partial y^2} - \frac{K}{9y^{4/3}} f_2 + \frac{C_2}{y^{1/3}} F_2 = 0. \quad (6)$$

Здесь имеется в виду, что $f(x, y) = \sum_{\lambda} a_{\lambda} f_1(x, \lambda) f_2(y, \lambda)$, где $f_1(x, \lambda)$

— собственные функции оператора L , $\lambda = KC_1$ — собственные значения этого оператора, K — постоянная разделения, $I(x, y) = F_1(x) F_2(y) / \cos x =$

$= \sum_{\lambda} a_{\lambda} f_1(x, \lambda) \frac{F_2(y)}{\cos x}$, $a_{\lambda} = \int_0^{x^*} F_1(x) f_1(x, \lambda) dx$ — коэффициенты разло-

жения функции $F_1(x)$ в ряд по собственным функциям оператора L , $C_1 = \omega_{pe}^2 / k_{\parallel}^2$, $C_2 = m^2 k^3 a_{\lambda} / 72 \pi^2 e^2 \omega_{pe}^2 W$. В данном случае $f_1(x, \lambda) = \cos(x/\lambda)$.

Функция Грина второго уравнения (6), удовлетворяющая граничным условиям $f_2(\infty) = 0$, $f_2(0) = 0$, равна

$$G_2(y, y_0) = \begin{cases} A_1 y_0^{1/6} K_{3/2}(b_{\lambda} y_0^{1/3}) \sqrt{y} I_{3/2}(b_{\lambda} y^{1/3}), & y \leq y_0, \\ A_1 y_0^{1/6} I_{3/2}(b_{\lambda} y_0^{1/3}) \sqrt{y} K_{3/2}(b_{\lambda} y^{1/3}), & y \geq y_0, \end{cases} \quad (7)$$

где $A_1 = Amk^3 n / 6\pi \omega_{pe}^4 W$, A — нормировочная постоянная функции источника, $I_{\nu}(z)$, $K_{\nu}(z)$ — модифицированные функции Бесселя, $b_{\lambda} = \sqrt{\lambda} k_{\parallel} / \omega_{pe}$.

Таким образом, решение уравнения (5) сводится к квадратурам и имеет вид

$$f(x, y) = A_1 \sqrt{y} \sum_{\lambda} a_{\lambda} \cos(x \sqrt{\lambda}) \left[I_{3/2}(b_{\lambda} y^{1/3}) \int_y^{\infty} y_0^{1/6} K_{3/2}(b_{\lambda} y_0^{1/3}) \times \right. \\ \left. \times F_2(y_0) dy_0 + K_{3/2}(b_{\lambda} y^{1/3}) \int_0^y y_0^{1/6} I_{3/2}(b_{\lambda} y_0^{1/3}) F_2(y_0) dy_0 \right]. \quad (8)$$

Для того чтобы выяснить вид спектра плазменных волн, необходимо знать зависимость квазилинейного инкремента в стационарном режиме от направления и величины волнового вектора или зависимость инкремента от k_{\parallel} , поскольку, как будет видно из дальнейшего, $k_{\perp} \sim \omega_{pe} / v_{te}$. Аналитическую зависимость $\gamma(k_{\parallel})$ для всего интервала значений k_{\parallel} получить трудно, так как при $k_{\parallel} \sim \omega v / 2c^2$, где c — скорость света, в условии резонансного взаимодействия волн и частиц необходимо учитывать релятивистские эффекты [6, 7], а именно резонансное условие с учетом магнитного поля должно записываться в виде $m(p)\omega - sm_e \omega_{He} - k_{\parallel} p_{\parallel} = 0$, где $m(p) = m_e (1 + p^2 / 2m_e^2 c^2)$ — релятивистская масса электрона (предполагается, что электроны слаборелятивистские), p — импульс электрона. Поскольку электроны в нашем случае слаборелятивистские, то учет релятивистских эффектов при расчете функции распределения дает незначительные поправки, и ими можно пренебречь. В то же время, как показывают проведенные ниже расчеты, зависимость инкремента

плазменных волн от k_{\parallel} при малых k_{\parallel} определяется именно этими эффектами, и пренебречь ими при расчете инкремента нельзя. Выражение для инкремента нарастания плазменных волн с учетом релятивизма в цилиндрической системе координат в случае слабого магнитного поля имеет вид

$$\gamma = \frac{\pi \omega_{pe}^3}{k^2 n} \int \int \frac{k_{\parallel} p_{\perp} \frac{\partial f}{\partial p_{\parallel}} + \left[\frac{\omega_{pe} \sqrt{p^2 + m_e^2 c^2}}{c} - k_{\parallel} p_{\parallel} \right] \frac{\partial f}{\partial p_{\perp}}}{\left[\frac{k_{\perp}^2 p_{\perp}^2 c^2}{p^2 + m_e^2 c^2} - \left(\omega_{pe} - \frac{k_{\parallel} p_{\parallel} c}{\sqrt{p^2 + m_e^2 c^2}} \right)^2 \right]^{1/2}} \times dp_{\parallel} dp_{\perp}. \quad (9)$$

Полагая электроны слаборелятивистскими и переходя к переменным $v = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}$, x , при условиях $k_{\parallel}^2 \ll k_{\perp}^2 \operatorname{ctg}^2 x^*$, $k_{\perp}^2 v_{\perp}^2 \gg \omega_{pe}^2$ получаем

$$\gamma \approx - \frac{\pi \omega_{pe}^4 m_e^3}{k^2 n} \int_{-x^*}^{\infty} \int_{-x^*}^{x^*} \left[\left(1 + \frac{v^2}{c^2} \right) \frac{1}{v} \operatorname{tg} x \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{v^2}{c^2} \frac{\partial f}{\partial v} \right] dv dx. \quad (10)$$

Здесь мы полагали $f_2(\infty) = 0$, $f_2(0) = 0$ и учли, что интеграл по углу от $-x^*$ до x^* от нечетной функции равен нулю. Нижний предел интегрирования по v взят равным нулю, поскольку основная доля поставляемых источником электронов сосредоточена в области высоких энергий. Реально же нижний предел интегрирования ограничен тепловой скоростью электронов основной плазмы, так как волны с фазовыми скоростями $\omega_{pe}/k \leq v_{Te}$ не возбуждаются из-за затухания Ландау на основной плазме. Волны же с фазовыми скоростями $\omega_{pe}/k \gg v_{Te}$, для которых затухание Ландау уже не существенно, имеют, очевидно, максимальный инкремент, так как из всех слабозатухающих волн взаимодействуют с наибольшим числом частиц. Более точно значение k можно оценить, сравнивая затухание Ландау с основным механизмом затухания (например, с затуханием из-за кулоновских столкновений ν). Если взять $\nu \sim 10 \text{ с}^{-1}$, $\omega_{pe} \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$, то в предположении максвелловской функции распределения основной плазмы имеем $\omega_{pe}/k \approx 6v_{Te}$.

Для получения численных оценок возьмем в качестве решения уравнения (5) функцию Грина (7) (соответствующая функция источника представляет собой δ -функцию по энергиям) и первую гармонику разложения по собственным функциям оператора L (угловая зависимость функции источника при этом определяется соотношением $F_1(x) = \cos(x\sqrt{\lambda})$).

Из (10), используя (7), при условии $b_{\lambda}^2 v_0^2 \ll 1$, получаем следующее выражение для инкремента с учетом релятивистской поправки:

$$\gamma \approx \frac{m_e v_0^2 S_0}{6W} \left(\frac{4}{3} - C + \ln \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\lambda} k_{\parallel} v_0} - \frac{3\omega_{pe}^2}{\lambda k_{\parallel}^2 c^2} \right), \quad (11)$$

где $S_0 = \iint I v^2 \cos x \, dv dx$ — мощность источника энергичных электронов, C — постоянная Эйлера. Отсюда получаем, что максимум инкремента имеет место при $k_{\parallel 0} \approx \sqrt{6} \omega_{pe} / c \sqrt{\lambda}$ или для $x^* \sim 0,1$ имеем $\sqrt{\lambda} \approx 10$ и $k_{\perp 0} \approx \omega_{pe} / 4c$. Именно такие волны возбуждаются в ловушке при данном виде источника энергичных электронов.

Из (11) видно, что без учета релятивистских эффектов (без последнего члена в скобках) зависимость инкремента от k_{\parallel} слабая (лога-

рифмическая). Поэтому учет даже малой релятивистской поправки существенно меняет характер зависимости инкремента от k_{\parallel} . Очевидно, что характер зависимости инкремента плазменных волн от k_{\parallel} (максимум при $k_{\parallel} = k_{\parallel 0}$) не изменится при любой другой функции источника, имеющей максимум вблизи v_0 , т. е. наличие максимума в зависимости инкремента от k и, следовательно, возбуждение узкого спектра волн в стационарном режиме является достаточно общим свойством адиабатических ловушек, однородных на большей части своей длины

Далее оценим величины плотности энергии плазменных волн и концентрации энергичных электронов, устанавливающиеся в ловушке в стационарном режиме. Как было сказано выше, в этом режиме должен соблюдаться баланс между инкрементом нарастания волн и декрементом их затухания ν . Сравнивая (11) с ν при $k_{\parallel} \approx \omega_{pe}/c$, получаем

$$W \approx m_e v_0^2 S_0 / \nu. \quad (12)$$

Отсюда, используя (7), получаем оценку концентрации энергичных электронов в ловушке:

$$n_{\pi} \sim (\nu / \omega_{pe}) (k / k_{\parallel})^3 n. \quad (13)$$

Отсюда видно, что концентрация энергичных электронов существенно зависит от отношения k/k_{\parallel} . В нашем случае при $k_{\parallel} \approx \omega_{pe}/c$, $k \approx \approx \omega_{pe}/6v_{Te}$, $\omega_{pe} \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$ и $\nu \sim 10 \text{ с}^{-1}$, что соответствует параметрам солнечной короны, имеем $n_{\pi} \sim 10^{-6} n \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$. При $v_0 \sim 5 \cdot 10^9 \text{ см/с}$ и тех же параметрах среды получаем оценку плотности энергии плазменных волн $W \sim 10^{-9} S_0 \text{ эрг/см}^3$. Из уравнений (5) и (12) следует, что при длине ловушки $L \sim 10^{10} \text{ см}$ условие слабой диффузии выполняется для источников с $S_0 \leq 10^2 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Как было сказано выше, задача решена для однородной ловушки. Реальные же ловушки, например магнитные арки в солнечной короне, образованы плавно меняющимся магнитным полем и заполнены плавно неоднородной плазмой. Поскольку мы рассматриваем случай слабой диффузии и возбуждаемые плазменные волны распространяются почти поперек ловушки, то приведенный выше расчет можно рассматривать как расчет неустойчивости в данном сечении ловушки. Неоднородность магнитного поля можно учесть, задавая или рассчитывая в дрейфовом приближении зависимость функции источника от координаты вдоль оси ловушки.

Следует отметить, что, поскольку в рассматриваемом нами режиме конусной неустойчивости отношение k_{\parallel}/k мало, скорость диффузии частиц в пространстве скоростей в направлении поперек поля значительно выше скорости диффузии вдоль поля. Это значит, что частицы, захваченные в ловушку, эффективно ускоряются в поперечном направлении, т. е. ловушка может служить накопителем и поставщиком высокоэнергичных электронов, регистрируемых в околоземном пространстве после солнечных вспышек.

Однако здесь следует иметь в виду то существенное обстоятельство, что наряду с плазменными волнами в ловушке могут возбуждаться и вистлеры [1]. Как показывают расчеты [8], при определенных условиях накопление электронов высоких энергий может ограничиваться диффузией на вистлерах, которая тем эффективней, чем выше энергия частиц.

В заключение автор благодарит П. А. Беспалова, А. В. Степанова, И. Г. Шухмана за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. — В сб.: Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат, 1980, вып. 10, с. 88.
2. Трахтенгерц В. Ю. — В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. — М.: Наука, 1972, вып. 22, с. 60.

3. Чураев Р. С. — Физика плазмы, 1980, 6, с. 164
4. Веденов А. А., Рютков Д. Д. — В сб.: Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат, 1972, вып. 6, с. 3.
5. Иванов А. А. Физика сильнонеравновесной плазмы. — М.: Атомиздат, 1977.
6. Злотник Е. Я. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 1, с. 5.
7. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. — М.: Наука, 1977
8. Леденев В. Г. — Астрон. журн., 1982, 59, с. 742.

Сибирский институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
СО АН СССР

Поступила в редакцию
21 июня 1983 г.

A STATIONARY REGIME OF PLASMA WAVE LOSS CONE INSTABILITY

V. G. Ledenev

A stationary regime of longitudinal plasma waves ($\omega \approx \omega_{pe}$) has been considered in the quasilinear approximation. It was shown that the generated wave spectrum is discrete in terms of relativity effects which are essential at the reasonably small longitudinal wave numbers, i. e. fixed $|k_{\parallel}|$ and k_{\perp} waves are generated. The estimation of energetic electron concentration in magnetic trap and relation among plasma wave energy density and power of energetic particle source have been obtained. Numerical estimations are in agreement with solar corona parameters.

IV ВСЕСОЮЗНЫЙ СЕМИНАР ПО ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

(Продолжение)

Придерживаясь предложенной классификации, можно попытаться кратко охарактеризовать наиболее существенные из доложенных на семинаре результатов по каждому из перечисленных направлений.

Среди работ, направленных на увеличение мощности, следует выделить два эксперимента по получению СВЧ генерации в 3-сантиметровом диапазоне длин волн. В совместном эксперименте МГУ и ИСЭ СО АН СССР, проведенном в Томске, была использована электродинамическая система с большим поперечным сечением, что позволило получить многоволновую генерацию с общим уровнем мощности 5 ГВт в импульсах длительностью 30 нс. Одноволновая генерация волны $E_{0,2}$ в карсиноне с электрошно-циклотронной селекцией мод и преобразованием данной волны в собственную волну зеркального волновода была получена в совместном эксперименте горьковских и московских ученых (СВЧ мощность — 1 ГВт, длительность импульса — 60 нс).

Определенные успехи достигнуты и в ходе исследований, направленных на увеличение длительности импульсов СВЧ генерации. На длине волны 3 см длительность СВЧ импульсов мощностью 150 МВт была доведена до 1 мкс (совместный эксперимент МГУ и ИСЭ СО АН СССР). В совместном эксперименте ИПФ АН СССР и НИИЭА при использовании многоострижных катодов в карсиноне на длине волны 8 см были получены СВЧ импульсы мощностью 10 МВт с длительностью до 10 мкс. В генераторах триодного типа 10-сантиметрового диапазона волн получена СВЧ мощность порядка 1 ГВт в импульсах длительностью 0,5 мкс (НИИЯФ при Томском политехническом институте).

Здесь следует, пожалуй, отметить и другой, сопряженный с данным, привлекательный путь исследований, связанный не с удлинением, а с укорочением импульсов при одновременном повышении частоты их следования. Определенные перспективы этого направления открываются в связи с достигнутыми в ИСЭ, СО АН СССР успехами в разработке компактных короткоимпульсных ускорителей, работающих с большой тактовой частотой.

(Продолжение см. с. 912)