

ИНЖЕКЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ИОНОСФЕРНУЮ ПЛАЗМУ ПО ДАННЫМ СПУТНИКА ИНТЕРКОСМОС-25 (ПРОЕКТ АПЕКС).

Баранец Н.В.¹, Ружин Ю.Я.¹, Афонин В.В.², Ораевский В.Н.¹, Пулинец С.А.¹, Докукин В.С.¹, Михайлов Ю.М.¹, Соболев Я.П.¹, Жузгов Л.Н.¹, Прутенский И.С.¹

¹ИЗМИРАН, 142092 Троицк, Московская обл., Россия, тел. (095) 334-09-13
²Институт Космических Исследований РАН, 117810 Москва, Россия, тел. (095) 333-10-23

Аннотация - Исследованы механизмы пучково-плазменной неустойчивости при инъекции в ионосферную плазму различных видов пучков заряженных частиц и нейтрального газа ксенона. Особое внимание уделено инъекции в околоспутниковую плазму немодулированного (dc) электронного пучка с током $I_{be} \approx 0.1$ А и энергией $\epsilon_{be} = mv^2/2 \approx 10$ кэВ. Проведен комплексный анализ рассматриваемой задачи с использованием специальной методики обработки, суть которой кратко может быть выражена, как максимальное приближение к лабораторному стилю проведения экспериментов.

Введение

Несмотря на огромный опыт в исследовании пучково-плазменной неустойчивости, как в наземных лабораторных установках, так и в нижних слоях ионосферы, остается все-таки множество теоретических вопросов, требующих тщательной экспериментальной проверки. Это в первую очередь касается спутниковых экспериментов в высоких слоях ионосферы. Важное значение при этом приобретает вопросы согласования скорости опроса телеметрических параметров с характерными временными константами выходных интерфейсов и предполагаемыми величинами инкрементов различных плазменных неустойчивостей. Проект АПЕКС (спутник- субспутник) позволяет рассмотреть широкий спектр задач при изучении неустойчивостей в ионосферной плазме с использованием различных видов инъекции заряженных частиц или квазинейтральной плазмы [1,2]. Комплексная диагностика процессов возбуждения различных мод колебаний (ω, k), нагрева плазмы в условиях сильной/слабой турбулентности предполагает оценку плотностей инжектированных пучков электронов n_{be} , ионной компоненты квазинейтральной плазмы n_{bi} в ближней и дальней зоне инъекции. Деление на ближнюю и дальнюю зону инъекции довольно условно и трактуется по-разному [3]. Мы будем связывать деление на зоны с областями гидродинамического и кинетического приближения при описании неустойчивости.

На примере одного полного цикла активного режима работы научной аппаратуры мы попытались проанализировать полученные данные в рамках классического описания пучково-плазменной неустойчивости для двухкомпонентной плазмы [4,5]. Особое внимание уделено исследованию энергетического распределения тепловых ионов, зарегистрированных с помощью анализатора с задерживающим потенциалом (ионной ловушки) [6]. Обработка информации и численный анализ проведены на мини-суперкомпьютере CONVEX 120.

Научная аппаратура

В комплексную обработку результатов активного эксперимента (рис.1) включены телеметрические данные о токах и ускоряющем напряжении для электронной пушки (I_{be}, U_{be}) и инжектора квазинейтральной плазмы (для ионной компоненты I_{bi}, U_{bi}) в точке $z = 0$ на спутнике, где r, z, ϕ - цилиндрическая система

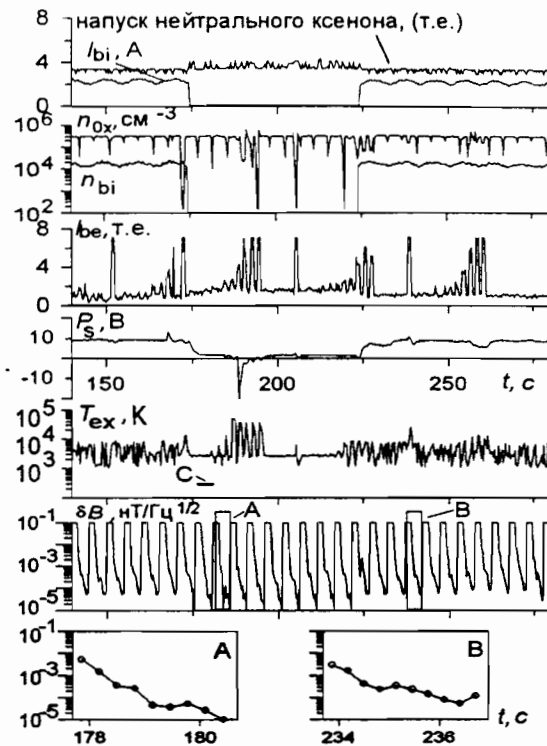


Рис.1 Эпизод эксперимента с инъекцией электронов, квазинейтральной плазмы и напуска газа ксенона Хе в телеметрических единицах (т.е.). Параметры плазмы T_{ex}, n_{ox} , потенциал спутника ϕ_s , магнитные ОНЧ-спектры δB показаны в зависимости от времени t (сек) относительно момента $t_0 = 13^h 36^m 58.496^s$ UT, высота $H \approx 450-470$ км (Виток 266, 9.1.1992)

координат, $z \parallel B_0$. Вычислениеpitch-углов инъекции электронов пучка и ионной компоненты плазмы α_{pe}, α_{pi} , углов ориентации вектора скорости спутника v_s , магнитного поля Земли B_0 и его возмущений δB_0 , а также углов $\beta_3 \equiv \beta_3(B_0 \wedge Z)$ и азимута $A \equiv A(B_0 \wedge Y)$, или угла атаки $\theta_v (v_s \wedge X)$ проведено по измерениям бортовых датчиков и высокочувствительного магнитометра. Здесь X, Y, Z - спутниковая система координат и B_0^* - проекция B_0 на плоскость XY (рис. 2). Спектры ВЧ-плазменных волн в диапазоне $f = 0 - 10$ МГц (рис.3) для электронной ленгмюровской, циклотронной или одной из гибридных плазменных частот, т.е. резонансах $\omega(k) - \epsilon \approx \omega_{pe}, \omega_{ce}, \omega_{\pm}$, или НЧ-ОНЧ волн в диапазоне $f = 8 - 969$ Гц, 9,6 и 15,0 КГц для ионной ленгмюровской, гирогармоники, или альве-

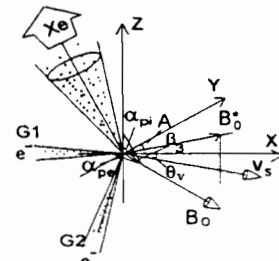


Рис.2 Направления инъекций, углы ориентации для магнитного поля B_0 и скорости v_s , ось Z направлена от Земли

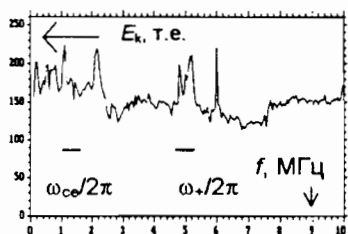


Рис.3 Спектр ВЧ плазменных волн зарегистрированный при $t = 176-177$ с (см. рис.1,С)

новской частоты $\omega(k) - \epsilon \approx \omega_{pi}, \omega_{ci}, \omega_A$ определяли по данным волновых измерительных комплексов. Здесь $\epsilon = \delta\omega + i\gamma$, $|\epsilon| \ll \omega$, а $\delta\omega$ и γ - малое приращение частоты возбуждаемых плазменных волн и инкремент пучково-плазменной неустойчивости. Электронную и ионную температуры T_e, T_i , потенциала корпуса спутника ϕ_s , а также плотность $n_0 \equiv n_{0x}$ и энергетическое распределение ионов тепловой плазмы $n_i(V) \equiv n_{0x}(0 \leq V \leq 12 \text{ В})$ определяли с помощью импедансного зонда и анализатора тепловой плазмы с задерживающим потенциалом, где n_{0x}, V - плотность плазмы, измеренная ионной ловушкой в направлении оси X и свипирующее напряжение на сетке анализатора. На рис.1 ($\omega_{ce} \approx 4,8-4,9$ МГц; $\omega_{ce} \approx 1,1-1,2$ МГц) представлены результаты измерений параметров пучка и плазмы на основном спутнике, а также расчетная плотность n_{0y} ионной компоненты инжектированной плазмы на стадии свободного гировращения.

Эксперимент

Из представленных на рис.1 экспериментальных результатов следует отметить наиболее важные особенности. Ориентация магнитного поля B_0 была такова, что $\alpha_{pe} \approx 74-84^\circ$ ($z \geq 0$), а $\alpha_{pi} \approx 121-130^\circ$ ($z \leq 0$), т.е. пучок электронов и квазинейтральной плазмы инжектировался в прямо противоположные стороны вдоль оси z. Тем не менее вся пучково-плазменная система может рассматриваться как единая структура вдоль силовых линий поля B_0 . При этом взаимное влияние двух цилиндрических полупространств относительно раскачки неустойчивости может быть учтено через механизм эффективных столкновений $\omega \rightarrow \omega + i\nu$ в условиях плазменной турбулентности, источник которой находится в противоположной области относительно $z = 0$. На некоторых орбитах режи-

мы инжекции электронного пучка и квазинейтральной плазмы, или напуска нейтрального газа ксенона включались асинхронно, что обеспечило широкий выбор условий проведения эксперимента. В том же режиме проведены измерения волновых спектров и ионного распределения $n_i(V)$. 'Асинхронность' здесь означает независимость включений/выключений различных инжекторов и всех периодических измерений (спектров), которые были не синхронизованы с активной работой инжекторов. К этому следует добавить, что все измерения проведены на освещенном участке траектории спутника. Более интенсивный плазменный нагрев по компоненте T_{ex} наблюдался во время работы электронной пушки G1 ($t \approx 175-225$ с), чем при одновременной работе обоих инжекторов электронов/плазмы. Это сравнение позволяет заключить, что инжекция квазинейтральной плазмы приводит к стабилизации пучковой неустойчивости при инжекции электронов. На рис.3 представлен 23-с цикл работы ускорителя электронов G1 и измеряемые параметры плазмы $n_i(V), T_{ex}, T_{ey}$. Из этих данных необходимо отметить явную зависимость анизотропии T_{ex}/T_{ey} и ионного распределения $n_i(V)$ от режима инжекции (1 с - без модуляции; 3,5,7,... - АЧ-модуляция). Инжекция модулированного электронного пучка приводит к сильному резонансному нагреву плазмы по поперечной к B_0 компоненте $T_{ex} \approx 5$ эВ ($\beta_3 \approx 170^\circ, A \approx 300^\circ$) при частоте модуляции $\omega_0 = 15,625$ КГц (15 с). Частоты $n\omega_0$ ($n = 1,2$), близки к ионной ленгмюровской частоте ω_{pi} для ионов O^+ и O_2^+/NO^+ ($2\omega_0 \approx \omega_{pi}$), т.е. можно заключить, что плазменный нагрев вызван резонансом в области частот $\omega_0 \approx \omega_{pi}$ для плазмы, состоящей преимущественно из ионов кислорода O^+ или группы O_2^+/NO^+ . Не менее важен и другой результат об отрицательном скачке потенциала $\Delta\phi_s$ в резонансной области частот $\omega_0 \approx \omega_{pi}$ (рис.1,4). В лабораторном эксперименте [7] по изучению взаимодействия модулированного ионного пучка и плазмы было обнаружено подавление НЧ-колебаний кроме частоты модуляции, а также рост волн на частотах $\omega_0 \leq \omega_{pi}$ ($\omega_0 \approx \omega_{pi}$). В нашем случае НЧ-модуляции электронного пучка результаты являются очень схожими, а более детальный анализ будет сделан в нашей следующей работе.

Численный анализ

Дисперсионное уравнение относительно возбуждения потенциальных колебаний в плазме с $T_e > T_i$ и максвелловским распределением частиц $1 + \delta\epsilon^{(p)} + \delta\epsilon^{(b)} = 0$ запишется в виде [4]

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{Te}^2} [1 + i\sqrt{\pi} z_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n(X_e) W(z_n)] + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{be}^2} [1 + i\sqrt{\pi} z_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n(X_e) W(z_n)] = 0, \quad (1)$$

где $W(z_n)$ - функция Крампа, v_{Te}, v_{be} - тепловая скорость электронов плазмы/пучка, $v_{be}^2 = 4\pi e^2 n_{be} / m$ - плазменная частота электронов пучка, $A_n(X_e) = (X_e)^{|n|} / 2^{|n|} n!$, $X_e \approx k_{\perp} v_{Te} / \omega_{be}$ и $k_{\perp} \equiv k \sin \theta$ при $\theta \equiv \theta(B_0 \wedge k)$, а

$$z_n = \frac{\omega - n|\omega_{ce}|}{\sqrt{2} k_z v_{Te}}, \quad z_n' = \frac{\omega - n|\omega_{ce}| - k_z v}{\sqrt{2} k_z v_{be}}$$

Рассматривая раскачку колебаний в системе холодной плазма - холодный пучок ($n_{be}/n_0 \ll 1$) при $|z_n| \gg 1$, $|z_n'| \gg 1$ или больших расстройках $\delta = (kv - \omega)/\omega$,

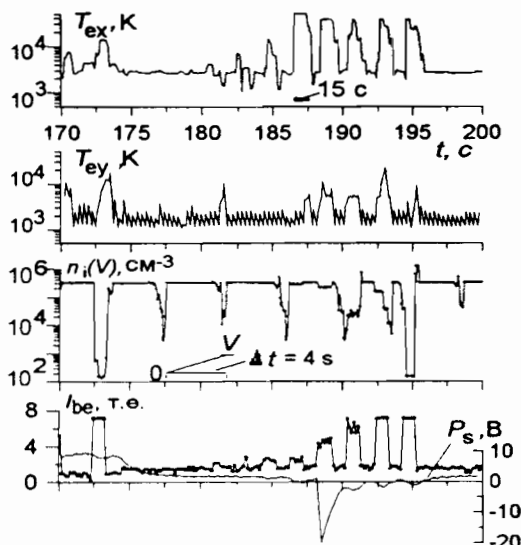


Рис.4 Компоненты температуры T_{ex}, T_{ey} , плотность $n_i(V)$ и потенциал ϕ_s при работе пушки G1. Длительность развертки потенциала ловушки - $\Delta t = 4$ с.

для $\omega \approx k_z v \approx \omega_+$ ($n = 0$) получено решение

$$\text{Im } \omega = \gamma \approx \left[\frac{\omega_{be}^2 \cos^2 \theta (\omega_+^2 - \omega_-^2) \omega_{\pm}}{2|\omega_{\pm}^2 - \omega_{ce}^2|} \right]^{1/3} \quad (2)$$

В дальнейшем характер развития неустойчивости и динамика пучка будут зависеть не только от координаты z , но и от нагрева пучка и плазмы. Для плотности пучка в зависимости от угла α_{pe} и z можно принять либо гофрированную форму $n_{be} \approx n_{b0}(r_0/r)^2$, либо трубчатую форму потока, где $r_0 \equiv r(z=0)$ [8]. Кроме кулоновских сил рассталкивания и силы Лоренца $\sim v \times B_0$, вызывающих начальное расширение электронов пучка, необходимо принять во внимание действие переменных (ac) электрических полей, ассоциирующихся с пучковой неустойчивостью [9]. Эти поля, распространяясь назад к эмиттирующему источнику, могут быть одним из важнейших факторов вызывающих расширение пучка-углового конуса пучка. Вполне возможно также обратное воздействие ac полей E_w (wiggler), вызывающих фокусировку электронов пучка. В случае, когда наблюдается разброс параметров пучка и уже заметный нагрев ($v_{be} \sim \Delta v$) решением (1) для $k_z v \approx \omega_+$ и $|z_0| > 1$ в первом приближении будет выражение

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

Для реальных параметров пучка и плазмы, магнитного поля $B_0 + \delta B_0$ скорость нарастания в системе колебаний по формуле (2) при $n_{be}/n_0 \ll 1$ будет $\gamma/\omega_{pe} \sim 10^{-1} - 10^{-2}$, а с учетом разброса параметров пучка $\Delta v/v \sim 10^{-1} - 10^{-2}$, $n_{be}/n_0 \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ и эффективного раствора углов $\Delta \alpha_{pe} \approx \Delta \alpha_{pe}$ ($\approx 4^\circ$ при $z = 0$) значение $\gamma/\omega_{pe} \sim 10^{-2} - 10^{-3}$, что скорее всего ближе к действительности (рис. 5). Большую роль в динамике неустойчивости играют захваченные частицы, которые ограничивают рост амплитуды поля до уровня насыщения $E_s^2/4\pi \approx n_{be} m v^2 (\gamma/\omega_{pe})$ и переводят всю систему плазма-пучок в неустойчивое состояние относительно возбуждения многомодового режима [10], который затем фактически является 'длинноволновой накачкой' при развитии модуляционной неустойчивости. Оценка уровня плазменной турбулентности на нелинейной стадии гидродинамической неустойчивости дает величину $\eta = W_l/n_0 T_e \approx (E_s^2/8\pi l_0 T_e)^2 > 1$ [11], при которой возбуждаемые плазменные колебания попадают сразу в область поглощения, здесь M - масса иона. Для принятого нами разброса параметров пучка и $\gamma/\omega_{pe} \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ уровень турбулентности $\eta \ll 1$ и становится существенной спектральная перекачка энергии в сторону коротких длин волн с инкрементом модуляционной неустойчивости $\gamma/\omega_{pe} \sim 10^{-2} - 10^{-4}$ одновременно приводящая к срыву пучковой неустойчивости (расстройке резонанса). Итак, в зависимости от параметров пучка и плазмы, расстройки δ возможны два варианта развития неустойчивости: (i) развал пучка на сгустки ('самоиндуцированная') и стабилизация пучковой неустойчивости на уровне $\gamma = \gamma_0$, или (ii) периодические срывы неустойчивости [12, 13].

Сравнение теории и эксперимента

Для анализа экспериментальных результатов и сравнения с теорией мы провели последующую обработку данных, представленных на рис. 1, 4. По сути, алгоритм является методом определения усло-

вий для построения зависимости распределения тепловых ионов от параметра $V+p_s$ или волновых спектров при 1-с инжекции dc электронного пучка и ранее использовался в работах [14, 15]. Данные эксперимента и численные характеристики составляли набор параметров для реального события $S_j(h_1, h_2, \dots, h_n, s_1, s_2, \dots, s_n, t_j)$, где h_i и s_i - измеренные и расчетные величины. По аналогии с вариационным исчислением события S_j и S_{j+1} можно считать единичными, если время релаксации возмущенных характеристик пучково-плазменной системы $\tau_r < t_{j+1} - t_j$, в противном случае события 'контактные'. В процессе обработки данных отбирались единичные/независимые события во время инжекции модулированного электронного пучка (или модулированного), которые составляли базу данных для последующего анализа ('виртуального эксперимента').

На рис. 5 представлены зависимости $n_i(V+p_s)$ в виртуальном времени и сопутствующие измеренные $B_0 + \delta B_0$, T_{ex} и расчетные n_{be} , n_{bi} , γ характеристики системы. На восстановленном для 1-й сек спектре ОНЧ-магнитных полей δB наблюдаются возмущения в полосе частот $f \leq 300$ Гц, что обусловлено, скорее всего, распадными параметрическими процессами возбуждаемых плазменных волн вида $l \rightarrow l + s$. Интерпретация изменения ионного состава однозначной быть не может. Уменьшение ионного потока в областях 1 и 2 (рис. 5, а) при выполнении условия $M(v_s \cos \theta_v)^2/2 \approx e(V+p_s) \approx 7-8$ эВ и $\approx 12-14$ эВ соответствует ионам O^+ и группе NO^+/O_2^+ . Обеднение этих групп ионов может связано с плазмохимическими реакциями вида $e + NO^+ \rightarrow NO + hv$, либо, что более вероятно, вовлечением этих ионов ОНЧ-волнами в движение вдоль z при циклотронном резонансе $\omega = kv \pm n|\omega_{ci}|$, $n = 0, \pm 1, \dots$ [5]. Несмотря на то, что ОНЧ-спектры δB только подтверждают последнюю идею, сравнение данных $n_i(V+p_s)$ с вариациями δB_{ox} вызывает ряд вопросов. Что именно является первоисточником вариаций $\delta n_i(V)$? Связаны ли они непосредственно с инжектируемыми электронами или с индуцированными пучково-плазменной неустойчивостью обратными токами. На рис. 5 сравнение T_{ex} с δB_{ox} , n_i и γ не обнаруживает заметной корреляции. Это может быть следствием варианта (ii) для развития механизма неустойчивости. Кроме того, при больших углах инжекции α_{pe} , теория предсказывает как рост волн, так и их затухание в зависимости от параметра $k_z v_1/\omega_{ce}$; в нашем случае Лармо-

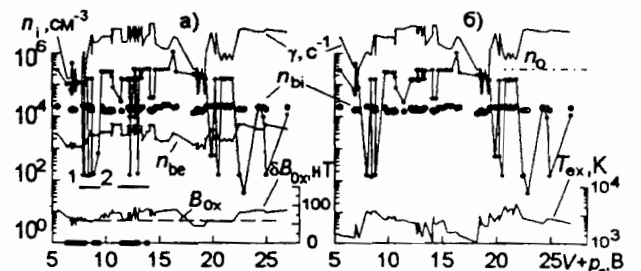


Рис. 5 Измеренные значения ионного распределения $n_i(V+p_s)$, плотности плазмы n_0 ('насыщение'), возмущений компоненты магнитного поля δB_{ox} (а) и температуры нагрева T_{ex} (б), а также расчетные значения плотности n_{be} и n_{bi} для трубчатых моделей пучков, инкремента γ (формула 3) для $\Delta v/v \sim 10^{-1}$, $\delta \approx 0.20$, $\Delta \alpha_{pe} \approx 15-20^\circ$. Уровень B_{ox} на (а) - невозмущенное среднее значение поля, случай (б) соответствует одновременной инжекции электронов и плазмы.

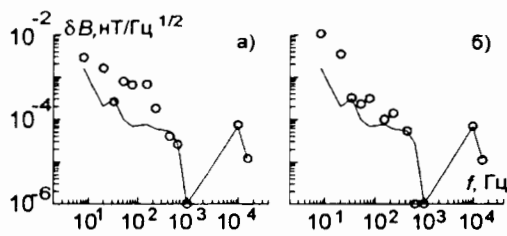


Рис.6 Спектры δV ОНЧ-волн при инъекции электронного пучка (1-я сек., а) и в паузе (2-я сек., б). Сплошные кривые - невозмущенный спектр вне инъекций.

ровский радиус электронов $\sim 7-8$ м. Незначительные вариации δl , вызваны также малыми изменениями угла атаки спутника θ , и естественными флуктуациями. Очень близкие результаты получены в ракетном эксперименте POLAR 5 для электронных потоков, зарегистрированных анализатором с задерживающим потенциалом [16,17]. Авторы работы связывают источник дополнительного тока с пучково-плазменной неустойчивостью, т.е. можно сказать, что результаты на рис. 5,6 суть явления одного и того же механизма. В любом случае это требует более детального анализа.

Заключение

При всей схематичности исследования можно выделить следующие основные моменты, или наиболее заметные результаты при инъекции электронного пучка ($\alpha_{pe} \cong 74-84^\circ$), которые, однако, потребуют более детального анализа.

- Зарегистрировано усиление ОНЧ волн в диапазоне частот $\omega \leq \omega_{ci}$, которое связывается с распадными процессами при инъекции немодулированного электронного пучка;

- Инъекция как модулированного так и немодулированного электронного пучка приводит к сильному нагреву плазмы и анизотропии температур в около-спутниковой области;

- Инъекция квазинейтральной плазмы приводит к стабилизации неустойчивости в системе холодный пучок электронов - ионосферная плазма и, вероятно, связана с повышенным уровнем турбулентности;

- Наблюдается возбуждение плазменных волн в области частот $\omega \sim \omega_+, \omega_{pe}, \omega_{ce}$ при инъекции электронного пучка, которое связывается с резонансом колебаний при $\omega(k) - \varepsilon \approx kv \cong \omega_+, \omega_{pe}, \omega_{ce}$;

- Обнаружено уменьшение потоков тепловых ионов для групп O^+ (7-8 эВ) и NO^+/O_2^+ (12-14 эВ) при инъекции немодулированного электронного пучка.

- При квазистационарной инъекции электронов наблюдаются возмущения магнитного поля $\delta B_0/B_0$ ($|\delta B_0| \sim 30$ нТ), источником которых может быть как сам пучок, так и обратные токи при пучково-плазменной неустойчивости.

- При взаимодействии модулированного электронного пучка и ионосферной плазмы обнаружен резонансный нагрев по компонентам T_{ex}, T_{ey} на частоте модуляции близкой к ленгмюровской ионной частоте $\omega_0 \approx \omega_{pi}$ (для групп ионов O^+ и NO^+/O_2^+).

- Последний результат для резонансной области частот $\omega_0 \approx \omega_{pi}$ должен быть дополнен зарегистрированным отрицательным скачком потенциала корпуса спутника $\Delta \varphi_s \cong -20$ В относительно плазмы.

Эти выводы подтверждают ранее полученные результаты, а некоторые из них являются новыми и могут иметь перспективное продолжение для различных приложений плазменной электроники, включая

физику высоких энергий также. Нам кажется, что для поиска новых кардинальных решений в субрелятивистской области энергий и выше, а также в связи с ускорением частиц электрическими кильватерными PWFA-полями (Plasma Wake Field Acceleration [18-20] и другими приложениями СВЧ-электроники в условиях ионосферной плазмы необходимо расширить как сами задачи и постановку эксперимента, так и технические возможности аппаратуры регистрации.

В заключении авторы выражают глубокую благодарность разработчикам научной аппаратуры, огромному творческому коллективу многих организаций и, прежде всего, КБ 'Южное' за успешную реализацию проекта АПЕКС.

Список литературы

- [1] Oraevsky V.N., Triska P. *Adv. Space Res.* 13(10), 10103-10111 (1993).
- [2] Oraevsky V.N., Ruzhin Yu.Ya., Dokukin V.S. *Adv. Space Res.* 12(12), 1243-1247 (1992).
- [3] Коваленко В.П., Парнета И.М. *Физика плазмы* 17(11), 1310-1317 (1991).
- [4] Киценко А.Б., Степанов К.Н. *ЖТФ* 31(2), 167-175 (1961).
- [5] Ломинадзе Д.Г., Степанов К.Н. *ЖТФ* 34(10), 1823-1834 (1964).
- [6] Knudsen W.C. *J. Geophys. Res.* 71(19), 4669-4679 (1966).
- [7] Кацубо Л.П., Коваленко В.П., Солошенко И.А. *ЖЭТФ* 67(1), 110-117 (1974).
- [8] Winglee, R.M., P.L. Pritchett, *J. Geophys. Res.* 93(A6), 5823-5844 (1988).
- [9] Banks, P.M., and W.J. Raitt, *J. Geophys. Res.* 93(A6), 5811-5822 (1988).
- [10] Мациборко Н.Г., Онищенко И.Н., Файнберг Я.Б. и др. *ЖЭТФ* 63(3), 874-885 (1972).
- [11] Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.Д. *Физика Плазмы* 6(2), 377-382 (1980).
- [12] Cabral I.A. *Plasma Phys.* 18(1), 719-735 (1976).
- [13] Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. *ЖЭТФ* 72(2), 507-517 (1977).
- [14] Wilhelm K., Bernstein W., Whalen B.A. *Geophys. Res. Lett.* 7, 117 (1980).
- [15] Winckler J.R. *Revs. Geoph. and Space Phys.* 18(3), 659-682 (1980).
- [16] Maehlum B.N., Grandal B., Jacobsen T.A., and Troim J. *Planet. Space Sci.* 28(3), 279-289 (1980).
- [17] Jacobsen T.A., and Maynard N.C. *Planet. Space Sci.* 28(3), 291-307 (1980).
- [18] Файнберг Я.Б. *Физика плазмы* 11(11), 1398-1410 (1985).
- [19] Chen P., Dawson J.M., Huff R.W., Katsouleas T. *Phys. Rev. Lett.* 54(7), 693-696 (1985).
- [20] Балахирев В.А., Блиох Ю.П., Онищенко И.Н., Файнберг Я.Б. *Физика плазмы* 14(2), 218-225 (1988).

ELECTRON BEAM INJECTION INTO IONOSPHERIC PLASMA ON THE DATA OF INTERCOSMOS-25 (APEX PROJECT).

N.V. Baranets¹, Yu.Ya. Ruzhin¹, V.V. Afonin²,
V.N. Oraevskii¹, S.A. Pulinets¹, V.S. Dokukin¹,
Yu.M. Mikhailov¹, Ya.P. Sobolev¹, L.N. Zhuzgov¹,
I.S. Prutenskii¹

¹IZMIRAN, 142092 Troitsk, Moscow region, Russia
²Space Research Institute RAS, 117810 Moscow, Russia

Abstract - Effects of beam-plasma instability under injection into ionospheric plasma the different kinds of charged particle beams and Xe-neutral gas release are investigated. A special attention deal with the injection into background plasma of the nonmodulated electron beam (dc) with a current $I_{be} \cong 0.1$ A and energy $\varepsilon_{be} = mv^2/2 \cong 10$ KeV. Complex analysis of this problem is carried out with a special data processing, which can be determined as maximal approach to laboratory style of experiment.