

УДК 533.951.2

## РАЗВИТИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ОБЛАСТИ ВЕРХНЕГИБРИДНОГО РЕЗОНАНСА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ БОРТОВОГО ПЕРЕДАТЧИКА ПО ДАННЫМ СПУТНИКА КОСМОС-1809. III. ТОРМОЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ

© 1995 г. Н. В. Баранец\*, В. А. Гладышев\*\*, В. В. Афонин\*\*\*, Г. П. Комраков\*\*\*\*

\* Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, г. Троицк

\*\* Объединенный институт физики Земли РАН, г. Москва

\*\*\* Институт космических исследований РАН, г. Москва

\*\*\*\* Научно-исследовательский радиопизический институт, г. Нижний Новгород

Поступила в редакцию 16.02.95 г.

Приведены результаты регистрации ослабления интенсивности электронных потоков при пролете через сильно-турбулентную область ионосферной плазмы, полученные на спутнике *Космос-1809* с помощью системы счетчиков с быстрым временным разрешением. Турбулизация околоспутниковой области вызвана действием импульса ВЧ-излучения мощного бортового передатчика. Возмущения электронных потоков интерпретируются как результат торможения заряженных частиц и на энергетическом спектре имеют вид провала в области энергий  $\sim 120$  эВ.

В двух предыдущих работах по плазменной турбулентности в околоспутниковой области, развивающейся в результате действия ВЧ-излучения на частотах плазменного резонанса [1, 2], мы рассматривали возмущенные потоки электронов, ускоренные в результате поглощения энергии плазменных пульсаций. Однако возможно также торможение пролетных электронов в турбулентной области [3] или питч-угловое рассеяние электронного потока. В результате подобного пучковоплазменного взаимодействия и энергетических потерь должна деформироваться функция распределения электронов и увеличиться энергия плазменных колебаний.

Эксперименты по исследованию торможения электронов в сильно неравновесной плазме неоднократно проводились в лабораторных установках [4, 5]. В экспериментах на борту космического аппарата зарегистрировать такие процессы достаточно сложно, особенно из-за одновременного существования ускоренных и замедленных электронов, а также из-за того, что потоки электронов невелики. Однако при определенных условиях это удастся осуществить, и полученные результаты нам представляются достаточно интересными.

### 1. НАУЧНАЯ АППАРАТУРА

В эксперименте по регистрации возмущенных потоков электронов использовалась система счетчиков с быстрым временным разрешением

(БВР) спектрометра СФ-3М [6]. Электронная концентрация  $n_0$  и температура  $T_e$  измерялись с помощью двух плазменных зондов [7], ориентация магнитного поля Земли определялась с помощью бортового магнитометра, т.е. использовался комплекс приборов, хорошо известный из предыдущих работ. Электронные плазменная и циклотронная частоты  $\omega_{pe}$ ,  $\omega_{ce}$  регистрировались с достаточной степенью надежности. Ориентация вектора скорости спутника  $v_s$  определялась по данным солнечных датчиков.

### 2. РЕГИСТРАЦИЯ ЗАТОРМОЖЕННЫХ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ (ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ ВСПЛЕСКИ)

До сих пор экспериментальное исследование возмущений потоков электронов под действием электромагнитной волны накачки ограничивалось регистрацией потоков, ускоренных либо в результате резонанса на гармониках электронной циклотронной частоты, либо в результате поглощения энергии плазменных волн электронами плазмы (увеличение интенсивности потоков электронов), включая и механизм модуляционной неустойчивости. Рассмотрим совершенно другой случай. На рис. 1 с помощью системы счетчиков БВР приведена зависимость потоков электронов от частоты излучения при несколько иных условиях ( $q = \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2 = 0.16$ , время накопления каждым из четырех счетчиков  $\tau = 3$  мс), главное из которых – значительно более высокий уровень

невозмущенных потоков электронов, что дало возможность зарегистрировать потоки в значительно более широком динамическом диапазоне, имея в виду ослабление интенсивности. Для того, чтобы ослабление интенсивности в этом случае не связывалось с магнитосферными изменениями потоков, на рис. 2 приведены зарегистрированные для данного 4-минутного интервала времени невозмущенные потоки электронов  $J_{e0}$  для энергии  $\sim 140$  эВ. Из этого рисунка видно насколько были стабильными уровни невозмущенных потоков – не ниже уровня  $3 \times 10^3$  (см<sup>2</sup> ср с эВ)<sup>-1</sup>. На рис. 3 представлен спектр электронов, зарегистрированный 1 - 3 счетчиком БВР для диапазона частот  $\delta$  (см. рис. 1). Для времени  $\tau = 3 - 6$  мс наблюдается сильное падение интенсивности электронных потоков  $J_e$  в узкой энергетической области  $\epsilon_e \approx 80 - 350$  эВ с пичч-углами  $\alpha_p \approx 105^\circ - 135^\circ$  ( $45^\circ - 75^\circ$ ). Уменьшение интенсивности электронных потоков наблюдается в области частот  $\omega_{ce}^2 \leq \omega_0^2 \leq \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2$ , т.е. в области верхнегибридного плазменного резонанса  $\omega_{UH}$ . Естественно будет предположить, что причиной резкого уменьшения потоков электронов могут быть развивающиеся плазменные колебания. При превышении амплитудой волны накачки некоторого порогового уровня  $E_0^2 \geq E_n^2$  в плазме развивается параметрическая неустойчивость, в результате которой с инкрементом  $\gamma_p$  нарастают ленгмюровские и ионно-звуковые колебания (в случае неизотермической плазмы с температурой ионов  $T_i < T_e$ ). При этом нарастание уровня турбулентных ионно-звуковых флуктуаций может привести к существенному вкладу в турбулентную эффективную частоту столкновений, которая может превзойти кулоновскую частоту столкновений  $\nu$ .

Очень похожие результаты получены во время проведения ракетных экспериментов с инъекцией пучков электронов и нейтрального газа. Так, например, в эксперименте “Полар-5” инжектируемые электроны претерпевали сильное ослабление интенсивности на высотах 150 - 180 км, т.е. на высотах, где ионизационные процессы приводят к резкому увеличению частоты столкновений электронов с ионами [8]. Аналогичные результаты получены в экспериментах “Эхо-5” и “Аракс” [9, 10]. Уменьшение электронных потоков в эксперименте “Эхо-5” наблюдалось в области энергий 0.3 - 0.5 КэВ, что очень близко к диапазону энергий деградации спектра электронов в нашем случае. В этих ракетных экспериментах основной причиной наблюдаемых эффектов было изменение режима пучково-плазменного взаимодействия при переходе высоты  $\sim 130 - 150$  км с повышенной частотой кулоновских столкновений электронов с ионами  $\nu$  [11].

На рис. 4 (время накопления  $\tau = 1$  мс) представлен аналогичный, но менее ярко выраженный ре-

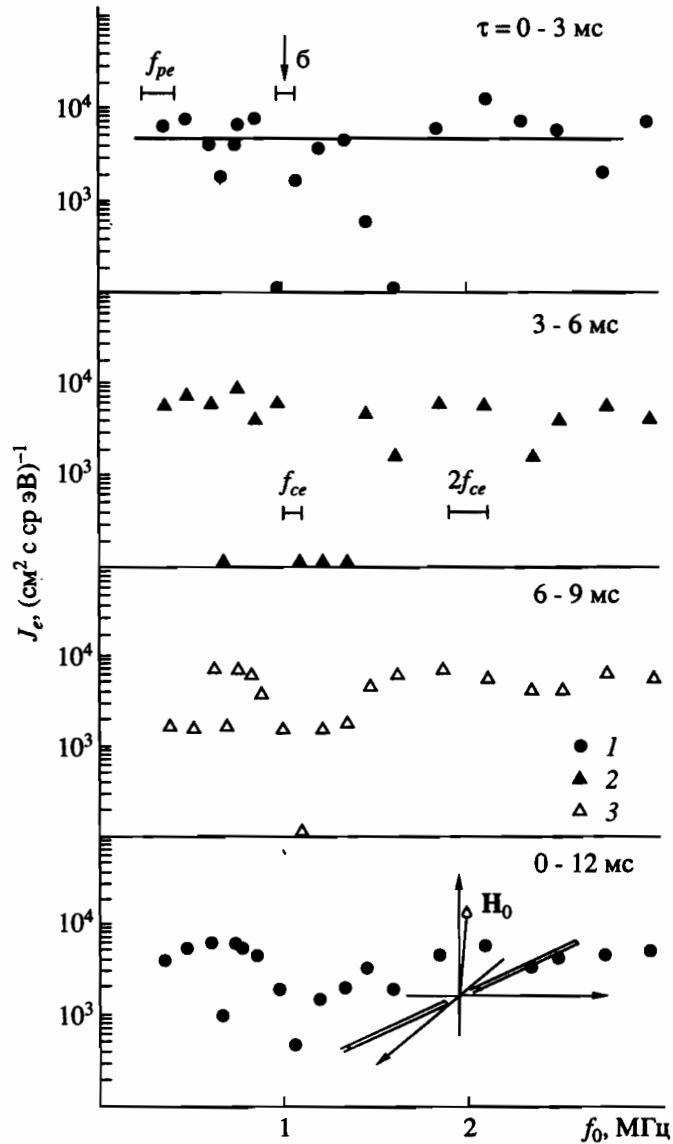


Рис. 1. Потоки электронов с энергией  $\epsilon_e = 140$  эВ для характерного случая (отрицательные всплески).  $T_e \approx 8800$  К,  $n_0 \approx 2500$  см<sup>-3</sup>,  $\alpha_p \approx 105^\circ - 135^\circ$ ,  $f_{pe} \approx 0.44$  МГц,  $f_{ce} \approx 1.05$  МГц ( $f = \frac{\omega}{2\pi}$ ;  $q \approx 0.17$ ).

Сплошная линия – уровень невозмущенных потоков; 1, 2, 3 – потоки электронов, зарегистрированные счетчиками БВР 1 - 3, внизу – потоки электронов за время накопления 12 мс. Внизу также указана ориентация магнитного поля  $H_0$  в спутниковой системе координат. Режим  $\tau = 3$  мс, инвариантная широта  $\Lambda_0 \approx 55^\circ - 68^\circ$ ; 08.49 - 08.53 UT, виток 265.

зультат регистрации заторможенных потоков электронов с помощью счетчиков БВР. Как и в первом рассмотренном случае ослабление потоков наблюдается, когда частота волны накачки превосходит минимальное значение верхнегибридной частоты плазменных колебаний в зависимости от угла распространения  $\theta$  по отношению к

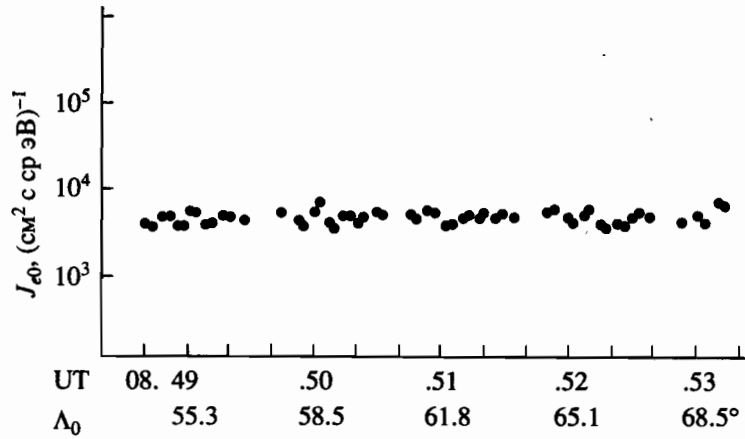


Рис. 2. Потоки электронов, зарегистрированные счетчиками большой емкости для 2-секундных пауз в работе передатчика ИС-338; (невозмущенные потоки с  $\epsilon_e \approx 140$  эВ),  $\alpha_p \approx 105^\circ - 135^\circ$ .

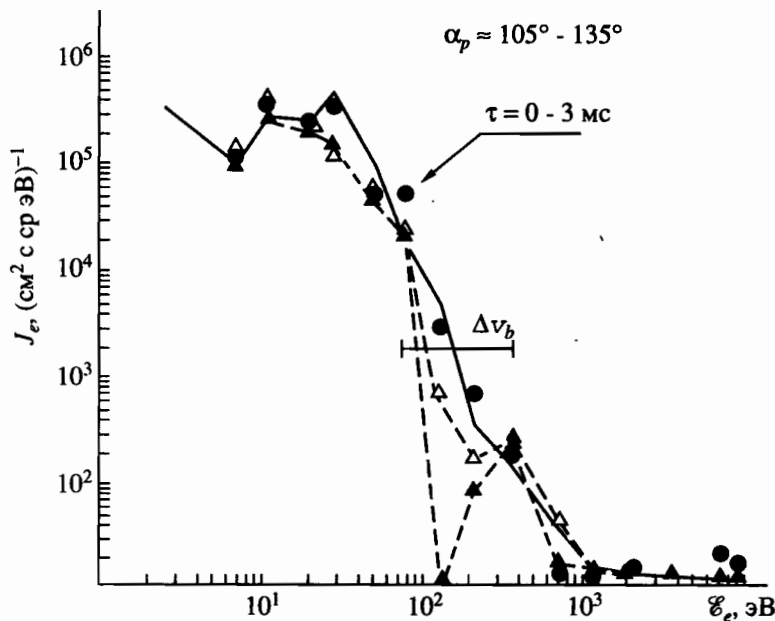


Рис. 3. Релаксация возмущенных спектров электронов для диапазона частот  $\omega$  (указан на рис. 1). Темные кружки – возмущенные потоки электронов, зарегистрированные 1-м счетчиком БВР для отрезка времени 0 - 3 мс, сплошная кривая – невозмущенный спектр электронов,  $\Delta v_b$  – разброс по скоростям для возмущенных потоков электронов. Обозначения потоков, как на рис. 1.

магнитному полю, т.е. при  $\omega_0 \geq \omega_{UH}(\theta) = \omega_{ce}$ . Однако в этом случае ослабление интенсивности электронных потоков с питч-углами  $\alpha_p \approx 75^\circ - 105^\circ$  носит более эпизодический характер и наиболее ярко выражено для 2 - 3 мс регистрации.

На рис. 5 для диапазона частот  $\omega$  приведен энергетический спектр (2 - 3 мс) возмущенных потоков электронов с квазиперечными питч-углами регистрации. Особенностью его являются очень незначительные изменения потоков электронов относительно невозмущенного уровня. Это в первую очередь свидетельствует о том, что даже сильно турбулентные области, “заданные

сторонними ВЧ-источниками”, прозрачны для потоков электронов с квазиперечными питч-углами распространения. По результатам ракетных экспериментов с инъекцией пучков электронов зависимость параметров пучка и разрядной плазмы от питч-угла инъекции такова, что “эффективность” пучково-плазменного взаимодействия минимальна при  $\alpha_p \approx 50^\circ - 60^\circ$  и максимальна при экстремальных значениях  $\alpha_p$  [12]. При малых питч-углах главную роль играет пучковая неустойчивость, а при больших  $\alpha_p \rightarrow \pi/2$  – осцилляторная неустойчивость. Сходство и различие условий для нашего эксперимента на *Космос-1809* и ракетными активными экспериментами состоит

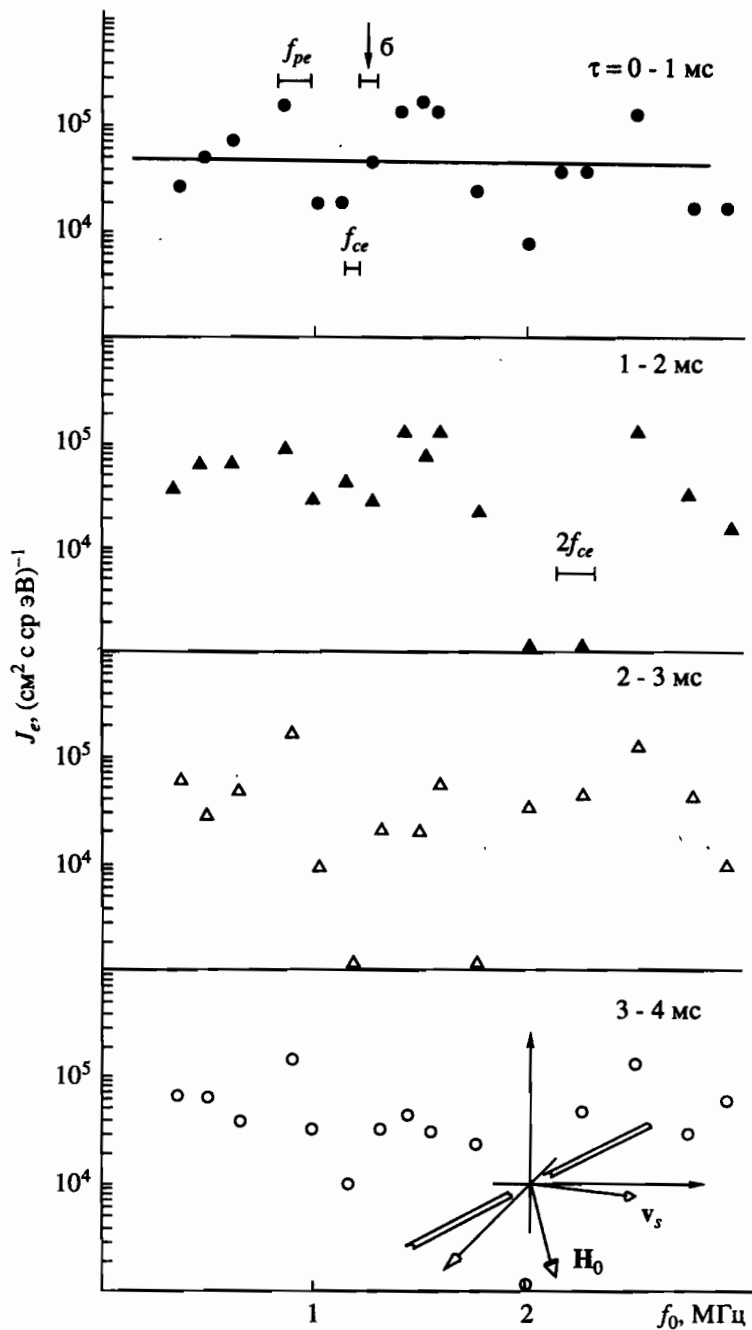


Рис. 4. Случай регистрации ослабленных потоков электронов с энергией  $\epsilon_e \approx 80$  эВ в диапазоне частот  $f_{ce} \leq f_0 \leq 2f_{ce}$ .  $T_e = 6500$  К,  $n_0 \approx 8900$  см<sup>-3</sup>;  $\alpha_p \approx 75^\circ - 105^\circ$ ;  $f_{pe} \approx 0.85$  МГц;  $f_{ce} \approx 1.21$  МГц ( $q \approx 0.49$ ). Режим  $\tau = 1$  мс,  $\Lambda_0 \approx -61^\circ - -70^\circ$ , 19.44 - 19.48 УТ, виток 49. Светлые кружки – потоки электронов, зарегистрированные 4-м счетчиком БВР (остальные обозначения, как на рис. 1, указано также направление движения спутника).

в том, что роль инжектируемых электронов играют естественные авроральные пучки электронов с плотностью  $n_b$ , эффективная частота столкновений  $v_s$  электронов с турбулентными пульсациями может приводить как к их упругому рассеянию, так и к столкновительной диссипации энергии возбуждаемых плазменных колебаний. Главной особенностью нашего наблюдаемого эффекта является кинетическая стадия взаимо-

действия пучков с турбулентной плазмой, возбуждаемой ВЧ-излучением дипольной антенны. При инъекции с борта ракеты узконаправленных пучков процесс взаимодействия с ионосферной плазмой, или так называемое зажигание пучково-плазменного разряда, начинается с гидродинамической стадии. Впоследствии пучки рассеиваются на сильной плазменной турбулентности, параметры которой “заданы самим пучком”.

### 3. СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ С ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМОЙ

В условиях бесстолкновительной плазмы пучки электронов с достаточным тепловым разбросом скоростей  $\Delta v_b$  могут свободно проходить через плазму, не возбуждая неустойчивость, т.е. не теряя энергии. Однако в сильно турбулентной плазме, когда волна накачки уже "отключена" от системы плазма-пучок, ситуация качественно изменяется, и пучки электронов с плотностью  $n_b$  могут рассеиваться и терять направленную энергию при взаимодействии с ионно-звуковыми колебаниями. На рис. 6 представлена качественная картина взаимодействия горячего аврорального пучка электронов с турбулентной плазмой. Наряду с диссипативными эффектами для электронов пучка возможно также ускорение электронов для холодной плазмы в условиях развивающейся модуляционной неустойчивости. Плотность электронных пучков

$$n_b \equiv \int_{\Delta v_b} f_e(v) d^3v = \int_{\Delta v_{1z}}^{v_{2z}} dv_z \int_{\Delta v_{1\perp}}^{v_{2\perp}} f_e(v_z, v_{\perp}) v_{\perp} dv_{\perp} \quad (1)$$

определялась с помощью выражения  $n_b \approx J_e(\Delta v_b)^3 m \cos \alpha_p \sin^2 \alpha_p / v_b^2$ , где  $v_z, v_{\perp}$  — составляющие средней скорости электронов пучка  $v_b$  вдоль и

перпендикулярно магнитному полю;  $\Delta v_b = v_2 - v_1$ ,  $m$  — тепловой разброс по скоростям и масса электрона, а функция распределения электронов определялась соотношением  $f_e = J_e m / v_b^2$ . Для случая, представленного на рис. 1, 3, плотность пучка была  $n_b \approx 0.3 - 0.5 \text{ см}^{-3}$  в зависимости от величины  $\Delta v_b \approx 0.4 \times 10^7 - 0.1 \times 10^8 \text{ м/с}$ . Инкремент пучковой неустойчивости  $\gamma_b$ , рассчитанный для изотропной плазмы (для случая  $\Delta v_b > \gamma_b/k$ , где  $k = \omega_0/v$  — волновой вектор резонансных с частицами плазменных колебаний),

$$\gamma_b \approx \frac{\pi}{2} \omega_{pe} \frac{n_b}{n} \left( \frac{v_b}{\Delta v_b} \right)^2 \quad (2)$$

при этих значениях параметров составляет величину  $\sim 10^{-3} \omega_{pe}$ . Для слабостолкновительной плазмы неустойчивость развивается при условии  $\gamma_b > \nu/2$ , поэтому для турбулентной плазмы мы должны оценить эффективную частоту  $\nu_e$ .

Эффективная частота столкновений  $\nu_e$ . Для оценки эффективной частоты  $\nu_e$ , обусловленной параметрической неустойчивостью в плазме и нарастанием уровня ионно-звуковых колебаний, воспользуемся результатами работ Пустовалова и Силина [13, 14] по определению турбулентной проводимости плазмы.

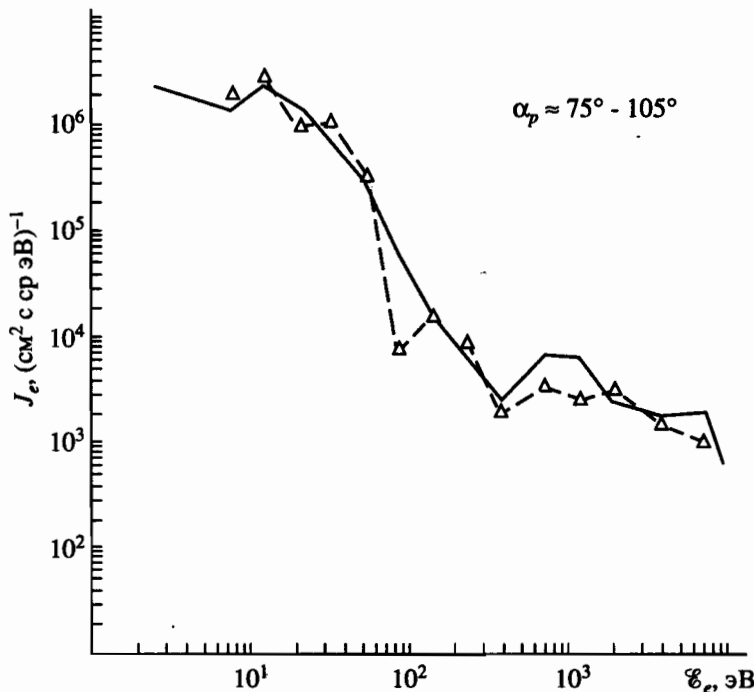


Рис. 5. Спектры электронов для диапазона частот  $\delta$  (указан на рис. 4), зарегистрированные 3-м счетчиком БВР (2 - 3 мс),  $\alpha_p \approx 75^\circ - 105^\circ$ .

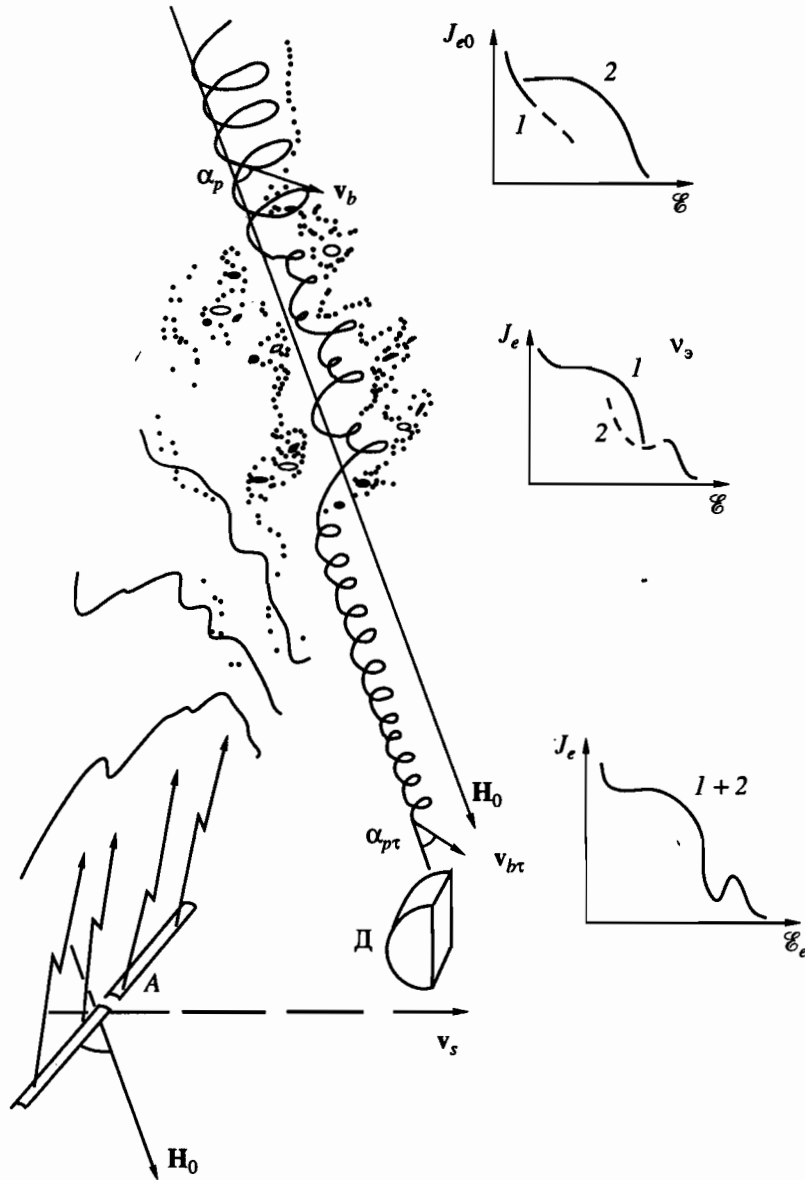


Рис. 6. Качественная картина взаимодействия авроральных электронных потоков с турбулентной плазмой, “заданной” ВЧ-излучением дипольной антенны А. Справа – динамика спектров электронов для холодной плазмы (1) и горячего электронного пучка (2). Нижний спектр (1 + 2) – результирующий спектр электронов, зарегистрированных датчиком электронов Д;  $J_{e0}$ ,  $J_e$  – невозмущенные и возмущенные потоки электронов, жирная штриховая линия – направление движения спутника со скоростью  $v_s$ .

Вблизи порога неустойчивости определяющим фактором является уровень турбулентных ионно-звуковых флуктуаций

$$W_s = n_0 T_e \left[ \frac{E_0^2}{E_{\Pi}^2} - 1 \right] \times 9.2 \times 10^{-3} \frac{T_e \tilde{\gamma}^2(k)}{T_i k^2 v_{Te}^2}, \quad (3)$$

где  $\tilde{\gamma}(k)$  – декремент затухания высокочастотных плазменных волн [2], а  $v_{Te}$  – тепловая скорость электронов плазмы. Энергетический порог воз-

никновения неустойчивости  $E_{\Pi}^2$  определяется выражением [15]:

$$\frac{E_{\Pi}^2}{4\pi n_0 T_e} = 16 \frac{\gamma_s \tilde{\gamma}(k)}{\omega_s \omega_{pe}} \left( 1 + \frac{\omega_0^2 - \omega_{pe}^2}{\omega_0^2 - \omega_{ce}^2} \right) \frac{1}{f_r^{\max}}. \quad (4)$$

Здесь отношение декремента затухания ионно-звуковых колебаний к их частоте  $\gamma_s/\omega_s = 0.014$ . Некоторая резонансная функция  $f_r^{\max}$  при  $\omega_0 > \omega_{ce}$  и малых расстройках  $\delta = (\omega_0 - \omega_{ce})/\omega_{ce}$  ( $\delta \ll 1$ )

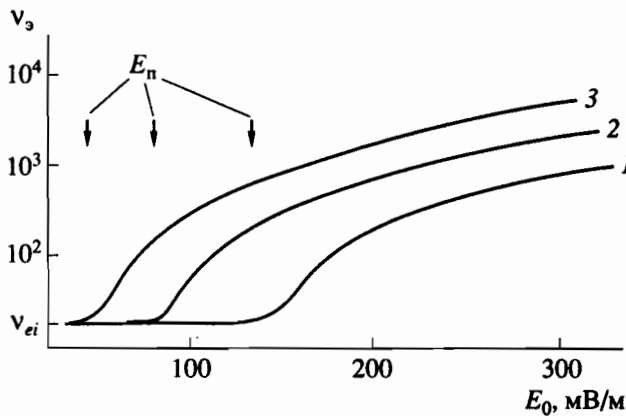


Рис. 7. Зависимость турбулентной эффективной частоты  $\nu_s$  от величины электрического поля  $E_0$  волны накачки для различных значений параметров  $q$ : 1 -  $n_0 \approx 2500 \text{ см}^{-3}$ ,  $f_{pe} \approx 0.44 \text{ МГц}$ ,  $f_{ce} \approx 1.10 \text{ МГц}$ ,  $q \approx 0.16$ ; 2 -  $n_0 \approx 5500 \text{ см}^{-3}$ ,  $f_{pe} \approx 0.66 \text{ МГц}$ ,  $f_{ce} \approx 1.10 \text{ МГц}$ ,  $q \approx 0.36$ ; 3 -  $n_0 \approx 2500 \text{ см}^{-3}$ ,  $f_{pe} \approx 0.66 \text{ МГц}$ ,  $f_{ce} \approx 0.71 \text{ МГц}$ ,  $q \approx 0.86$ . Для рассмотренных случаев  $T_e = 8800 \text{ К}$ , угол  $\theta = 35^\circ$ .  $E_n$  - значение порогового электрического поля для нарастающих колебаний.

может быть определена по формуле

$$f_r^{\max} = \frac{\omega_0^4 (\omega_{pe}^2 - \omega_0^2) \sin^2 \varphi_0}{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2 (\omega_{ce}^2 - \omega_0^2)}, \quad (5)$$

где  $\varphi_0$  - угол между электрическим полем  $E_0$  и магнитным полем Земли.

Теперь, имея в виду результат работы [16] для частоты столкновений  $\nu_s = \frac{\omega_{pe}^2 W_s}{\tilde{\gamma}(k_0) n_0 T_e}$  и положение о том, что диссипация продольных волн должна определяться декрементом  $\tilde{\gamma}(k) \rightarrow \tilde{\gamma}(k) + \nu_s(E_0)/2$ , можно написать для турбулентной частоты столкновений приближенное выражение

$$\nu_s = 2\tilde{\gamma}(k) \left[ \frac{E_0^2}{E_n^2} - 1 \right] (1 - 3\sqrt{2\pi} \frac{T_i}{T_e} \delta^{3/2}). \quad (6)$$

Следует подчеркнуть, что приближение (6) справедливо для расстройок  $\delta \gg m/M$  ( $M$  - масса иона). На рис. 7 представлены расчетные зависимости частоты  $\nu_s$  для различных значений параметра  $q$  и величины электрического поля волны накачки  $E_0$ . Поскольку нарастание колебаний в плазме происходит вдоль некоторого резонансного угла  $\theta_r$ , определяемого с помощью выражения

$$\cos^2 \theta_r = \frac{\omega_0^2 (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 - \omega_0^2)}{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2}, \quad (7)$$

то величина  $\nu_s$  для максимума инкремента параметрической неустойчивости будет максимальна при  $\theta = \theta_r$  и  $\Delta\omega_0 = \omega_0 - \omega_{UH} = \omega_s$ .

Релаксация электронных пучков в ионосферной плазме. В общем случае релаксация пучка приводит к увеличению его дисперсии. После того, как  $\gamma_b$  сравняется с декрементом затухания  $\tilde{\gamma}(k)$ , нарастание колебаний сменится затуханием в результате квазилинейной релаксации, либо через столкновения. Дисперсионное уравнение для возбуждения продольных колебаний в системе холодная плазма - горячий пучок имеет вид

$$1 + \delta\epsilon_p + \delta\epsilon_b = 0, \quad (8)$$

где

$$\delta\epsilon_p = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \cos^2 \theta - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \sin^2 \theta,$$

$$\delta\epsilon_b = \frac{\omega_{be}^2}{k^2 v_{be}^2} \left[ 1 + i\sqrt{\pi} z_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n(X_{be}) W(z_n) \right],$$

$$z_n = \frac{\omega - n|\omega_{ce}| - k_z v_b}{\sqrt{2} k_z v_{be}}, \quad X_{be} = \left( \frac{k_{\perp} v_{be}}{\omega_{ce}} \right)^2,$$

здесь  $v_{be}$  - тепловая скорость электронов пучка,  $\omega_{be}^2 = 4\pi e^2 n_b / m$ ,  $e$  - заряд электрона и  $k_z$ ,  $k_{\perp}$  - продольная и поперечная компоненты волнового вектора к магнитному полю Земли,  $A_n(X_{be}) = (X_{be})^{|n|} / 2^{|n|} |n|!$  и  $W(z_n)$  - интеграл вероятностей,  $i = \sqrt{-1}$ . Полагая  $\omega = \omega_{UH} + \delta\omega + i\gamma_b$  ( $\delta\omega$  - некоторое малое приращение частоты колебаний) и пренебрегая вещественной частью  $\text{Re} \delta\epsilon_b$  ( $\omega_{be}^2 / k^2 v_{be}^2 \sim 10^{-4} - 10^{-5}$  для авроральных пучков), Киценко и Степанов [17] получили решение

$$\gamma_b = -\frac{\sqrt{\pi} \omega_{be}^2 \omega_{UH}}{2k^2 v_{be}^2} z_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n(X_{be}) \exp(-z_n^2) \times \left[ \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{UH}^2} \cos^2 \theta + \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{UH}^2 \sin^2 \theta}{(\omega_{UH}^2 - \omega_{ce}^2)^2} \right]^{-1}. \quad (10)$$

В случае, когда  $v_b \gg v_{be}$  ( $v_{be} \sim \Delta v_b$ ) в сумме по  $n$  в (9) можно сохранить только одно слагаемое. Тогда при условии  $\omega_{UH} \approx k_z v_b$  и  $v > v_b$  инкремент нарастания определяется выражением

$$\gamma_b = -\frac{\sqrt{\pi}}{2} \omega_{UH} \frac{\omega_{be}^2}{k^2 v_{be}^2} \left[ \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{UH}^2} \cos^2 \theta + \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{UH}^2 \sin^2 \theta}{(\omega_{UH}^2 - \omega_{ce}^2)^2} \right]^{-1} \times z_0 \exp(-z_0^2). \quad (11)$$

Для авроральных пучков электронов с плотностью  $n_b = 0.3 - 0.5 \text{ см}^{-3}$ , температурой  $T_{be} \sim 200 - 300 \text{ эВ}$

и средней энергией  $\mathcal{E}_e \sim 400$  эВ ток электронов  $I_b = \pi \rho_b^2 n_b e v_b$  ( $\rho_b$  – ларморовский радиус) составляет доли миллиампера. Для нашего случая  $\omega_0 > \omega_{ce}$  величина инкремента  $\gamma_b/\omega_{pe} \sim 10^{-5}$  представляет собой очень незначительную величину, а длина релаксации  $L_r \approx v_b/\gamma_b$  составляет десятки километров.

При учете частоты столкновений  $\nu_3$  правая часть уравнения для  $\delta\epsilon_p$  должна быть дополнена слагаемым [18]

$$i \frac{\omega_{pe}^2 \nu_3}{\omega^3} \left[ \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \frac{\omega^2 (\omega^2 + \omega_{ce}^2)}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)^2} \right]. \quad (12)$$

В этом случае решение уравнения (8) в линейном приближении (см. Приложение) для значений инкремента  $\gamma_b' \ll (\omega_{UH}^2 - \omega_{ce}^2)/2\omega_{UH}$  принимает вид

$$\begin{aligned} \gamma_b'/\omega_{UH} = & \frac{A}{4B^2} \left[ \alpha_\nu - \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{\omega_{be}^2 \omega_{UH}}{k^3 \nu_{be}^3 \cos \theta_r}} (z_0^2 + 1) \exp(-z_0^2) \right] - \\ & - \frac{1}{2B} \left[ \beta_\nu + \frac{\omega_{be}^2}{k^2 \nu_{be}^2} z_0 \exp(-z_0^2) \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} A = & -1 + \frac{\omega_{pe}^2 \cos^2 \theta_r}{\omega_{UH}^2} + \frac{\omega_{pe}^2 \sin^2 \theta_r}{\omega_{UH}^2 - \omega_{ce}^2}, \\ B = & \frac{\omega_{pe}^2 \cos^2 \theta_r}{\omega_{UH}^2} + \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{UH}^2 \sin^2 \theta_r}{(\omega_{UH}^2 - \omega_{ce}^2)^2}, \\ \alpha_\nu = & \frac{\omega_{pe}^2 \nu_3}{\omega_{UH}^3} [3 \cos^2 \theta_r + \sin^2 \theta_r (C1 + 3C2)], \\ \beta_\nu = & \frac{\omega_{pe}^2 \nu_3}{\omega_{UH}^3} [\cos^2 \theta_r + \sin^2 \theta_r C2], \\ C1 = & \frac{2\omega_{UH}^2 \omega_{ce}^2 (3\omega_{UH}^2 + \omega_{ce}^2)}{(\omega_{UH}^2 - \omega_{ce}^2)^3}, \\ C2 = & \frac{\omega_{UH}^2 (\omega_{UH}^2 + \omega_{ce}^2)}{(\omega_{UH}^2 - \omega_{ce}^2)^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

На рис. 8 приведены зависимости инкремента  $\gamma_b'$  от расстройки  $\delta$ , а также показаны смещения частоты резонанса  $\omega_{UH}(\theta)$  и частоты отсечки  $\omega^{(1)} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2/4} + \omega_{ce}/2$  при  $q \rightarrow 1$ . Для реальных значений параметров, соответствующих

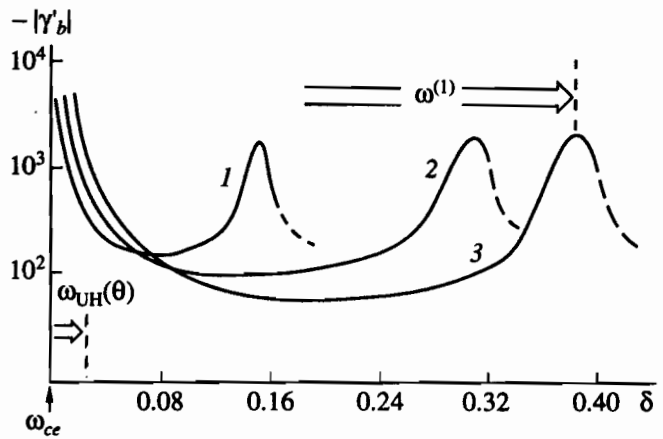


Рис. 8. Зависимость инкремента продольных колебаний  $\gamma_b'$  в системе “столкновительная плазма–горячий пучок” с эффективной частотой  $\nu_3$  для различных значений параметра  $q$ : 1 –  $n_0 = 2500 \text{ см}^{-3}$ ,  $f_{pe} \approx 0.44$  МГц,  $f_{ce} \approx 1.10$  МГц,  $q = 0.16$ ; 2 –  $n_0 = 2500 \text{ см}^{-3}$ ,  $f_{pe} \approx 0.44$  МГц,  $f_{ce} \approx 0.71$  МГц,  $q = 0.38$ ; 3 –  $n_0 = 5500 \text{ см}^{-3}$ ,  $f_{pe} \approx 0.66$  МГц,  $f_{ce} \approx 1.10$  МГц,  $q \approx 0.86$ . Во всех рассмотренных случаях  $T_e \approx 6500$  К,  $\theta \approx 17^\circ$ .

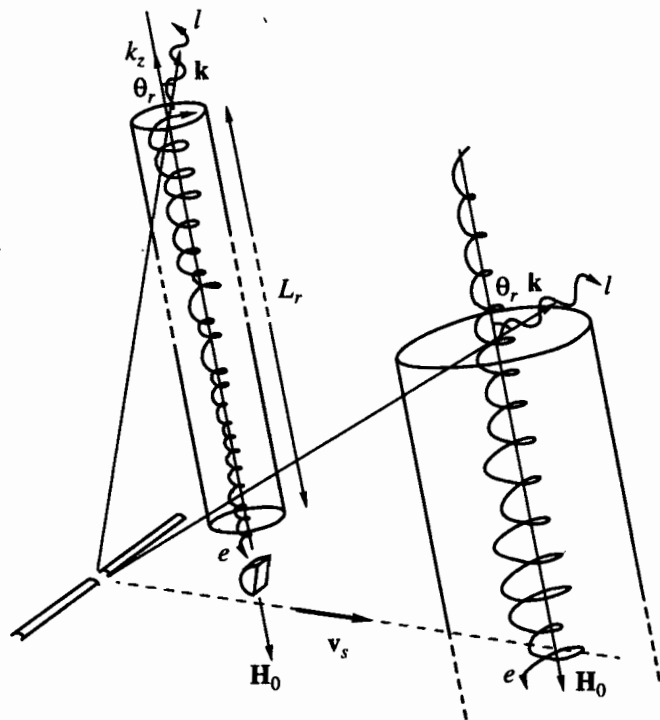


Рис. 9. Смещение и расширение активных областей взаимодействия на длине релаксации  $L_r$  авроральных пучков электронов с турбулентной плазмой. Показано также увеличение резонансного угла  $\theta$ , для плазменного колебания  $l$  с волновым вектором  $k$  по мере увеличения расстройки  $\omega_0 - \omega_{ce}$ .



рассмотренным случаям, знак  $\gamma'_b$  отрицательный, т.е. в этом случае развивается диссипативная неустойчивость ( $v_s \gg \gamma_b$ ). Исследование поведения различных характеристик протекающих процессов в ионосферной плазме от расстройки  $\delta$  продиктовано интересом сравнения с зависимостью возмущенных потоков электронов от частоты волны накачки бортового передатчика. Отрицательные значения  $\gamma'_b$  связаны с затуханием колебаний в системе "холодная плазма-горячий пучок". Следствием этого затухания через столкновения частиц с эффективной частотой  $v_s$  должен явиться нагрев плазмы и увеличение ее температуры.

Следует обратить особое внимание на тот факт, что при свипировании частоты передатчика в диапазоне  $\omega_{ce}^2 \leq \omega_0^2 \leq \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2$  нарастание колебаний в результате параметрической неустойчивости происходит соответственно вдоль некоторого резонансного угла  $0 \leq \theta_r \leq \pi/2$ , т.е. область взаимодействия потоков электронов с турбулентной плазмой по мере увеличения угла  $\theta_r$  испытывает некоторое смещение вдоль магнитного поля, увеличивая поперечные размеры. В этом случае длина столкновительной релаксации  $L_r = v_b/\gamma'_b$  может достигать нескольких сотен метров. При конфигурации векторов магнитного поля, вектора скорости спутника  $v_s$  и ориентации дипольной антенны, представленной на рис. 9, область взаимодействия смещается в зону с повышенной турбулентностью ионосферной плазмы. Основная доля энергии сильной турбулентности сосредоточена в длинноволновой области источника, поэтому для развития пучковой неустойчивости при  $\omega_{UH} \approx k_z v_b$  необходима перекачка энергии по спектру в область поглощения. Как известно, таким требованиям соответствует механизм модуляционной неустойчивости, развивающейся в условиях турбулентности, "заданной" сторонним ВЧ-полем. Это может быть причиной как упругого рассеяния электронных потоков ионно-звуковыми колебаниями, так и выноса плазменных колебаний из зоны резонанса  $\omega_{UH} \approx k_z v_b$  (см. [11]).

### ВЫВОДЫ

Основные результаты по обнаружению эффекта торможения и рассеяния электронных потоков в турбулентной ионосферной плазме с помощью счетчиков БВР для случая ( $\omega_0 > \omega_{ce}$ ) следующие:

1) зарегистрировано ослабление электронных потоков с питч-углами  $\alpha_p \approx 105^\circ - 135^\circ$  в области частот  $\omega_{ce}^2 \leq \omega_0^2 \leq \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2$  для значений энергии  $\mathcal{E}_e = 80 - 350$  эВ;

2) длительность существования ослабленных потоков электронов  $\sim 9$  мс, максимум наблюдается для времени регистрации  $\sim 3 - 6$  мс;

3) отсутствие возмущенных потоков на спектре электронов с квазипоперечными углами  $\alpha_p \approx 75^\circ - 105^\circ$ ;

4) основной причиной торможения электронов в турбулентной области является упругое рассеяние на ионно-звуковых колебаниях с эффективной частотой  $v_s$ ;

5) по мере увеличения расстройки резонанса  $\omega_0 - \omega_{ce}$  (т.е. с увеличением резонансного угла  $\theta_r \rightarrow \pi/2$  для нарастающих колебаний плазмы) активная область взаимодействия авроральных потоков электронов с турбулентной плазмой расширяется и смещается в сторону источника излучения.

Настоящая статья включает серию наших работ [1, 2], посвященных исследованию развития турбулентности в окоспутниковой плазме в области частот верхнегибридного плазменного резонанса по данным спектрометра заряженных частиц СФ-3М на спутнике *Космос-1809*. Вместе с тем выявился ряд интересных вопросов (см. [19]), связанных с воздействием ВЧ-СВЧ излучения на плазму и использованием дипольной антенны, которые имеют чисто ионосферное приращение и не могут быть решены в наземных лабораторных установках. Для более детального их изучения необходимо проведение специальных экспериментов в космосе.

В заключение авторы считают своим долгом подчеркнуть, что наша работа стала продолжением исследований, начатых Ю.И. Гальпериным, Р.З. Сагдеевым, Ф. К. Шуйской и др. в работе [20]. Мы также выражаем благодарность Я.И. Лихтеру и Н.С. Ерохину за интерес к работе и полезное обсуждение полученных результатов.

### ПРИЛОЖЕНИЕ

Дисперсионное уравнение для определенных комплексных частот почти продольных колебаний в системе "столкновительная плазма-горячий пучок" запишется в виде

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \cos^2 \theta - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \sin^2 \theta + i \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^3} v_s \left[ \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \frac{\omega^2 (\omega^2 + \omega_{ce}^2)}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)^2} \right] + \frac{\omega_{be}^2}{k^2 v_{be}^2} \left[ 1 + i \sqrt{\pi} z_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n(X_{be}) W(z_n) \right] = 0. \quad (\text{П.1})$$

В отсутствие пучка для бесстолкновительной плазмы одно из решений есть  $\omega = \omega_{UH}$ . Будем ис-

катель решение уравнения (П.1) для интересующей нас области в виде  $\omega = \omega_{UH} + \varepsilon$  ( $\varepsilon = \delta\omega + i\gamma'_b$ ;  $\varepsilon \ll \omega_{UH}$ ). В линейном приближении уравнение (П.1) для  $|z_0| \approx 1$  сводится к следующему:

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2 \cos^2 \theta}{\omega_{UH}^2} - \frac{\omega_{pe}^2 \sin^2 \theta}{\omega_{UH}^2 - \omega_{ce}^2} + \frac{2\varepsilon}{\omega_{UH}} \left[ \frac{\omega_{pe}^2 \cos^2 \theta}{\omega_{UH}^2} + \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{UH}^2 \sin^2 \theta}{(\omega_{UH}^2 - \omega_{ce}^2)^2} \right] + i(\beta_v - \frac{\varepsilon}{\omega_{UH}} \alpha_v) + i \frac{\sqrt{\pi} \omega_{be}^2}{k^2 v_{be}^2} \left[ z_0 \exp(-z_0^2) + \frac{\varepsilon}{\omega_{UH}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{be}^2 \omega_{UH}}{k^3 v_{be}^3 \cos \theta} (z_0^2 + 1) \exp(-z_0^2) \right] = 0. \quad (П.2)$$

Здесь мы учли, что  $A_n(X_{be}) = (X_{be})^{|n|} / 2^{|n|} |n|! = 1$  для  $n = 0$  и  $X_{be} \ll 1$ . Для значений  $\gamma'_b \ll (\omega_{UH}^2 - \omega_{ce}^2) / 2\omega_{UH}$  решение уравнения (П.2) определяется выражением

$$\gamma'_b = \omega_{UH} \left\{ A \left[ \alpha_v - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{be}^2 \omega_{UH}}{k^3 v_{be}^3 \cos \theta} (z_0^2 + 1) \exp(-z_0^2) \right] - 2B \left[ \beta_v + \frac{\omega_{be}^2}{k^2 v_{be}^2} z_0 \exp(-z_0^2) \right] \right\} \times \left\{ 4B^2 + \left[ \alpha_v - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{be}^2 \omega_{UH}}{k^2 v_{be}^2 \cos \theta} (z_0^2 + 1) \exp(-z_0^2) \right] \right\}^{-1}. \quad (П.3)$$

В этом выражении мы приняли  $\theta = \theta_r$  для максимального инкремента  $\gamma'_b$ . При условии, что для двуровневых пучков плотность электронов достаточно мала,  $n_b \sim 0.3 - 1 \text{ см}^{-3}$ ; т.е.  $\frac{\omega_{be}^2}{k^2 v_{be}^2} \sim 10^{-5}$ , а  $\alpha_v = 10^{-2} - 10^{-3}$  для используемой ВЧ-мощности, формулу (П.3) можно свести к выражению

$$\gamma'_b = \omega_{UH} \left\{ A/4B^2 \times \left[ \alpha_v - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{be}^2 \omega_{UH}}{k^3 v_{be}^3 \cos \theta_r} (z_0^2 + 1) \exp(-z_0^2) \right] - 1/2B \left[ \beta_v + \frac{\omega_{be}^2}{k^2 v_{be}^2} z_0 \exp(-z_0^2) \right] \right\}.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранец Н.В., Гладышев В.А., Афонин В.В., Комраков Г.П. Развитие плазменной турбулентности в области верхнегибридного резонанса под действием ВЧ-излучения бортового передатчика по данным *Космос-1809*. I. Модифицированная распадная неустойчивость // *Космич. исслед.* 1994. Т. 32. Вып. 6. С. 136 - 148.
2. Баранец Н.В., Гладышев В.А., Афонин В.В., Комраков Г.П. Развитие плазменной турбулентности в области верхнегибридного резонанса под действием ВЧ-излучения бортового передатчика по данным *Космос-1809*. II. Модуляционная неустойчивость // *Космич. исслед.* 1995. Т. 33. Вып. 5.
3. Иванов А.А. Физика сильно неравновесной плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
4. Бабыкин М.В., Гаврин П.Н., Завойский Е.К. и др. Турбулентный нагрев плазмы током в пробкотроне // *ЖЭТФ.* 1967. Т. 52. Вып. 3. С. 643 - 655.
5. Березин А.К., Зыков А.И., Киселев В.А. и др. О нагреве плотной плазмы моноэнергетическим РЭП большой энергии // *Физика плазмы.* 1987. Т. 13. Вып. 11. С. 1394 - 1398.
6. Баранец Н.В., Гладышев В.А., Мулярчик Т.М. и др. Наблюдение заряженных частиц малых энергий с помощью спектрометра СФ-3М на борту спутника *Космос-1809* // *Космич. исслед.* 1992. Т. 30. Вып. 1. С. 67 - 78.
7. Korobeinikov V.G., Oraevsky V.N., Ruzhin Yu. Ta. et al. Registration of VLF Waves in Rocket-Satellite Experiment with Plasma Injection // *Adv. Space Res.* 1992. V. 12. № 12. P. 151 - 158.
8. Maehlum B.N., Grandal B., Jacobsen T.A., Troim J. Polar 5 - An Electron Accelerator Experiment within an Aurora: 2. Scattering of an Artificially Produced Electron Beam in the Atmosphere // *Planet Space Sci.* 1980. V. 28. P. 279 - 289.
9. Arnoldy R.L., Pollock C., Wincler J.R. The Energization of Electrons and Ions by Electron Beams Injection in the Ionosphere // *Preprint Univ. of Minnesota.* 1984. № 194. P. 34.
10. Lyakhov S.B., Managadze G.G. Observations of Fluxes of Electrons Scattered by the Atmosphere in the Second ARAKS Experiment of January 26, 1975 // *Ann. Geophys.* 1980. V. 36. № 3. P. 375 - 380.
11. Мишин Е.В., Ружин Ю.Я., Телегин В.А. Взаимодействие электронных потоков с ионосферной плазмой. М.: Гидрометеоздат, 1989.
12. Ивченко В.Н., Милиневский Г.П., Мишин Е.В., Ружин Ю.Я. Оптические наблюдения околоракетного свечения в эксперименте "Зарница-2" // *Геомagnetизм и аэрономия.* 1981. Т. 21. № 2. С. 309 - 314.
13. Пустовалов В.В., Силин В.П. Об аномальном поглощении плазмой электромагнитной волны // *ЖЭТФ.* 1970. Т. 59. В. 6. С. 2215 - 2227.
14. Пустовалов В.В., Силин В.П. Об энергии ионно-звуковых колебаний и высокочастотной проводимости параметрически неустойчивой плазмы // *Краткие сообщения по физике.* М.: ФИАН СССР, 1972. № 8. С. 33.
15. Андреев Н.Е., Кирий А.Ю. К теории параметрической неустойчивости плазмы, находящейся в ВЧ

- электрическом и постоянном магнитном полях // ЖТФ. 1971. Т. 41. В. 6. С. 1080 - 1087.
16. Сизоненко В.Л., Степанов К.Н. О нелинейном рассеянии ионнозвуковых колебаний на электронах // Письма в ЖЭТФ. 1969. В. 8. С. 468 - 472.
  17. Степанов К.Н., Киценко А.Б. О возбуждении электромагнитных волн в магнитоактивной плазме пучком заряженных частиц // ЖТФ. 1961. Т. 31. В. 2. С. 167 - 175.
  18. Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Атомиздат, 1961.
  19. Баранец Н.В., Гладышев В.А., Афонин В.В. и др. Ускорение электронов на гармониках электронной циклотронной частоты под действием ВЧ излучения на спутнике *Космос-1809* // Космич. исслед. 1995. Т. 33. Вып. 2. С. 118 - 127.
  20. Гальперин Ю.И., Сагдеев Р.З., Шуйская Ф.К. и др. Обнаружение явления ускорения электронов в ионосферной плазме под действием излучения мощного бортового радиопередатчика вблизи локальной плазменной частоты со спутника *Интеркосмос-19* // Космич. исслед. 1981. Т. 19. Вып. 1. С. 34 - 44.

## Plasma Turbulence Development in the Upper-Hybrid Resonance Region under HF Emission of the Satellite *Kosmos-1809* Board Transmitter.

### III. Electron Fluxes Damping

N. V. Baranets, V. A. Gladyshev, V. V. Afonin, and G. P. Komrakov

The registration results of the intensity electron flux decreases received on the *Kosmos-1809* satellite by 4-bin swift-sweep memory counters under pass the strongly turbulent ionospheric plasma region leads in this paper. The turbulization of the near-satellite plasma excited by the pulse of HF emission of the powerful sounder transmitter. The electron flux disturbances interpreted as a fact of charge particle braking and on the energetic spectrum have the through form in the energy range of  $\sim 120$  eV.