

УДК 550.388.2

Н. Баранец<sup>1</sup>, Ю. Ружин<sup>1</sup>, Н. Ерохин<sup>2</sup>, В. Афонин<sup>2</sup>, Я. Войта<sup>3</sup>,  
Я. Шмилауэр<sup>3</sup>, К. Кудела<sup>4</sup>, Я. Матишин<sup>4</sup>, М. Чобану<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Институт земного магнетизма, ионосферы и расширения радиохвиль  
Российской академии наук (ИЗМИРАН), Троицк, Россия

<sup>2</sup> Институт космических исследований Российской академии наук, Москва,

<sup>3</sup> Институт физики атмосферы Академии наук Республики Чехия, Прага, Республика Чехия

<sup>4</sup> Институт экспериментальной физики Академии наук Словакии, Кошице, Словакия

<sup>5</sup> Институт космических наук, Бухарест, Румыния

## РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН И ЧАСТИЦ ПРИ ИСКУССТВЕННОЙ ИНЖЕКЦИИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

---

*Изучаются механизмы взаимодействия заряженных частиц ионосферной плазмы с продольными плазменными и электромагнитными волнами, возбужденными при проведении активного эксперимента в ионосфере с одновременной инжекцией электронного и ионного пучков с борта космического аппарата «Интеркосмос-25» (ИК-25). Результаты изучения пучково-плазменной неустойчивости относительно возбуждения продольных волн при инжекции электронного пучка ранее были представлены в нашей работе [Физ. плазмы. — 2007. — 33, № 11. — С. 995–1013]. Специфической особенностью эксперимента, проведенного на витках 201, 202, была взаимная ориентация инжекций, при которой потоки заряженных частиц были инжектированы в одном направлении вдоль магнитного поля — вверх от Земли таким образом, что относительная форма инжекций представляла собой структуру «пучок в пучке». Результаты пучково-плазменного взаимодействия для такой конфигурации были зарегистрированы в двойной спутниковой системе, состоящей из станции ИК-25 и субспутника «Магион-3». Основное внимание уделено изучению механизмов возбуждения электромагнитных волн в различных частотных диапазонах и их взаимодействия с заряженными частицами ионосферной плазмы, приводящее к ускорению/усилению потоков частиц в поле электромагнитных волн. Рассмотрено также возбуждение свистящих атмосфериков (свистов) на первой гармонике электронного циклотронного резонанса в условиях нормального эффекта Доплера при инжекции электронного пучка в ионосферную плазму.*

---

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Различные аспекты развития пучково-плазменной неустойчивости (ППН) при инжекции электронного пучка сквозь расширенный полярный пучок ионов ксенона в активном космическом эксперименте на витке 202 были рассмотрены в работе [2]. Один из наиболее интересных результатов в этой работе связан с поглощением энергии пучка электронов, или возбуждением высокочастотных (ВЧ) волн в условиях электронно-циклотронного резонанса в зависимости от

соотношения ларморовского радиуса вращения электронов к поперечной длине волны (по отношению к магнитному полю  $B_0$ ). Этот эффект находится в соответствии с теорией развития ППН при инжекции спиралевидного электронного пучка в магнитоактивной плазме (потока осцилляторов [5]), результаты которой использовались при получении различных характеристик неустойчивости. Эта особенность механизма ППН подтверждена экспериментально по измерениям электрических ВЧ-полей  $e_{HF}$  и дифференциальных потоков энергичных электронов и ионов  $J_{e,p}$ , проведенных на субспутнике «Магион-3».

В работе [14] получено несколько важных результатов, связанных с аномальным усилением

---

© Н. БАРАНЕЦ, Ю. РУЖИН, Н. ЕРОХИН, В. АФОНИН,  
Я. ВОЙТА, Я. ШМИЛАУЭР, К. КУДЕЛА, Я. МАТИШИН,  
М. ЧОБАНУ, 2014

низкочастотных (НЧ) электромагнитных полей и квазистационарных электрических/магнитных полей зарегистрированных в области частот, удовлетворяющих соотношению  $0.8 \leq |\omega_m - \omega_{be}| / \omega_{LH} \leq 1.2$ , где  $\omega_m, \omega_{be}, \omega_{LH}$  — частота модуляции и лэнгмюровская частота электронного пучка, а также нижегибридная плазменная частота соответственно. Несмотря на то что не совсем ясен тип волн, возбуждаемых во внешней среде и связанных с модуляцией пучка в камере электронной пушки, можно предположить, что этот результат связан с нелинейным взаимодействием волн пространственного заряда пучка электронов и волн модуляции, приводящий к биениям на разнице частот  $\omega_m, \omega_{be}$ . Резонансное усиление наблюдается, когда частота этих биений приближается к нижегибридной плазменной частоте  $\omega_{LH}$ . Еще одним интересным результатом, впервые полученным в этой работе, является удовлетворительная амплитудная корреляция зарегистрированных на станции ИК-25 электромагнитных волн и инкремента развития пучково-анизотропной, или электромагнитной (ЭМН) неустойчивости. В работе [13] проведено более детальное изучение механизма ЭМН-неустойчивости при инжекции пучка в плазму относительно возбуждения свистовых волн в ионосфере, а также сравнительный анализ экспериментальных результатов, связанных как с этой неустойчивостью, так и ППН.

В настоящей работе продолжено изучение возбуждения свистовых волн в высокочастотной области диапазона на первой гармонике электронной циклотронной частоты и их взаимодействия с окружающей плазмой. Циклотронное возбуждение волн в условиях нормального эффекта Доплера, распространяющихся в обратном направлении к точке инжекции пучка, и последующее их резонансное поглощение/рассеяние при взаимодействии с быстрыми заряженными частицами подтверждено по результатам регистрации частиц и полей на субспутнике. Изучение этих резонансных механизмов дает ответы на ряд вопросов, поставленных в работе [18] относительно аномальных электронных потоков, зарегистрированных на субспутнике «Магион-3» при проведении эксперимента АПЭКС на вит-

ках 431, 514. Численное и экспериментальное изучение пучково-плазменного взаимодействия для различных режимов инжекции пучков, как и представление результатов эксперимента получены либо в виде временной зависимости, либо в зависимости от некоторого характерного параметра, выбранного для изучения конкретного механизма взаимодействия. В последнем случае для анализа экспериментальных результатов использовался комплексный метод, когда объектом исследования были не только сами измерения ионосферных параметров в двух точках пространства, но также численные характеристики процессов для разных параметров пучка и плазмы, полученные на основе этих измерений. Широкий набор экспериментальных данных позволил проведение такого анализа для согласования результатов эксперимента и предполагаемого механизма взаимодействия. В настоящей работе основное внимание уделено изучению механизма электромагнитной неустойчивости (ЭМН) относительно раскачки свистовой моды при инжекции электронного пучка в условиях высокоширотной ионосферы. Для изучения резонансных и нерезонансных механизмов взаимодействия типа волна-частица при инжекции пучков в плазму главным объектом исследования были дифференциальные потоки заряженных частиц различных энергий, зарегистрированные на субспутнике «Магион-3».

В эксперименте АПЭКС многие параметры электронной инжекции близки к тем, которые наблюдались в ракетном эксперименте «Polar-5» с отгружаемым приборным отсеком, проведенном по аналогичной схеме «мать—дитя» [15]. За время инжекции электронного пучка с энергией 8—10 кэВ, произведенной с дочернего отсека, усиление низкоэнергичных электронных потоков было зарегистрировано спектрометрами на материнском отсеке на расстоянии 10—15 м вдоль силовых линий магнитного поля. Было сделано предположение, что на больших высотах индуцированные электронным пучком продольные волны могут стимулировать коллективные эффекты взаимодействия волн и частиц, способных вызвать рост электронных потоков тепловой плазмы. Эксперименты с электричес-

кими пучками проводились также на спутниках и космических челноках. Результаты этих исследований опубликованы в многочисленных обзорах и монографиях (например [4, 7]). Один из наиболее важных с практической точки зрения вопросов связан с изучением проблемы обмена большими токами между проводящими поверхностями и окружающей плазмой, а также поведением потенциала корпуса спутника. В нашем спутниковом активном эксперименте, проведенном в высокоширотной ионосфере на высотах 1450—1800 км (витки 201, 202), больших изменений потенциала корпуса спутника ИК-25 не зарегистрировано, возможно из-за того, что электронная инжекция проходила на фоне напуска нейтрального газа ксенона. Можно предположить, что напуск нейтрального газа или инжекция квазинейтральной плазмы способны эффективно нейтрализовать заряд пучка инжектированных частиц [16]. Предполагается также, что инжекция пучка ионов ксенона приводит к возбуждению волн в крайне низкочастотной (КНЧ) области спектра, максимум энергии которого сильно смещен относительно энергетического пика в спектре индуцированных электронной инжекцией волн таким образом, что в линейном приближении нет какой-либо параметрической связи между ними. Поэтому непосредственным влиянием инжекции ионного пучка на индуцированный электронным пучком ВЧ-спектр можно пренебречь.

## 2. НАУЧНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОНФИГУРАЦИЯ ИНЖЕКЦИЙ

Ионным инжектором был стационарный плазменный ускоритель с замкнутым дрейфом электронов и продольным ускорением ионов ксенона (УЗДП). Ионный ток изменялся в пределах  $I_{bi} \approx 2.0 \dots 2.6$  А, а выходная энергия ионов достигала 250 эВ. Для ускорения электронов использовалась прямоканальная 3-электродная пушка (ЭП) с частотой модуляции от 32 Гц до 250 кГц (в течение времени 2—12 с) после 1-й секунды *dc*-инжекции (без модуляции) и 1-с интервалами между элементарными циклами инжекций. Общая длительность одного цикла с перебором

частот 23 с, а мощность электронной инжекции в трех последовательных циклах составляла 30, 60, 90 % от номинальной. Управляющий электрод ЭП обеспечивал 100-процентную модуляцию электронного тока  $I_{be} \sim 100$  мА и, таким образом, формировал отдельные микроимпульсы длительностью 2 мкс. Пучки заряженных частиц инжектировались на фоне напуска нейтрального газа ксенона; скорость истечения газа 3 мг/с. Основные характеристики инжекторов и другие параметры пучково-плазменной системы (в экспериментах на витках 201, 202) представлены в таблице.

Для регистрации энергичных заряженных частиц на субспутнике использовался спектрометр ДОК-А, измерявший дифференциальные потоки электронов и ионов (протонов) для восьми энергетических ступеней в диапазоне 25—420 и 20—1300 кэВ соответственно. Для измерения потоков быстрых частиц две пары детекторов 1Е, 1Р и 2Е, 2Р, установленные на субспутнике «Магион-3», были ориентированы по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Детекторы 1Е, 1Р ориентированы вдоль оси  $z'$ , а детекторы 2Е, 2Р — в плоскости  $-x'$ ,  $-y'$ . Заряженные частицы мягких энергий регистрировались спектрометром МПС/ППС с двумя типами датчиков и общим блоком электроники. Электроны и ионы детектировались в диапазоне от 10 эВ до 20 кэВ с помощью двух тороидальных анализаторов (ППС) с шестью веерообразными секторами в плоскости параллельной оси  $z'$  таким образом, что измерения охватывали весь диапазон питч-углов. Потоки электронов по двум направлениям вдоль оси  $z'$  измерялись также с помощью цилиндрических электростатических анализаторов (МПС). Весь диапазон измерений делился на 16 энергетических ступеней и мог изменяться по команде. Составляющие магнитного поля на станции и субспутнике были измерены феррозондовыми магнитометрами СГР-5 и СГР-6 с точностью 1 нТл и 2/16 нТл соответственно. Точность измерений магнитометром, установленным на субспутнике, изменялась автоматически в зависимости от реальной величины магнитного поля  $|B_0|$ . Температура электронов  $T_e$  и плотность ионов тепловой плазмы  $n_i(V)$  (где

**Основные параметры пучково-плазменной системы в ионосфере**

Параметр		Значение
Плотность невозмущенной плазмы	$n_0 \approx n_{ix} (V \leq 1V)$	3000—7000 см <sup>-3</sup>
Температура электронов невозмущенной плазмы	$T_{ex}, T_{ey}, T_{ez}$	50000, 34000, 45000 К
Ток инъекции ионов ксенона и электронов	$I_{bi}, I_{be}$	2.1—2.4, 0.1 А
Максимальное ускоряющее напряжение для ионов/электронов	$U_i, U_e$	0.25, 10 кВ
Альвеновская и потоковая скорости электронов и ионов ксенона	$v_A, u, v_{iz}$	7500, 42000, 11 км/с
Средний поперечный размер ионного и электронного пучков	$r_{cx}, r_{ce}$	270, 10 м
Гирочастота ионов ксенона	$\omega_{cx}$	14—20 рад/с
Ленгмюровская частота ионного пучка	$\omega_{px}$	13—16 рад/с
Гирочастота водородной составляющей плазмы	$\omega_{ci}$	1900—2500 рад/с
Ленгмюровская частота водородной составляющей плазмы	$\omega_{pi}$	0.13—0.16 Мрад/с
Гирочастота электронов	$\omega_{ce}$	3.4—4.4 Мрад/с
Ленгмюровская частота электронов невозмущенной плазмы	$\omega_{pe}$	5.6—6.5 Мрад/с
Ленгмюровская частота электронов пучка в режиме <i>dc</i> -инъекции для модели полого пучка	$\omega_{be}$	0.13—0.14 Мрад/с
Частота модуляции тока электронов для 2—12 с <i>ac</i> -инъекции (после 1 с <i>dc</i> -инъекции)	$\omega_m / 2\pi$	32—250000 Гц

$0 < V < 12$  В — свипирующее напряжение на сетке ионной ловушки) были измерены с помощью комплексов КМ-10 и КМ-13, установленных на станции и субспутнике. Различные ионосферные параметры, такие как квазистационарное электрическое поле  $E$  (0.1—2 Гц) и электрическая/магнитная составляющие КНЧ-ОНЧ-волн, используемые в этой работе, измерялись научными приборами размещенными на обоих спутниках. Более детальные характеристики научных приборов, установленных в двойной спутниковой системе, приведены в работе [9].

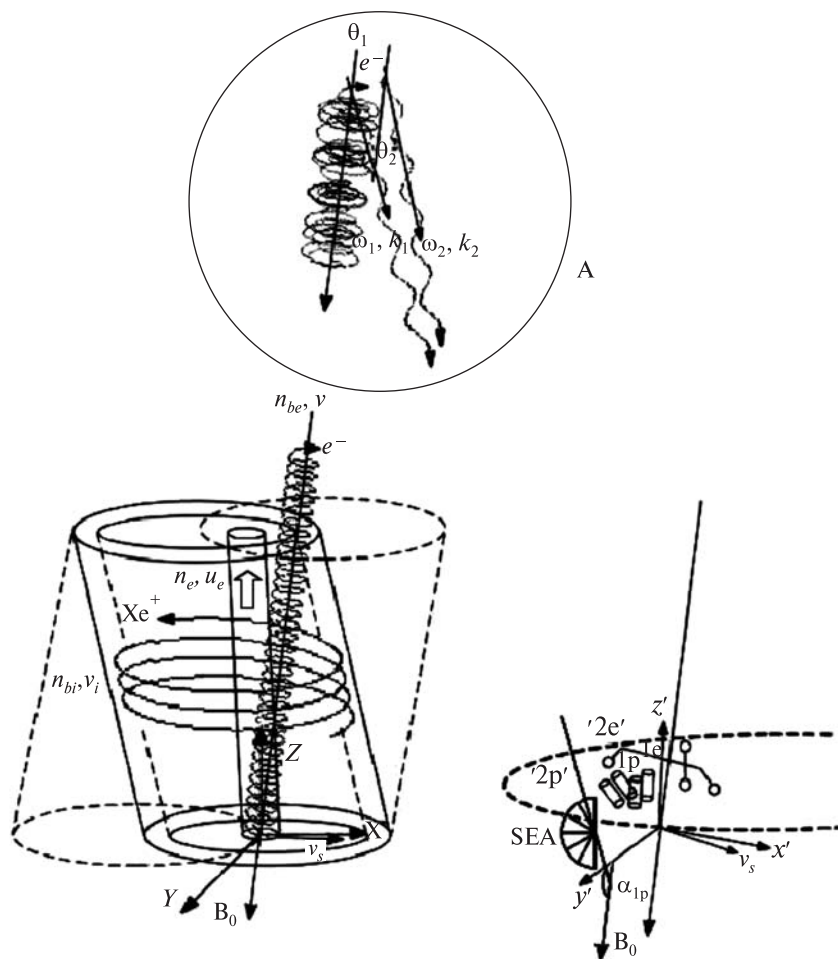
Пространственные составляющие поля, измеренные в прямоугольных системах координат  $X, Y, Z$  и  $x', y', z'$  на спутнике и субспутнике, преобразованы в новые для левополяризованной прямоугольной координатной системы  $x, y, z$  с осью  $z \parallel B_0$ . Углы  $\beta_3, \beta'_3$  между полем  $B_0$  и осями  $Z$  и  $z'$  для спутника/субспутника были определены с помощью магнитометров СГР-5 и СГР-6 соответственно. Расстояние между спутниками ИК-25 и «Магион-3» изменялось в пределах 110—120 км для рассматриваемых витков с активным режимом работы научной аппаратуры. К сожалению, точные данные о положении

субспутника на орбите не могут быть представлены в этой работе, но известно, что орбита субспутника эллиптически сильно вытянута вдоль орбиты основного спутника. Станция ИК-25 гиросtabilизирована по трем осям в пространстве в то время, как субспутник «Магион-3» гиросtabilизирован по одной оси  $z'$ , но с достаточно большим периодом прецессии около 8—9 мин. Весь активный цикл работы научной аппаратуры не превышал 10—12 мин, это время ограничивалось не только энергетической емкостью источника питания на ИК-25, но и объемом памяти на «Магион-3» с его относительно высокоскоростной телеметрией. С учетом последнего обстоятельства научная аппаратура на субспутнике включалась незадолго до начала активного цикла инъекций. Данные телеметрии, полученные во время сбоя в работе научной аппаратуры были помечены битом «фальш», который был общим для всего телеметрического кадра, но не всегда истинным для отдельных приборов, или измеряемых параметров. Для исключения неоднозначности все экспериментальные данные, представленные ниже, соответствуют биту «истина».

### 3. ОСНОВНЫЕ МОМЕНТЫ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Конфигурация инжекции электронного пучка сквозь пучок ионов ксенона является аксиально-несимметричной относительно направления магнитного поля из-за малости составляющей скорости ионов пучка ( $v_{iz}/u \sim 3 \cdot 10^{-4}$ ), которая сравнима со скоростью спутника ( $v_{iz}/v_s \sim 1.5$ ), движущегося под некоторым углом к магнитному полю (рис. 1). В присутствии земного маг-

нитного поля, коллимирующего потоки инжектированных частиц (ионов, электронов) вдоль силовых линий, определяющим фактором взаимной конфигурации пучков является соотношение питч-углов инжекций относительно предельного значения  $90^\circ$ . В том случае, когда оба питч-угла  $\alpha_p$  для ионов и электронов превышают  $90^\circ$  или меньше  $90^\circ$ , конфигурацию инжекций можно считать сквозной в зависимости от ориентации вектора спутника по отношению к силовым линиям  $B_0$ . Например, в случае прове-



**Рис. 1.** Инжекция электронного пучка ( $e^-$ ) сквозь полый пучок ионов ксенона  $Xe^+$  с плотностью и скоростью пучков  $n_{be}, v$  и  $n_{bi}, v_i$  соответственно. Напуск электронов с плотностью и потоковой скоростью  $n_e, u_e$  для компенсации заряда ионного пучка на выходе УЗДП показан широкой стрелкой вверх. Векторы  $B_0$  и  $v_s$  показывают направление квазипостоянного магнитного поля и скорости спутника в системе координат  $X, Y, Z$ , ось  $Z$  направлена от Земли.  $A$  — область генерации свистовых мод  $\omega, k$  пучком электронов под углом  $\theta$  к магнитному полю. «1e», «1p», «2e», «2p» — две пары датчиков для регистрации энергичных частиц прибором ДОК-А, SEA — шестисекторный датчик мягких электронов спектрометра МПС/ППС,  $\alpha_{p1}$  — питч-угол регистрации для 1-го сектора в системе координат  $x', y', z'$

дения активного эксперимента в экваториальных широтах (где  $v_s \parallel B_0$ ) конфигурация инъекций была бы почти соосной и это был бы наиболее интересный и многообещающий случай, от которого можно было бы ожидать самых неожиданных результатов в зависимости от строгости коллинеарности. Все другие случаи взаимных направлений вызовут разнонаправленные потоки инъекций. В общем случае инъекции пучка в пучок при определенных параметрах инъекции генерируемые ВЧ-осцилляции могут достигнуть уровня насыщения (соответствующему началу нелинейного режима), начиная с которого спектр расширяется в сторону низких частот. Несмотря на достаточно критичные условия, при которых эстафетная перекачка энергии ВЧ-волн может достигнуть длинных масштабов (ВЧ  $\rightarrow$  НЧ  $\rightarrow$  КНЧ-УНЧ), механизм такого спокойного (контролируемого) стока волновой энергии не запрещен с точки зрения его реализации. Можно утверждать, что генерация волн ультранизких частот (УНЧ), а также контроль механизма нелинейного взаимодействия электронного пучка с ионосферной плазмой и трансформация энергии в длинные масштабы являются предметом научного интереса. При этом сами плазменные неустойчивости (ППН, ЭМН, модуляционная), неизбежно возникающие при неидеальной (косой) конфигурации инъекций, играют роль паразитных, разрушающих структуру пучка.

При косой инъекции полый пучок тяжелых ионов ксенона, инжектированный с разбросом питч-углов  $\Delta\alpha_{pi} \approx 60^\circ$  (максимумом плотности в пределах  $\Delta\alpha_{pi} \leq 30^\circ$ ), играет роль дополнительного поглощающего слоя с переменными параметрами для индуцированных электронным пучком волн вдоль всей области взаимодействия, однако этот вопрос находится в стороне от основной задачи настоящей работы. И в этом смысле мы имеем право утверждать, что оно проводится последовательно, по возможности абстрагируясь от ряда комплексных факторов. Это в значительной мере касается и самих экспериментальных данных. Сама идеология проведения активного эксперимента в космической плазме в течение весьма короткого промежутка времени требует отношения к нему, как

к обычному лабораторному эксперименту. И чем спокойнее магнитосфера, тем более достоверны полученные результаты. Хотя это самое общее требование, но в нашем случае оно имеет определяющее значение.

**3.1. Токковая структура пучка.** При инъекции низкоэнергичного электронного пучка ( $\sim 10$  кэВ) в ионосферную плазму развитие плазменных неустойчивостей и возбуждение электромагнитных полей существенно зависит от формы и плотности пучка. С другой стороны, для сложных токовых систем профиль инжектированного пучка существенно зависит также от плотности энергии возбуждаемых волн, которые в свою очередь модулируют электронный пучок. Для определения основных характеристик в процессе возбуждения волн предполагается, что электроны инжектированы (в точке  $z \approx 0$ ) при наличии электрического поля поляризации, существующего в течение времени инъекции  $1$  с и модулирующего заряд пучка в ближней области инъекции. После нескольких гировращений плотного пучка частицы силы электростатического отталкивания преобразуют его в полый поток со средней плотностью  $n_{ba}$  ( $a = e, i$ ), определяемой выражением

$$I_{ba} \cong 2\pi \int_{r_1}^{r_2} ev_z(r)n_{ba}(r)r dr,$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — минимальный и максимальный радиус вращения заряженной частицы на внутренней и внешней границах полого пучка,  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . Средняя потоковая скорость определена как

$$u \equiv \langle v_z \rangle_\alpha = (1 / \Delta\alpha') \int_{\Delta\alpha'} v \cos(\alpha_p + \alpha) d\alpha,$$

где эффективный питч-угловой раствор  $\Delta\alpha' > \Delta\alpha_0$  (примерно  $2-3^\circ$  и  $60^\circ$  для электронов и ионов соответственно при  $z=0$ ). Эффективный раствор питч-углов для электронов

$$\Delta\alpha' \approx \Delta\alpha_0 + \frac{\pi e}{m\nu\omega_{ce}} (\delta\bar{E}_x + \nu\delta\bar{B}_z \sin\alpha_{pe} - \nu\delta\bar{B}_y \cos\alpha_{pe}) \quad (1)$$

отражает амплитудную модуляцию пучка квазипостоянными полями в области инъекции за время  $t \approx 1$  с, где  $e, m$  — заряд и масса элект-

рона, а  $\omega_{ce}$  — электронная гирочастота. Черта сверху ( $\delta M_{x,y,z} = \overline{M_{x,y,z}} - \overline{M_{x,y,z}}$ ) обозначает эмпирическое среднее за интервал времени  $\Delta t \approx (7...10)\Delta t_0$  для какого-либо измерения  $M$ , где  $\Delta t_0$  — продолжительность телеметрического кадра для ИК-25 и  $v$  — скорость электрона при  $z=0$  (на выходе модулятора ЭП). Сглаживание физических величин в полуэмпирической формуле (1) имеет важное значение для исключения влияния быстрых флуктуаций при расчете плотности инжектированного пучка; без такой сглаживающей процедуры возрастает вероятность появления численной неустойчивости. Оценка амплитуды флуктуаций поперечных и продольных составляющих скорости инжектированных частиц в равновесном случае определялись как  $\delta v_{\perp,z} \leq \max\{v_{\perp,z} - \langle v_{\perp,z} \rangle_\alpha\}$ , а тепловая скорость электронов потока — как  $v_{be} \sim (\delta v_z^2 + \delta v_\perp^2)^{1/2}$ , здесь  $v_\perp \equiv (v_x^2 + v_y^2)^{1/2}$ . Это дало возможность использовать эффективную угловую расходимость  $\Delta\psi \equiv \cos^3(\alpha_{pe} - \Delta\alpha'/2) - \cos^3(\alpha_{pe} + \Delta\alpha'/2)$  как меру нагрева пучка.

**3.2. Модуляция электронного тока пучка.** Неоднородный электронный пучок в камере ЭП производится в две стадии. На протяжении короткого времени взаимодействия с управляющим полем модулятора  $\tau_i \omega_m \ll 1$  ( $\tau_i = 2$  мкс) низкоэнергичный электронный пучок вначале модулируется по скорости, затем пучок дополнительно ускоряется в пространстве между анодом и сеточным модулятором. Наиболее важными параметрами взаимодействия электронов с полем в модуляторе ЭП являются глубина модуляции  $\rho$ , изменение фазы поля  $\Theta_1$ , или эффективность воздействия управляющего поля на пучок электронов  $G = 2 \sin(\Theta_1/2) / \Theta_1$  [10]. В режиме модуляции пучка в камере ЭП (в простейшем случае свободного гировращения электронов во внешнем пространстве) спектральный состав тока электронов  $I_{be}$  определяется выражением

$$I_{be}(z,t) = I_0 + 2I_0 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n(nX_D(z)) \times \cos n[\omega_m t - \Theta_D(z) - \Theta_1/2], \quad (2)$$

где  $J_n(nX_D(z))$  — функция Бесселя, а  $X_D(z) = \rho G \Theta_D(z) / 2$  — параметр бунчировки тока пучка

на длине  $z$ . Ток  $I_0$  определен для первой секунды  $dc$ -инжекции. Амплитуды гармоник конвекционного тока пучка определяются выражением  $I_{be}^n(z,t) = 2I_0 J_n(nX_D(z))$ . В режиме модуляции ленгмюровская частота электронного пучка  $\omega_{be}$  определена для первой гармоники  $I_{be}^1$  конвекционного тока. Однако динамика электронов пучка в ионосферной плазме сильно зависит от возбуждаемых в результате электромагнитной неустойчивости поперечных волн и собственных полей, связанных с плотностью заряда и тока пучка [11]. Индуцированные пучком волны, распространяясь назад к точке инжекции, приводят к модуляции скорости электронов вдоль тела пучка, образуя обратную связь в пучково-плазменной системе. Несмотря на то что возмущение скорости электронов пучка, определенное с помощью соотношения (1), используется только для оценки эффективной питч-угловой расходимости пучка, вопросы самосогласованного взаимодействия пучка и полей в плазме остаются вне области нашего внимания. Ток  $I_{be}(z,t)$  в режиме модуляции определяется для первой гармоники конвекционного тока. Вопрос компенсации заряда пучка ионами окружающей плазмы является достаточно сложной проблемой и не рассматривается здесь.

**3.3. Электромагнитная неустойчивость.** Электронный пучок, движущийся сквозь ионосферную плазму вдоль силовых линий магнитного поля, может возбуждать электромагнитные волны в диапазоне частот  $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$  для случая относительно слабого магнитного поля. Известно, что в гидродинамическом приближении поперечные волны с  $k_\perp = 0$  не возбуждаются холодным пучком с потоковой скоростью  $u$ . Однако электромагнитная, или пучково-анизотропная неустойчивость очень чувствительна к анизотропии функции распределения пучка. В этом случае неустойчивость может возрастать даже при условии  $\cos\theta \approx 1$ . Составляющие тензора диэлектрической проницаемости плазмы при наличии электронов пучка содержат маленькую поправку  $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^0 + \epsilon'_{ij}$ , где  $\epsilon_{ij}^0$  и  $\epsilon'_{ij}$  — составляющие тензора диэлектрической проницаемости для холодной плазмы и частиц пучка соответственно. При отсутствии пучка электронов соот-

ветствующая форма общей диэлектрической проницаемости плазмы относительно возбуждения свистовых волн ( $\omega^2 \ll \omega_{pe}^2$ ,  $\theta \neq 0$ ) может быть представлена в форме [6]

$$N^2 \cos^2 \theta \approx \epsilon_{11}^0 \mp i \epsilon_{12}^0, \quad (3)$$

где  $N^2 = c^2 k^2 / \omega^2$ , а составляющими тензора диэлектрической проницаемости плазмы являются величины

$$\begin{aligned} \epsilon_{11}^0 &= -\omega_{pe}^2 / (\omega^2 - \omega_{ce}^2), \\ \epsilon_{12}^0 &= -i \omega_{pe}^2 \omega_{ce} / [\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)]. \end{aligned}$$

Для достаточно плотной плазмы ( $\omega_{pe}^2 \gg \omega_{ce}^2$ ) и квазипродольного распространения волн решение уравнения (3) относительно возбуждения волн свистового диапазона может быть представлено выражением

$$\omega(k, \theta) = \frac{|\omega_{ce}| c^2 k^2 \cos \theta}{\omega_{pe}^2 + c^2 k^2}. \quad (4)$$

Соответствующее уравнение для возбуждения свистовых волн в пучково-плазменной системе может быть представлено в виде

$$N^2 \cos \theta \pm i \epsilon_{12}^0 - \epsilon_{\pm}' / \cos \theta = 0, \quad (5)$$

где  $\epsilon_{\pm}' = (\epsilon_{11}' \mp 2i \cos \theta \epsilon_{12}' + \cos^2 \theta \epsilon_{22}') / 2$  являются поправками составляющих тензора диэлектрической проницаемости из-за наличия электронов пучка. Составляющими тензора, обусловленными разогретым пучком, в кинетическом приближении являются

$$\begin{aligned} \epsilon_{11}' &= \frac{4\pi e^2}{m\omega} \left\langle \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_n \Phi_{\perp} v_{\perp}^2 \frac{n^2}{\xi^2} J_n^2(\xi) \right\rangle, \\ \epsilon_{12}' &= \frac{4\pi e^2}{m\omega} \left\langle \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_n \Phi_{\perp} i v_{\perp}^2 \frac{n J_n J_n'}{\xi} \right\rangle, \\ \epsilon_{22}' &= \frac{4\pi e^2}{m\omega} \left\langle \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_n \Phi_{\perp} v_{\perp}^2 J_n'^2(\xi) \right\rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\zeta_n = (\omega - n\omega_{ce} - k_z v_z)^{-1}$ ,  $\xi = k_{\perp} v_{\perp} / \omega_{ce}$  и  $\langle \dots \rangle = \int (\dots) v_{\perp} dv_{\perp} dv_z$ . Здесь  $k_z$  — продольная составляющая волнового вектора для волн, распространяющихся под углом  $\theta$  к магнитному полю в прямоугольной системе координат  $x, y, z$ , и

$$\Phi_{\perp} = \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial F'}{\partial v_{\perp}} + \frac{k_z}{\omega} \left( \frac{\partial F'}{\partial v_z} - \frac{v_z}{v_{\perp}} \frac{\partial F'}{\partial v_{\perp}} \right). \quad (7)$$

Функция распределения электронов пучка определена в виде

$$F' = n_{be}^0 \delta(v_z - u) f_{\perp}(\epsilon_{\perp}) \quad (\epsilon_{\perp} = v_{\perp}^2 / 2)$$

таким образом, что

$$\begin{aligned} \overline{v_{\perp}^2} / 2 &\equiv \int \epsilon_{\perp} f_{\perp}(\epsilon_{\perp}) d\epsilon_{\perp} \neq 0, \\ I_A &= \int \epsilon_{\perp} f'_{\perp}(\epsilon_{\perp}) d\epsilon_{\perp} \neq -1, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $n_{be}^0$  — равновесное значение плотности пучка электронов,  $f_{\perp}(v_x^2 + v_y^2)$  — двумерная функция распределения пучка соответственно. Используя составляющие  $\epsilon'_{ij}$ , определенные в уравнении (6), выражение для  $\epsilon'_{\pm}$  может быть представлено в форме

$$\epsilon'_{\pm} = \frac{4\pi e^2}{m\omega} \left\langle \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_n \Phi_{\perp} [ (n/\xi) J_n(\xi) \pm \cos \theta J_n'(\xi) ]^2 \cdot \frac{v_{\perp}^2}{2} \right\rangle. \quad (9)$$

Путем суммирования по  $n = -1, 0, +1$  и интегрирования в пространстве фазовых скоростей  $\langle \dots \rangle$  это уравнение для  $\theta \neq 0$  может быть сведено к следующему:

$$\begin{aligned} \epsilon'_{\pm} &= -\frac{\omega_{be}^2}{4\omega^2} \left[ \frac{I_A (\omega - k_z u) (1 \pm \cos \theta)^2}{\omega - \omega_{ce} - k_z u} + \right. \\ &+ \frac{k_z^2 (\overline{v_{\perp}^2} / 2) (1 \pm \cos \theta)^2}{(\omega - \omega_{ce} - k_z u)^2} + \frac{I_A (\omega - k_z u) (1 \mp \cos \theta)^2}{\omega + \omega_{ce} - k_z u} + \\ &\left. + \frac{k_z^2 (\overline{v_{\perp}^2} / 2) (1 \mp \cos \theta)^2}{(\omega + \omega_{ce} - k_z u)^2} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

которое для случая  $\theta = 0$  переходит в  $\epsilon'_{\pm}$ , описанное в работе [6], здесь  $\omega_{be}^2 = 4\pi e^2 n_{be}^0 / m$ . Третий и четвертый член с правой стороны уравнения (10) можно не учитывать, если первые два являются резонансными, и наоборот для случая очень энергичных пучков. Как результат дисперсионное уравнение для возбуждения свистовой моды может быть представлено в форме ( $|\epsilon_{11}^0| \ll |\epsilon_{12}^0|$ ):

$$\begin{aligned} &\frac{c^2 k^2 \cos \theta}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \approx \\ &\approx -\frac{\omega_{be}^2 \chi_{\pm}}{4\omega^2} \left[ \frac{I_A (\omega - k_z u)}{\omega - \omega_{ce} - k_z u} + \frac{k_z^2 (\overline{v_{\perp}^2} / 2)}{(\omega - \omega_{ce} - k_z u)^2} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\chi_{\pm} = (1 \pm \cos \theta)^2$ . Из уравнения (11) следует, что возбуждение электромагнитных волн про-



исходит в диапазоне частот  $\omega - \omega_{ce} - k_z u \approx 0$  для случая  $\epsilon'_+$  (нормальный эффект Доплера,  $n = 1$ ), или при  $k_z \approx -\omega_{ce} / u$ . Из этого следует также, что в этих условиях благодаря развитию электромагнитной неустойчивости возбуждаются назад распространяющиеся волны свистового диапазона. Этот случай представляет особый интерес, так как экспериментальная диагностика на «Магион-3» и его ориентация в пространстве (см. рис. 1) способствует изучению этой неустойчивости. В приближении пучков с малой плотностью  $n_{be} \ll n_0$  и абсолютным характером развития неустойчивости, решение уравнения (11) может быть получено для частот  $\omega \approx k_z u + n |\omega_{ce}| + \epsilon$ , где частота  $\omega$  соответствует решению дисперсионного уравнения относительно возбуждения свистовых волн в ионосферной плазме, и  $\epsilon = \delta\omega + i\gamma$  ( $|\epsilon| \ll |\omega|, n = 0, \pm 1$ ). Для умеренных расстройк, когда  $|\epsilon / (\omega - k_z u)| \ll 1$ , или  $|\epsilon(\omega - k_z u)| \ll |(\omega - k_z u)^2 - \omega_{ce}^2|$ , линеаризуя уравнение (11) по малому параметру  $|\eta| = |\epsilon / \omega| \ll 1$  и пренебрегая членами порядка  $\eta^3, \eta^4$ , дисперсионное уравнение может быть сведено к форме  $A\eta^2 + B\eta + C = 0$ , где величины  $A, B, C$  представляют собой очень громоздкие функции параметров  $\omega_{pe}, \omega_{ce}, \omega, \omega_{be}, u, v_{\perp}$ . В этом случае нормированная скорость роста  $\gamma / \omega \equiv \text{Im}\eta$  возбуждаемых волн равна величине

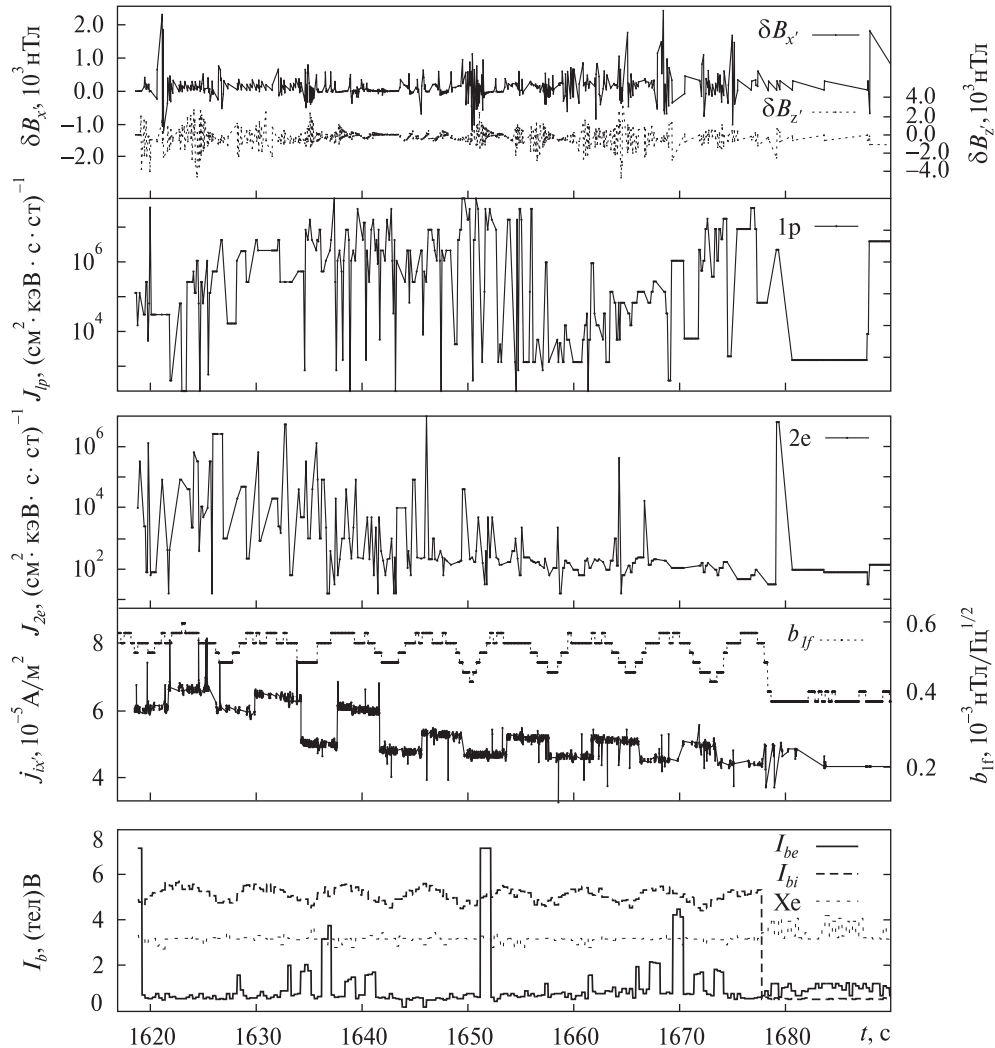
$$\text{Im}\eta = \frac{+\sqrt{|B^2 - 4AC|}}{2A}, \quad B^2 \leq 4AC. \quad (12)$$

Несмотря на то, что дисперсионное уравнение (11) было получено в кинетическом приближении, решение этого уравнения относительно скорости роста волн имеет квазигидродинамический характер  $\gamma \equiv \gamma^h$  в том смысле, что основная группа электронов пучка ответственна за развитие неустойчивости.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При инжекции электронного пучка сквозь пучок ионов ксенона наблюдаются возмущения составляющих квазипостоянного магнитного поля как вблизи точки инжекции на станции ИК-25, так и в отдаленной области плазмы на субспутнике «Магион-3». На рис. 2 и 3 для витков 201 и 202 соответственно представлены возмущения квазипостоянного магнитного поля, зарегист-

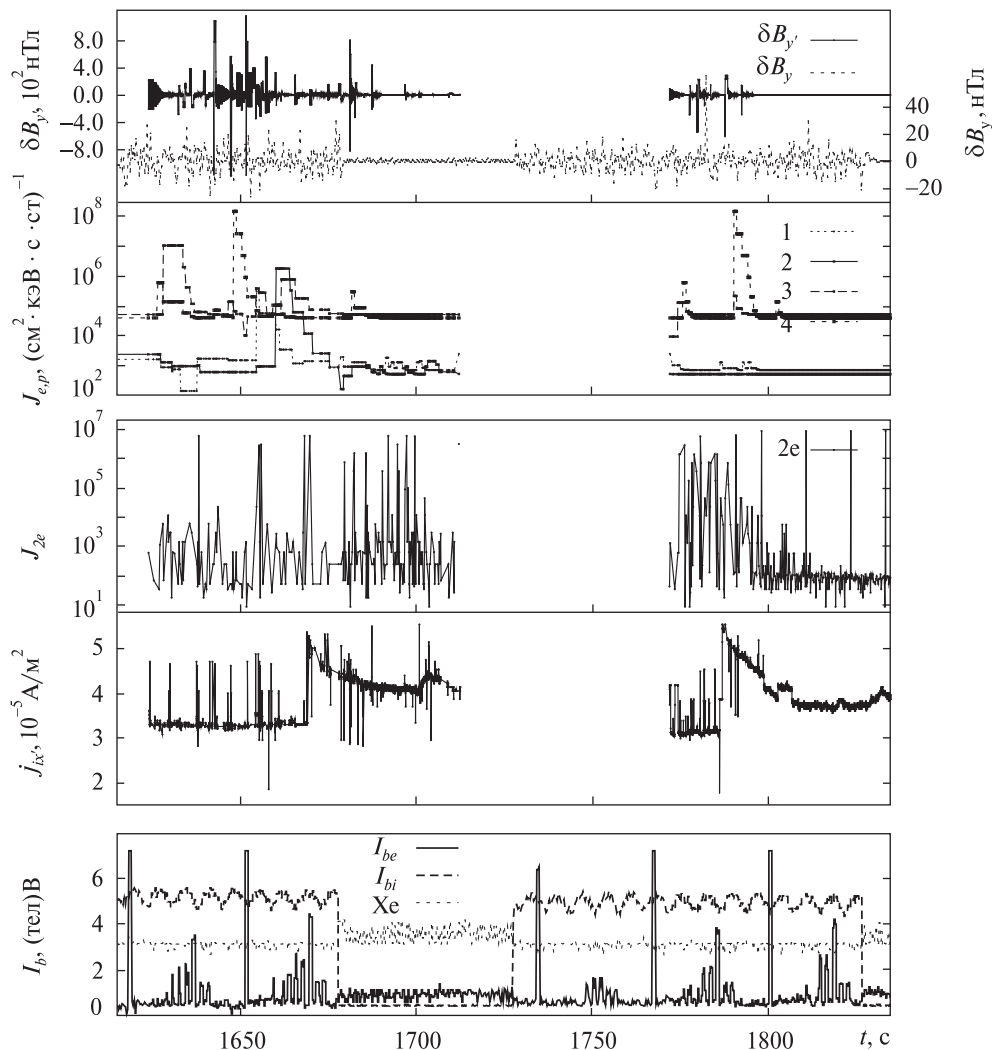
рированные феррозондовыми магнитометрами в двух точках ионосферной плазмы. Амплитуда зарегистрированных на субспутнике возмущений магнитного поля  $\delta B_{x',y',z'} = B_{x',y',z'} - B^{x',y',z'}$  в рассматриваемых экспериментах достигала 1000 нТл и выше, в то время как возмущения магнитного поля в точке инжекции на станции зарегистрированы намного менее интенсивными и достигают 20—30 нТл по амплитуде (рис. 3). На этом рисунке представлены возмущения по одной поперечной составляющей магнитного поля  $\delta B_y, \delta B_{y'}$ , зарегистрированные на станции и субспутнике. Результаты возмущений магнитного поля пучком электронов ранее представлены в работе [9] для случая, когда электронный и ионный потоки были инжектированы в противоположных направлениях вдоль магнитных силовых линий, а их величины достигали значений порядка 500 нТл в ближней области инжекции (виток 266), что на два порядка выше по амплитуде от номинального значения  $\delta B \sim I_{be} / r_{ce} \approx 10 \dots 20$  нТл. Аномально большие значения были зарегистрированы для случая, когда потоковая скорость электронов была близка к альвеновской скорости  $u \sim v_A$ . Поэтому возбуждение УНЧ-составляющих магнитного поля в диапазоне частот  $\omega \leq \omega_{ci}$ , наблюдаемое на витке 266, было связано с альвеновским резонансом. Экспериментально подтверждено, что возбуждение волн сильно зависит от теплового нагрева пучка,  $v_{be} \sim (\delta v_z^2 + \delta v_{\perp}^2)^{1/2}$ . Чем холоднее электроны пучка, тем выше уровень возбуждения КНЧ-ОНЧ-волн при неустойчивости. Этот экспериментальный результат хорошо согласуется с кинетической теорией пучково-плазменного взаимодействия. Большие значения возмущений магнитного поля, наблюдаемые на субспутнике достойны отдельного исследования, а в условиях инжекции двух пучков по 1 кВт мощности механизм генерации не кажется очевидным и простым. Возмущения магнитного поля в дальней области инжекции могут быть представлены, как суперпозиция огибающей пакета альвеновских волн (сигнал) и медленно изменяющихся полей, индуцированных нелинейными токами в плазме [8, 17]. Все представленные данные на рис. 2, 3 доказывают наличие значитель-



**Рис. 2.** Вариации возмущений составляющих поперечного и продольного квазипостоянного магнитного поля  $\delta B_{x',z'}$  (0.1–2 Гц), измеренные на субспутнике «Магион-3», дифференциальные потоки ионов  $J_{1p}$  и электронов  $J_{2e}$  (спектрометр ДОК-А) с энергией  $\epsilon_{1p} = 40$  кэВ и  $\epsilon_{2e} = 180$  кэВ для направления «1» и «2» соответственно; плотность ионных потоков тепловой плазмы  $j_{ic}$ , измеренных в направлении  $-x'$  на субспутнике, а также магнитная составляющая  $b_{if}$  ОНЧ-волн (9.6 кГц) представлены в зависимости от времени в активном эксперименте на витке 201. Активный режим работы электронной пушки (ток  $I_{be}$ ), инъекция ионного пучка (ток  $I_{bi}$ ) и напуск нейтрального газа ксенона (Xe) в телеметрических вольтах представлены в нижней части рисунка. Отсчет времени  $t$  произведен относительно момента времени 1 ч 26 мин 59 с (UT) перед началом инъекций (высота орбиты  $H = 1450...1715$  км), расстояние между спутником и субспутником  $d \approx 110$  км,  $\beta_3 \equiv \beta_3(\mathbf{B}_0, \hat{\mathbf{Z}}) \approx 140...155^\circ$ ,  $\beta'_3 \equiv \beta_3(\mathbf{B}_0, \hat{\mathbf{z}}') \approx 140...165^\circ$ , параметр МакИлвайна —  $L = 1.39...1.51$

ных возмущений составляющих магнитного поля, индуцированных после электронной инъекции и зарегистрированных на «Магион-3», а также более слабые возмущения вблизи ИК-25, стимулированные инъекцией ионов ксенона. Эти возмущения достаточно хорошо скоррели-

рованы с циклами инъекции ионов, представленными в нижней части этих рисунков и ранее более детально изучены в работе [3]. Отсутствие данных на рис. 3 вызваны техническими проблемами при передаче телеметрических данных со субспутника.



**Рис. 3.** Поперечные вариации составляющих квазипостоянного магнитного поля  $\delta B_{y'}$  и  $\delta B_y$ , измеренных на спутниках «Магион-3» и ИК-25 соответственно; дифференциальные потоки электронов  $J_e$  ( $1 - \varepsilon_{1e} = 1.99$  кэВ,  $2 - \varepsilon_{1e} = 2.8$  кэВ) и протонов мягких энергий  $J_p$  ( $3 - \varepsilon_{1p} = 7$  эВ,  $4 - \varepsilon_{1p} = 24$  эВ, прибор МПС/ППС), потоки электронов с энергией  $\varepsilon_{2e} = 180$  кэВ (спектрометр ДОК-А), измеренные на субспутнике, плотность ионных потоков тепловой плазмы  $j_{ix'}$ , а также активный цикл работы инжекторов представлены в зависимости от времени для витка 202. Отсчет времени  $t$  произведен относительно момента 3 ч 24 мин 22 с (UT) (до начала инъекций), высота орбиты  $H = 1490...1798$  км, расстояние между спутниками  $d \approx 120$  км,  $\beta_3 \approx 140...165^\circ$ ,  $\beta'_3 \approx 135...170^\circ$ ,  $L = 1.32...1.46$

В верхней части рис. 2 представлены также дифференциальные потоки быстрых ионов и электронов, зарегистрированные для направлений «1р», «2е» на субспутнике. Поведение этих потоков довольно характерно, но из этого не стоит делать каких-либо умозаключений, отметим только максимальную мощность инжекции электронного пучка для третьего 23-с цикла

(90 %). На этом же рисунке ниже представлены медленные амплитудные вариации ОНЧ-составляющие магнитного поля  $b_{yf}$  ( $\omega/2\pi = 9.6$  кГц) в точке инжекции и ионные потоки тепловой плазмы  $j_{ix'}$ , зарегистрированные ионной ловушкой в направлении  $-x'$  на «Магион-3». В работе [13] для этого случая приведены также данные потенциала корпуса спутника  $P_s$  в точ-

ке инъекции, изменения которого происходят синхронно с амплитудой вариаций  $b_{\gamma}$  для 9.6 кГц и вариациями тока инъекции ионов ксенона  $I_{bi}$ . Плотность ионных потоков тепловой плазмы  $j_{ix'}$  также имеет характер 10-с вариаций, однако с некоторым запаздыванием, что вполне естественно, если связывать их с инъекцией ионов ксенона и учитывая обратное значение инкремента возбуждения электромагнитных КНЧ-ОНЧ волн ( $\gamma_{ULF} < \omega_{ULF}$ ). Природа вариаций  $j_{ix'}$  на «Магион-3» может быть связана в конечном счете с параметрами тока ионов в камере УЗДП, как в рассматриваемом случае *dc*-инъекции ионов (без частотной модуляции), так и с электронной инъекцией, поскольку она также присутствует.

Совсем другое поведение ионных потоков тепловой плазмы обнаружено на орбите 202 (рис. 3) — резонансный характер изменений ионных потоков наблюдается, когда частота модуляции тока электронного пучка приближается к  $\omega_m / 2\pi = 62.5$  кГц. Эта частота модуляции близка к диапазону частот  $\omega_{ce} / 2\pi / 6 \approx 80 \dots 100$  кГц, используемому в наших расчетах для определения различных характеристик возбуждаемых электромагнитных волн в области свистящих атмосфериков. Резонансный (аномальный) характер проявляется также для дифференциальных потоков электронов и ионов  $J_{e,p}$  (кривые в виде гистограм 1—4, спектрометр МПС/ППС) и энергичных электронов  $J_{2e}$  (ДОК-А), наблюдаемых на субспутнике. Легко заметить повторяемость резонансных явлений при модулированной инъекции электронного пучка, однако более конкретные выводы можно сделать после проведения дополнительного анализа этих явлений.

Кратко сформулируем основные результаты, полученные в активном эксперименте на витках 201, 202 при инъекции пучка электронов сквозь ионный (рис. 2, 3).

- Это прежде всего почти синхронные вариации с периодом 8—10 с ионных потоков тепловой плазмы, потенциала корпуса и амплитуды магнитной составляющей ОНЧ-волн (9.6 кГц) на станции ИК-25, связанные с инъекцией ионов ксенона.

- Характерное уменьшение амплитуды возмущений потоков энергичных электронов  $J_{2e}$  и ионных тепловых потоков  $j_{ix'}$ , наблюдаемое на субспутнике, обратно коррелирует с мощностью электронной инъекции для 23-с циклов (30, 60, 90 %). На рис. 2 представлены последние два цикла. Возможно, это происходит на фоне медленных естественных ионосферных изменений, но более вероятно, что подобная регулярность связана с ростом нелинейного воздействия ВЧ-волн и подавлением низкочастотной составляющей при инъекции пучка в пучок.

- Возмущения потоков ионов  $J_{1p}$  (40 кэВ) демонстрируют зависимость от частоты модуляции электронного пучка, так же как и возмущения составляющих квазистационарного магнитного поля.

- При некоторых параметрах пучка и плазмы (виток 202) наблюдаются ярко выраженные резонансные эффекты.

Что касается потоков быстрых частиц, зарегистрированных четырьмя спектроанализаторами на «Магион-3», то косвенное подтверждение высыпания электронов с энергиями, на порядок большими по величине, чем энергия инжектированных электронов, ранее было получено в ракетном эксперименте «Аракс» (0.5 А, 27 кэВ). Позже вспышки рентгеновских лучей, наблюдаемые в эксперименте «Триггер», были также связаны с высыпанием быстрых частиц [4, 19]. Необходимо подчеркнуть, что все эти эксперименты, включая вышеописанные на спутниках ИК-25 и «Магион-3» были проведены в различных ионосферных условиях. Поэтому их результаты можно сравнивать только в самом первом приближении.

Очевидно, что представленные возмущения однозначно связаны с инъекцией электронного/ионного пучков, но для получения более детальных характеристик пучково-плазменного взаимодействия в отдаленной области ионосферной плазмы необходимо провести дополнительный анализ. Для этого на второй стадии обработки комплексных данных был использован специальный вычислительный алгоритм. Измеренные данные и численные характеристики процессов на активной стадии эксперимента

с включенным электронным ускорителем,  $h_j$  и  $s_j$  соответственно, были преобразованы (с элементами моделирования активного эксперимента в космосе) в новую цифровую последовательность,  $h_j(t), s_j(t), p(t) \Rightarrow h_j(p), s_j(p)$ , в порядке возрастания параметра  $p$ . Как результат более комплексной обработки данных эксперимента, все последующие рисунки демонстрируют новые зависимости в виде функций некоторого численного параметра  $p$ . Для проведения такого анализа необходимо выполнение ряда условий, обязательными из которых были спокойные ионосферные условия в рассматриваемый период времени. Поскольку передача телеметрии со спутника и субспутника производилась независимо и с различной скоростью, то для того чтобы сформировать единый поток цифровых данных с обоих спутников, телеметрические данные были предварительно синхронизованы. Различные аспекты этой методики и алгоритмы решения для поставленных задач подробно описаны в предыдущих работах, например в [1].

Именно в такой форме представлены все последующие данные. Вверху на рис. 4, 5 представлены расчетные значения скорости роста  $\gamma^h, \gamma^k$  электромагнитной (свистовой моды) и потенциальных волн пучка в зависимости от частотного соотношения триплета волн  $p \equiv p_1 = |\omega_m - \omega_{be}| / \omega_{LH}$ , где  $\omega_{LH}$  — резонансная нижнегибридная частота. Возбуждение свистовых волн происходит для ионосферных условий, рассмотренных в п. 3.3, когда распространяющиеся в обратном направлении волны (отрицательные значения  $k$ ) возбуждаются благодаря нормальному эффекту Доплера и направлены к источнику инжекции. Для получения нормированной скорости роста, представленной на этих фигурах, уравнение (12) решено для маленьких расстройок частоты посредством  $500 \times 500$ -итераций по параметрам  $\omega$  и  $k$  около их резонансных значений на каждом временном шаге. Для сравнения скорости роста электромагнитной и пучково-плазменной неустойчивостей, было рассмотрено возбуждение продольных волн на основе кинетического приближения [5]. Для системы «холодная плазма — разогретый пучок» скорость роста этих волн вблизи частот  $\omega = \omega_{\pm} + \epsilon$  может

быть представлена выражением

$$\gamma^k = -\frac{\sqrt{\pi} \omega_{be}^2 \omega_{\pm}}{2k^2 v_{be}^2} \frac{x_{be}^{|n|}}{2^{|n|} |n|!} \times \left[ \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{\pm}^2} \cos^2 \theta + \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{\pm}^2 \sin^2 \theta}{(\omega_{\pm}^2 - \omega_{ce}^2)^2} \right]^{-1} z_0 \exp(-z_n^2), \quad (13)$$

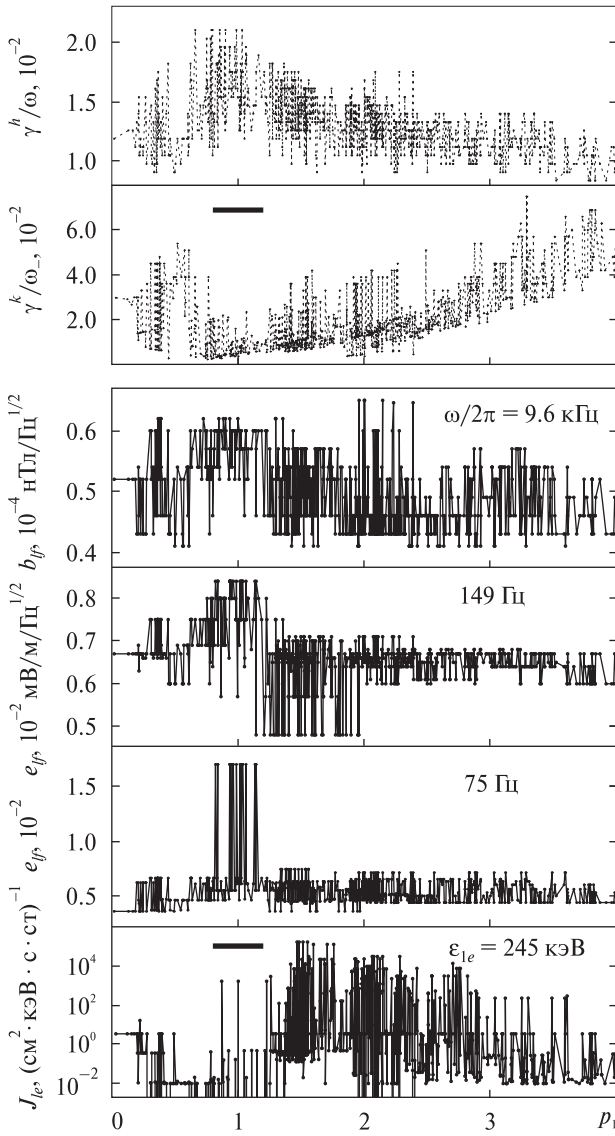
где

$$z_n = \frac{\omega_{\pm} - n |\omega_{ce}| - k_z u}{\sqrt{2} k_z v_{be}}, \quad x_{be} = (k_x v_{be} / \omega_{ce})^2 \text{ и } \omega_{\pm}(\theta)$$

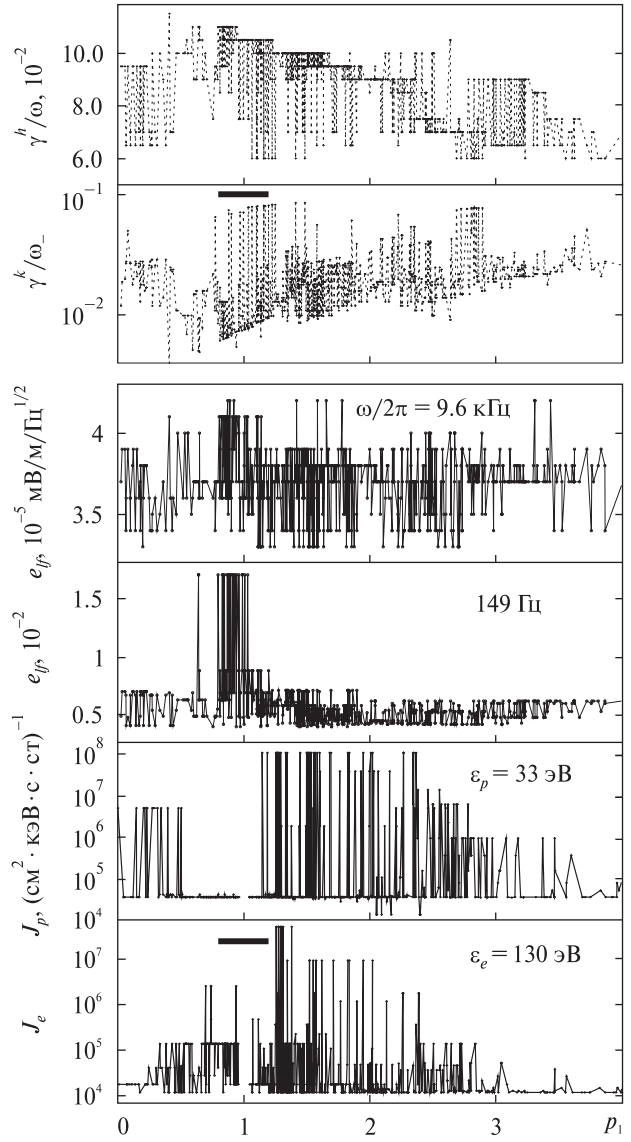
соответствуют верхнему (+) и нижнему (−) плазменному резонансам.

Было возможным также определение квазигидродинамической скорости роста свистовых волн  $\gamma^h$  посредством численных итераций в некотором диапазоне частотных расстроек  $\delta\omega$ , когда  $B^2 \leq 4AC$ . Поэтому вычисление инкремента неустойчивости было проведено двумя способами: 1 — для случая, как только расстройка  $\delta\omega(\delta k)$  соответствует условию уравнения (12) (представлен на рис. 4), и 2 — для некоторой постоянной частотной расстройки  $\delta\omega \equiv \delta\omega_0$  (рис. 5) при выполнении условия (12). Как следствие, решение (12) для  $\gamma^h \equiv \text{Im} \eta$ , а также вычисление  $\gamma^k$  первым способом очень чувствительно к малым изменениям ионосферных параметров, данные которых в «режиме реального времени» поступают на вход алгоритма для вычисления параметров неустойчивости.

На рис. 4, 5 представлены данные экспериментов 201, 202 в зависимости от отношения  $|\omega_m - \omega_{be}| / \omega_{LH}$ . Эти данные являются дополнением до результатов, рассмотренных ранее в работе [14]. В диапазоне частот, соответствующих значениям параметра  $p_1 \approx 0.8 \dots 1.2$ , все представленные данные магнитной и электрической ОНЧ-составляющих  $b_{jf}, e_{jf}$  для частот  $\omega / 2\pi = 9.6$  кГц и 149, 75 Гц соответственно, заметно усилены по амплитуде (рис. 4). Эти ОНЧ-волны зарегистрированы в точке инжекции, в то время как дифференциальные потоки электронов  $J_{1e}$  с энергией  $\epsilon_{1e} = 245$  кэВ были зарегистрированы на расстоянии 110 км от ИК-25. Интенсивность электронных потоков медленно уменьшается при увеличении параметра  $p_1$  подобно амплитуде  $b_{jf}$  (9.6 кГц) и расчетных значений для нормированной скорости роста элект-



**Рис. 4.** Скорости роста электромагнитной неустойчивости  $\gamma^h / \omega$  ( $\omega \approx \omega_{ce} / 6$ ,  $n = 1$ ,  $\theta \approx 0.04$ ) и пучково-плазменной неустойчивости  $\gamma^k / \omega_-$  ( $\omega \approx \omega_-$ ,  $n = 0$ ,  $\theta \approx 0.36$ ); амплитуды магнитной и электрической составляющих КНЧ-ОНЧ-волн  $b_{yf}$ ,  $e_{yf}$ , измеренные на спутнике ИК-25, а также аномальные потоки электронов, измеренные на субспутнике «Магион-3» («1e» —  $\alpha_{p1} \approx 20...30^\circ$ ) представлены в зависимости от параметра  $p_1 = |\omega_m - \omega_{be}| / \omega_{LH}$ , орбита 201



**Рис. 5.** Нормированные скорости  $\gamma^h / \omega$  и  $\gamma^k / \omega_-$  роста ЭМН- и ППН-неустойчивостей относительно возбуждения свистовых и продольных волн ( $\theta \approx 0.34$ ), рассчитанные для постоянной величины расстройки ( $\delta\omega \equiv |\delta\omega_0|$ ); амплитуды электрических составляющих КНЧ-ОНЧ-волн  $e_{yf}$ , а также аномальные потоки ионов  $J_p$  (для питч-углов  $\alpha_{p5} \approx 20...30^\circ$ ) и электронов  $J_e$  ( $\alpha_{p4} \approx 20...30^\circ$ ), измеренные спектрометром MPS/PPS на субспутнике представлены в зависимости от параметра  $p_1 = |\omega_m - \omega_{be}| / \omega_{LH}$ , орбита 202

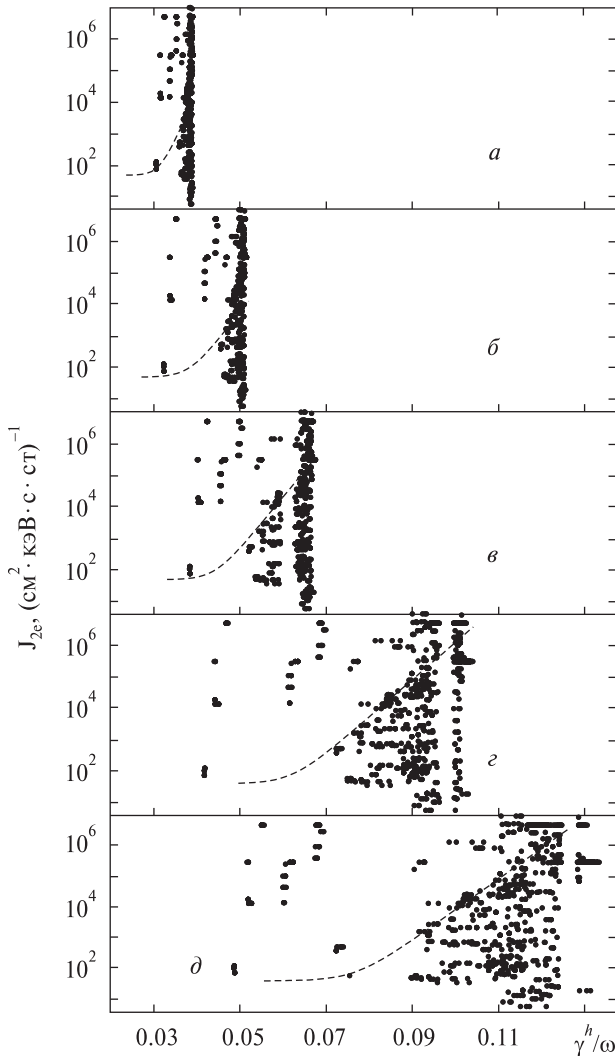
ромагнитной неустойчивости. На этих рисунках представлены экспериментальные результаты регистрации поперечной и продольной составляющих квазистационарного (0.1—2 Гц) магнитного и электрического полей  $\delta B_{\perp}$ ,  $\delta E_z$  (ИК-25) соответственно, а также потоки быстрых частиц. Можно провести сравнение этих данных со скоростью роста электромагнитной  $\gamma^h$  и пучковой  $\gamma^k$  неустойчивостями, однако большее внимание привлекает особенность вблизи  $p_1 \sim 1$  (рис. 4, 5). Несмотря на то что в уравнениях (11), (13) нет какой-либо явной особенности относительно возбуждения волн нижегибридной частоты, эта особенность все-таки наблюдается для измеряемых величин вблизи значений  $p_1 \sim 1$ , как можно видеть на рассматриваемых рисунках. Эти резонансные эффекты никак нельзя назвать случайными, поэтому можно сделать вывод о наличии особого взаимодействия для волн пространственного заряда пучка и волн, возбуждаемых в результате модуляции тока пучка в камере электронного ускорителя. Несмотря на то что в рассматриваемых случаях частоты  $\omega_{LH}$  и  $\omega_{pi}$  очень близки по величине, возбуждение нижегибридной частоты является более вероятным и понятным с точки зрения реализации распадных механизмов. Необходимо также подчеркнуть, что все представленные данные не дают достаточно полного представления о взаимодействии триплета волн  $\omega_m$ ,  $\omega_{be}$ ,  $\omega_{LH}$  в рассматриваемых условиях. Вычисление инкрементов  $\gamma^h$ ,  $\gamma^k$ , а также плотности заряда пучка  $n_{be}$  проведено для различных значений параметров, таких как эффективная глубина модуляции  $\rho'$ , не равная 100 %, расходимость электронного пучка ( $\Delta'\alpha_0 \sim 2...5^\circ$  в зависимости от угла  $\alpha_{pe}$ ), расстройки  $\delta\omega$ , и других. Флюктуации этих параметров имеют спекулятивный характер и вычисляются в процессе загрузки комплексной программы. Величины, входящие в уравнение (1), максимально сглажены для того, чтобы исключить нежелательные случайные резонансные зависимости, так как первоначальные условия инжекции электронов связываются со спокойным стартом, и только потом возникают эффекты пучково-плазменной неустойчивости. Тем не менее, при длительной (порядка 1 с) инжекции электроно-

го пучка какая-то обратная связь должна иметь место, т. е. должна существовать зависимость стартовых условий от эффектов инжекции пучка в плазму. Можно также считать оправданным использование в первом приближении модели полого электронного пучка, соответствующей стадии свободного гировращения электронов в высоких слоях ионосферы. Также сформулируем основные промежуточные результаты из рис. 4, 5.

- Подтверждаются волновые ОНЧ-резонансы вблизи соотношения частот триплета волн  $p_1 = |\omega_m - \omega_{be}|/\omega_{LH} \sim 1$  [14].

- Интенсивность дифференциальных потоков заряженных частиц (электронов, ионов) в различных диапазонах энергий имеет максимум вблизи  $p_1 \geq 1$  и далее обнаруживает зависимость от скорости роста поперечных волн в результате электромагнитной неустойчивости.

Вспышки потоков быстрых электронов с энергией  $\varepsilon_{1e} = 245$  кэВ и медленно спадающая величина инкремента вдоль оси  $p_1$  представлены для витков 201, 202. Аналогия в поведении амплитуды флюктуаций послужила поводом для изучения функциональной зависимости этих величин от отношения скорости роста к частоте возбуждаемых свистовых волн  $p \equiv p_2 = \gamma^h / \omega$  ( $\omega \approx \omega_{ce} / 6$ ,  $n = 1$ ,  $\theta \approx 0.04$ ). Рис. 6 демонстрирует поведение потоков электронов с энергией  $\varepsilon_{2e} = 101$  кэВ (зарегистрированных для перпендикулярного к оси  $z'$  направления «2e») в виде последовательности точек (без линий) в зависимости от нормированной скорости роста возбуждаемых волн на 1-й гармонике электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) в условиях нормального эффекта Доплера, но без учета конкретного механизма взаимодействия свиста с ионосферными электронами. Некоторая группа из этих точек с экспоненциально растущей амплитудой (максимальные амплитуды) являются свидетельством резонансного взаимодействия типа «волна—частица» для свистовых волн. Данные на рис. 6, полученные в активном эксперименте на витке 202, представлены в зависимости от расстройки резонанса для пяти частотных диапазонов. По этим пяти группам данных можно сделать вывод, что



**Рис. 6.** Дифференциальные потоки электронов с энергией  $\varepsilon_{2e} = 101$  кэВ («2е») в зависимости от скорости роста электромагнитной неустойчивости для пяти различных интервалов расстроек  $\Delta\omega$ : а, б, в, г, д —  $\omega/\omega^* \approx 0.419, 0.457, 0.506, 0.618, 0.708$  соответственно ( $\omega^* \sim \omega_{ce}/6$ ), где пунктирный сплайн  $f(x)$  является экспоненциальной функцией GNUPLOT для аппроксимации каждой из пяти групп данных с помощью метода наименьших квадратов, (орбита 202)

диапазон д ( $\omega \approx 0.708\omega^*$ ,  $\omega^* \sim \omega_{ce}/6$ ), возможно, очень близок к реальной частоте возбуждаемых свистовых волн, в то время как группа данных а ( $\omega \approx 0.419\omega^*$ ) демонстрирует отсутствие каких-либо функционально растущих характеристик из-за большой расстройки резонанса. При даль-

нейшем уменьшении рассогласования с резонансом  $\Delta\omega = |\omega - \omega^*|$  получается сильно размытая картина, что может быть связано с ограниченными возможностями метода. Очень трудно не заметить некоторое сходство в поведении аппроксимирующей кривой для отдельной группы экспериментальных точек (например для диапазона д на рис. 6), или их максимальных значений с типичным видом спектрограммы свистящего атмосферика  $f(t)$ , отражающей его дисперсию ( $t$  — время приема свиста с частотой  $f$  в точке наблюдения). Только в нашем случае представлены потоки частиц, поглощающих энергию свиста в разной степени в зависимости от величины расстройки резонанса.

Для относительно плотной ионосферной плазмы ( $\omega_{pe} > \omega_{ce}$ ) возбуждение свистовой моды благодаря механизму ЭЦР в соответствии с уравнениями (11), (12) возможно для высокочастотной области вблизи  $\omega_{ce}$  в зависимости от угла  $\theta$ . Получение точных решений уравнения (12) относительно определения частоты возбуждаемых волн возможно для отдельных частных случаев, поэтому экспериментальные данные (потоки энергичных заряженных частиц), зарегистрированные на спутнике «Магион-3», дают наглядный способ для проверки этих результатов.

В активном эксперименте с инжекцией пучка электронов появление стимулированных потоков энергичных электронов для двух взаимно перпендикулярных направлений «1е, 2е» на спутнике «Магион-3» обусловлено первоначально процессами возбуждения электромагнитных волн и последующего их поглощения резонансными частицами. Первый механизм определяется условием ЭЦР-возбуждения свистовых волн на частоте  $\omega = \text{Re}\omega + \delta\omega$

$$\text{Re}\omega + \delta\omega = k_z u + n|\omega_{ce}|, \quad n = 0, \pm 1, \dots \quad (14)$$

а второй связан с механизмом резонансного взаимодействия электронов со свистами

$$\text{Re}\omega = k_z v_e \cos \alpha_{pj} + m|\omega_{ce}|, \quad m = 0, \pm 1, \dots \quad (15)$$

где  $\text{Re}\omega$ ,  $\delta\omega$  — частота возбуждаемых волн и расстройка резонанса соответственно. Здесь  $v_e$  — скорость резонансных электронов, а индекс  $j = 1, 2$  обозначает номер направления «1е», «2е»



для двух электронных датчиков спектрометра ДОК-А, или  $j = 1, 2, \dots 6$  для шести секторов регистрации датчиком мягких электронов SEA (МПС/ППС). Следует подчеркнуть, что показанное на рис. 1 геометрическое определение питч-угла регистрации  $\alpha_{pj}$  для частиц, влетевших в апертуру датчика, должно использоваться как дополнение до  $180^\circ$ . Если оба механизма реализуются, то может быть рассмотрено следующее соотношение

$$k_z(u - v_e \cos \alpha_{pj}) = \delta\omega + (m - n). \quad (16)$$

Эти два типа взаимодействия были изучены по данным измерений в зависимости от соотношения  $p \equiv p_3 \approx k_z u / (\text{Re}\omega - n|\omega_{ce}|)$  при условии возбуждения механизма ЭЦР или параметра  $p \equiv p_4 \approx k_z(u - v_e \cos \alpha_{pj}) / (\delta\omega + (m - n)|\omega_{ce}|)$ , соответствующего отношению (16). Результаты эксперимента (потоки частиц, амплитуды полей), стимулированные в результате реализации резонансных соотношений (14)–(16), соответствуют значениям  $p_3 \sim 1$  и  $p_4 \sim 1$ , определяемым с учетом реальных и численных значений параметров в системе «плазма — пучок».

Рис. 7 демонстрирует поведение потоков быстрых электронов ( $\epsilon_{1e} = \epsilon_{2e} = 43$  кэВ), зарегистрированных для двух взаимно перпендикулярных направлений «1е», «2е», возмущений квазипоперечной составляющей магнитного поля  $\delta B'_\perp$  в зависимости от значения параметра  $p_3$  ( $n = 1$ ). Очевидно, что только некоторая часть данных о потоках частиц связана с инжекцией электронов с основного спутника. Общее число измерений (точек) для любой из величин на рис. 7 около 1000 (некоторые из них на оси  $p_3$  совпадают). Поэтому эти точки можно трактовать с точки зрения распределения плотности аномальных потоков электронов на оси  $p_3$ . Например, потоки электронов  $J_{2e}$  имеют тренд в распределении плотности данных с увеличивающейся интенсивностью по мере того, как  $p_3 \rightarrow 1$ , т. е. при выполнении условий для ЭЦР-резонанса (14). Если сравнить эти данные с нормированной скоростью роста свистовых волн (вверху на рис. 7), то можно обнаружить, что тренды в распределении потоков  $J_{2e}$  (точек с повышенной плотностью) в большей мере соответствует

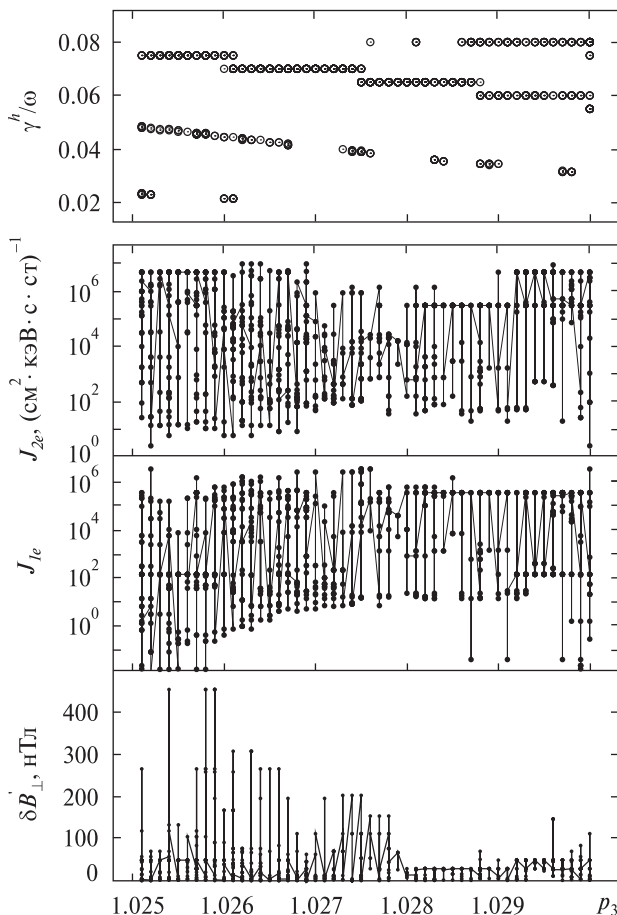
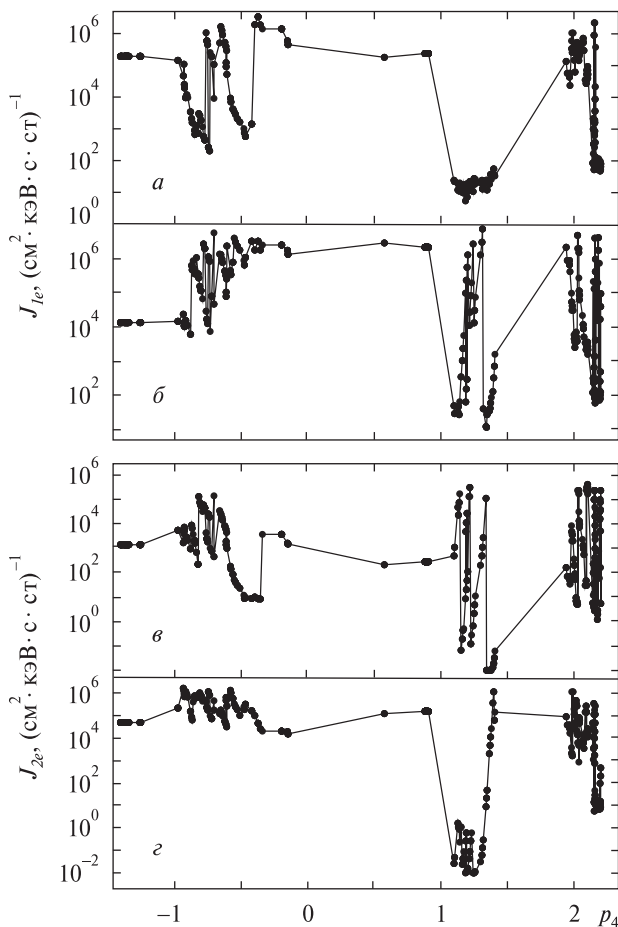


Рис. 7. Скорость роста ЭМН  $\gamma^h / \omega$  ( $\theta \approx 0.34$ ), потоки быстрых электронов (ДОК-А) для двух взаимно перпендикулярных направлений «1» ( $\epsilon_{1e} = 43$  кэВ,  $\alpha_{p1} \approx 20 \dots 30^\circ$ ) и «2» ( $\epsilon_{2e} = 43$  кэВ,  $\alpha_{p2} \approx 60 \dots 70^\circ$ ), а также возмущения поперечной составляющей магнитного поля  $\delta B'_\perp$  (на «Магион-3») представлены в зависимости от параметра  $p_3 = k_z u / (\omega - n|\omega_{ce}|)$  для расстройки резонанса  $\Delta\omega \approx 0.60\omega^*$  ( $\omega^* \sim \omega_{ce}/6$ ), орбита 202. Результаты соответствуют условию возбуждения свистов при электронном циклотронном резонансе (ЭЦР)

поведению  $\gamma^h / \omega$ , чем потоки  $J_{1e}$  с небольшими питч-углами к магнитному полю  $B'_0$ . В тоже время минимальные значения потоков  $J_{1e}$  имеют ярко выраженную тенденцию к увеличению интенсивности по мере того, как увеличивается расстройка резонанса и увеличивается значение параметра  $p_3$ . Вычисление скорости роста свистовых волн произведено для упомянутого выше



**Рис. 8.** Потоки быстрых электронов с энергией  $\varepsilon_{1,2e} = 101$  кэВ (а, г),  $\varepsilon_{1e} = 63$  кэВ (б),  $\varepsilon_{2e} = 180$  кэВ (в) представлены в зависимости от параметра  $p_4 \approx |k_z|(u - v_e \cos \alpha_{p2})/|\omega_{ce}|$  ( $m = 0, n = 1, \delta\omega \ll \omega_{ce}$ ), соответствующего двойному резонансному механизму (ЭЦР+ЧР) для значений параметра  $p_4 \approx 1 \dots 1.5$ , где  $v_e$  — скорость электронов с энергией  $\varepsilon_{2e} = 101$  кэВ (ДОК-А), орбита 202

случая 2 при выборе расстройки резонанса, когда  $\delta\omega \equiv \delta\omega_0$ . В этом случае изменения скорости роста вызваны не только из-за вариаций параметров ионосферной плазмы и пучка, но в большей степени благодаря заметным вариациям потоковой скорости инжектированных электронов  $u$ , или ускоряющего напряжения в камере ускорителя ЭП. Квазипоперечная составляющая магнитного поля  $\delta B'_\perp$  представлена в нижней части рис. 7. Амплитуда поперечных возмущений  $\delta B'_\perp = (\delta B_x'^2 + \delta B_y'^2)^{1/2}$  достигает

500 нТл, а максимум смещен в сторону резонанса. Можно сделать вывод, что природа сильных возмущений магнитного поля в отдаленной зоне инъекции связана с резонансными условиями возбуждения электромагнитных волн, хотя очевидно, что это только косвенная связь и должен действовать дополнительный механизм передачи энергии в длинные масштабы, способные зафиксировать квазистационарные возмущения магнитного поля на субспутнике. Наиболее важные выводы из результатов рис. 6, 7 следующие.

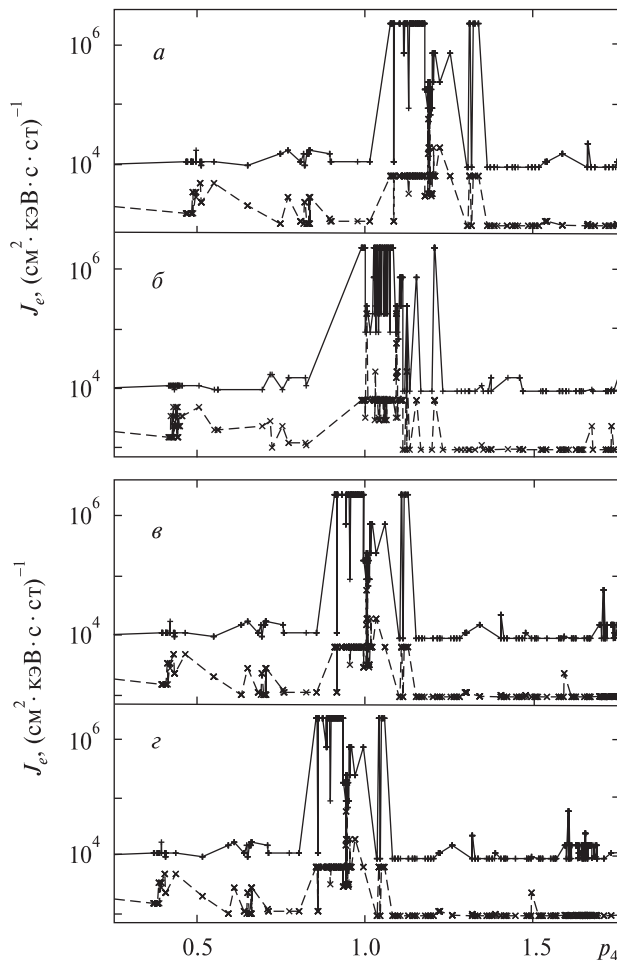
- Чем больше инкремент неустойчивости ( $\gamma^h \ll \omega$ ), или скорость роста амплитуды возбуждаемой электромагнитной волны, тем большее количество резонансных электронов испытывает возмущение по поперечным скоростям иpitch-угловое перераспределение. Известно, что помимо циклотронного возбуждения свистов, максимальное затухание свистов также связано с циклотронным механизмом взаимодействия с электронами плазмы.

- Возмущения квазистационарного магнитного поля, зарегистрированные на «Магион-3», связаны с волновой природой возмущений и генерацией нелинейных токов в ионосферной плазме.

Рис. 8 демонстрирует поведение аномальных потоков быстрых электронов в зависимости от комбинированного условия (16), соответствующему как условию возбуждения электромагнитных волн, так и последующему их взаимодействию с быстрыми электронами в условиях черенковского резонанса (ЭЦР + ЧР,  $n = 1, m = 0, \theta \approx 0.4, j = 2$ ) на витке 201. Как уже отмечалось, реальные значения параметра  $p_4$  сильно отличаются от единицы в зависимости от скорости частиц и pitch-углов регистрации по направлениям  $j = 1, 2$ , другими словами, среди большого разнообразия зарегистрированных данных дифференциальных потоков частиц только одна какая-то группа электронов является резонансной, скорости которых удовлетворяют комбинированному условию  $p_4 \approx 1$ . Потоки частиц, соответствующие значениям  $p_4 \approx 1 \dots 1.5$ , являются именно такими, скорости которых реально возмущены в результате механизма ЭЦР + ЧР. Как видно из рис. 8, измене-

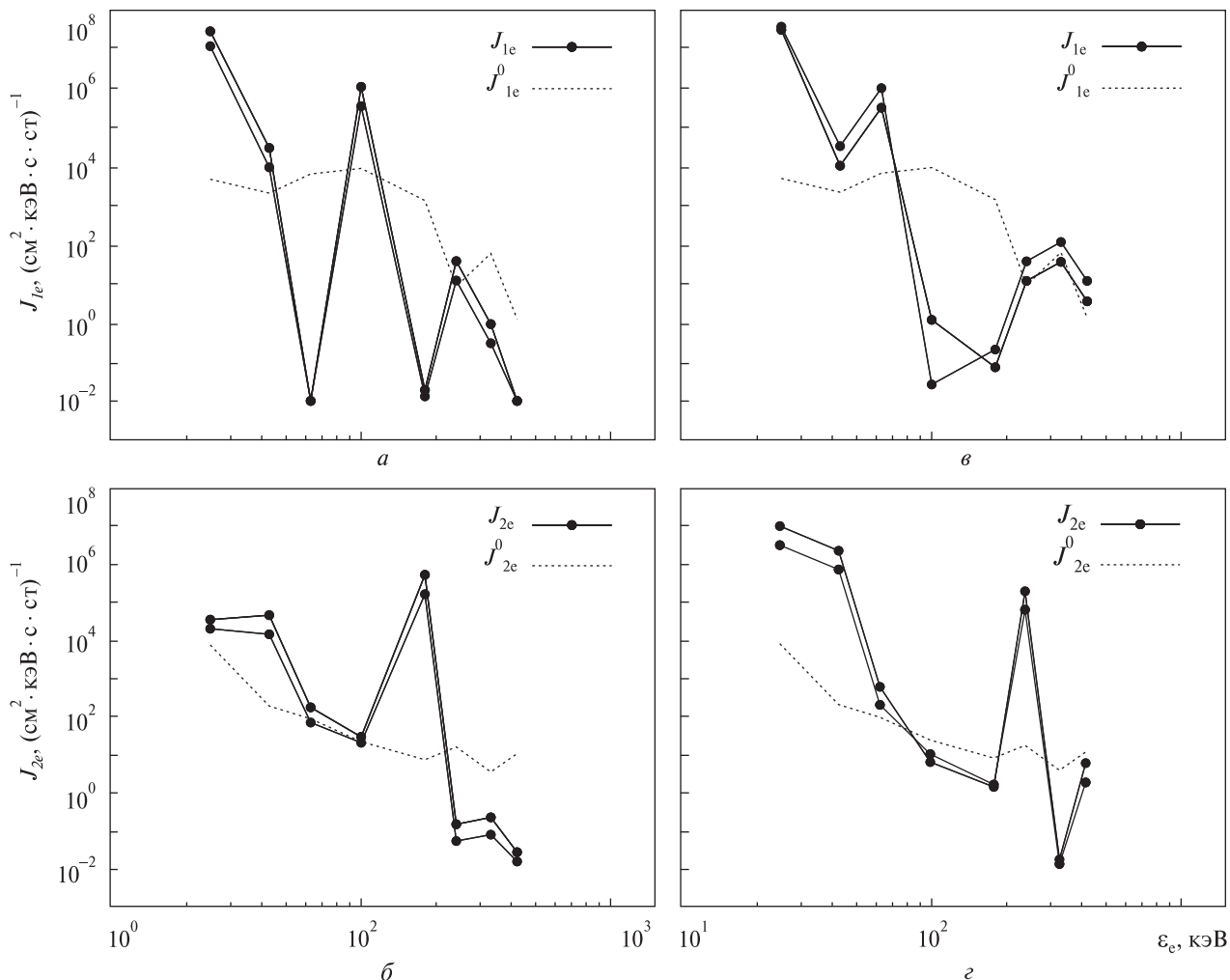
ние интенсивности потоков электронов в зависимости от  $p_4$  имеет регулярный характер, что заметно отличает его от предыдущих. Результаты регистрации потоков в диапазоне  $p_4 \approx -0.5...-1$  и  $p_4 > 2$ , могут быть интерпретированы как потоки, возмущенные в результате других механизмов взаимодействия. Аномальные потоки с энергией  $\epsilon_{2e} = 101$  кэВ сильно подавлены для  $p_4 \approx 1...1.5$ , значения которого определены именно для этих частиц (рис. 8, з), так же, как и потоки с энергией  $\epsilon_{1e} = 101$  кэВ и  $j = 1$  (рис. 8, а), в то время как одновременно измеренные потоки частиц с энергиями  $\epsilon_{2e} = 180$  кэВ (рис. 8, в) и  $\epsilon_{1e} = 63$  кэВ (рис. 8, б) имеют изменчивый характер в этом диапазоне  $p_4$ . Что касается разных по характеру возмущений потоков электронов (усиление или подавление), зарегистрированных для рассматриваемых резонансных случаев, то можно предположить, что все эти эффекты являются следствием взаимодействия с правосторонней циркулярно-поляризованной электромагнитной волной, конечным результатом которого есть питч-угловое рассеяние резонансных частиц.

Спектры электронных потоков, зарегистрированные прибором ДОК-А (рис. 8), представлены на рис. 10 для различных значений параметра в диапазоне  $p_4 \approx 1...1.5$ . Интенсивность потоков на спектрах дифференциальных потоков электронов заметно увеличена в диапазоне энергий  $\epsilon_e = 20...30$  кэВ для всех направлений 1, 2, но ослаблены в средней энергетической части спектра. Схожие эффекты подавления спектров низкоэнергичных электронов были обнаружены в активном эксперименте с ВЧ-излучением дипольной антенны для изучения стимулированных всплесков заряженных частиц [12]. Однако в этом эксперименте уменьшение электронных потоков было зарегистрировано сразу после короткого ВЧ-импульса в течение 10 мс, когда ВЧ-излучение уже было отключено. Эти явления были интерпретированы как рассеяние электронных потоков в области сильной плазменной турбулентности, стимулированной ВЧ-излучением бортового радиопередатчика. Более полное изучение аналогичных явлений, индуцированных в результате инжекции пучков



**Рис. 9.** Экспериментальные потоки электронов с энергиями  $\epsilon_e = 47$  эВ и 510 эВ (верхние и нижние кривые соответственно) представлены в зависимости от параметра  $p_4 \approx |k_z|(u - v_e \cos \alpha_p) / |\Delta \omega_e|$  ( $m = 1, n = 1, \Delta \omega \ll \omega_{ce}$ ),  $v_e$  — скорость электронов с энергией  $\epsilon_e = 1.416$  кэВ,  $\alpha_p \approx 145...160^\circ$ . Потоки, зарегистрированные в результате реализации двойного циклотронного резонанса для возбуждения и поглощения свистовых волн, соответствуют значениям параметра  $p_4 \approx 0.75...1.35$ . Резонансное смещение представлено в зависимости от различных интервалов расстройек  $\Delta \omega$ : а, б, в, з —  $\omega / \omega^* \approx 0.5679, 0.5168, 0.4568, 0.4057$  соответственно ( $\omega^* = \omega_{ce} / 6$ ); и питч-углов  $\alpha_{p5} \approx 48...73^\circ$  для фрагментов а, б, з и  $\alpha_{p6} \approx 20...45^\circ$  для фрагмента в; орбита 202

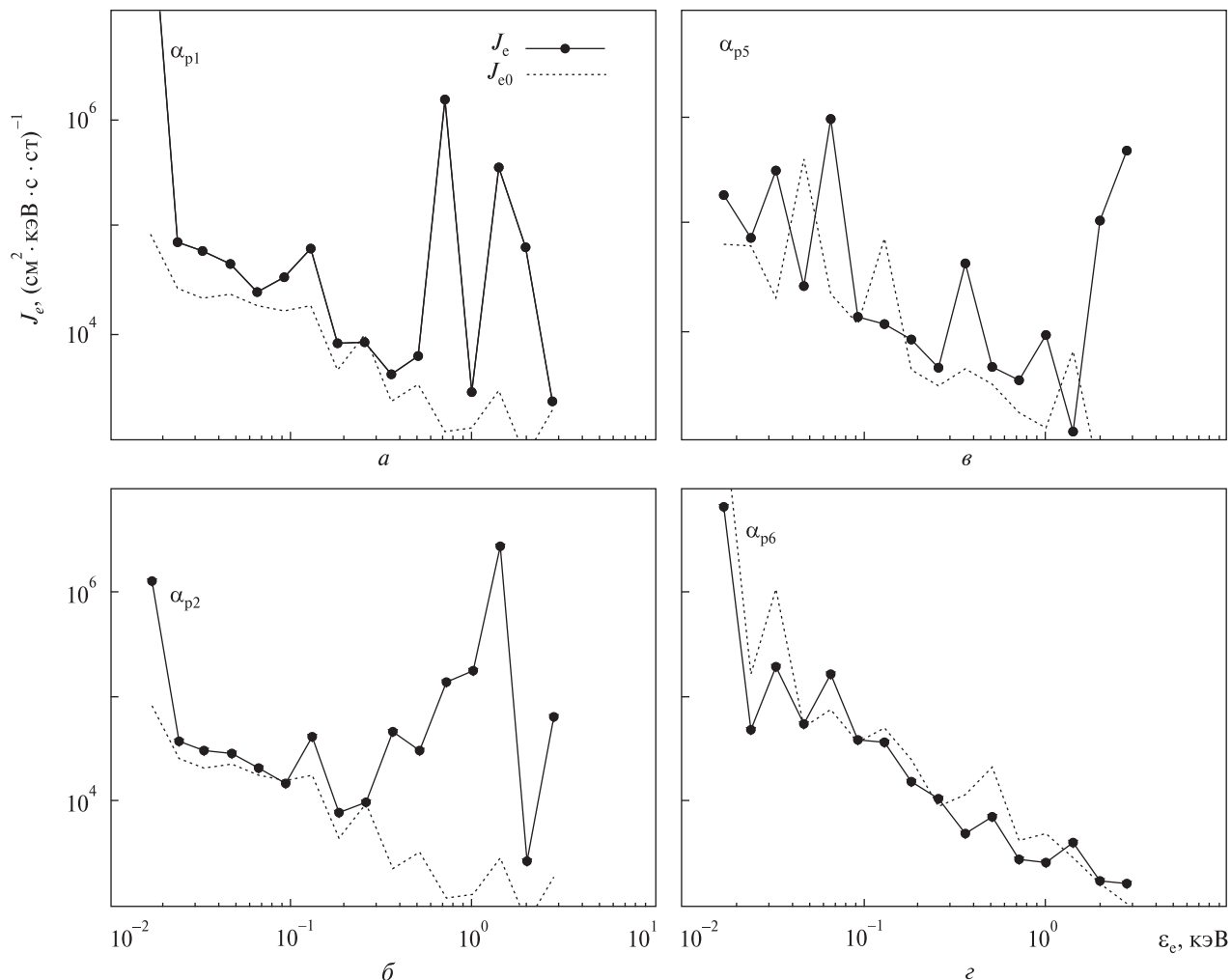
заряженных частиц может быть продолжено по результатам эксперимента АПЭКС с привлечением новых данных по волновым ОНЧ-КНЧ- и ВЧ-измерениям, зарегистрированным на спутнике.



**Рис. 10.** Спектры электронных потоков  $J_{1e}$ ,  $J_{2e}$ , зарегистрированные спектрометром ДОК-А для значений параметра  $p_4 \approx 1.15$  (а, б), и  $p_4 \approx 1.41$  (в, г) для случая, представленного на рис. 8; пунктирные линии обозначают уровни невозмущенных потоков  $J_{1e}^0$ ,  $J_{2e}^0$ , орбита 202

Для подтверждения большого разнообразия механизмов взаимодействия на рис. 9 приведены потоки электронов мягких энергий, зарегистрированные на витке 202 спектроанализатором МПС/ППС для двух энергетических ступеней регистрации 47 и 510 эВ. Данные отобраны в результате выполнения двух циклотронных механизмов взаимодействия: 1) возбуждения свистовой моды с помощью рассмотренного механизма (см. п. 3.3) и 2) ее поглощения электронами ионосферной плазмы при циклотронном механизме взаимодействия в

условиях нормального эффекта Доплера. Циклотронный резонанс возможен для достаточно больших расстроек  $\delta\omega_0$  при возбуждении длинноволновых свистов пучком электронов, несмотря на то что скорость роста возбуждаемых волн при этом уменьшается. Следует также подчеркнуть, что как и в предыдущем случае, для черенковского механизма взаимодействия частиц со свистовыми модами, резонансные условия накладывают очень жесткие условия для его выполнения. Это означает, что экспериментальное подтверждение рассматриваемым



**Рис. 11.** Спектры электронных потоков мягких энергий (МПС/ППС), зарегистрированные для значений параметра  $p_4 \approx 1.08$  и разных питч-углов регистрации для случая, представленного на рис. 9; пунктирными линиями обозначены уровни невозмущенных потоков электронов  $J_{e0}$ , питч-углы  $\alpha_{p1} \approx 151...176^\circ$  (а),  $\alpha_{p2} \approx 132...157^\circ$  (б),  $\alpha_{p5} \approx 48...73^\circ$  (в),  $\alpha_{p6} \approx 20...45^\circ$  (г), орбита 202

механизмам возможно для достаточно узкого диапазона параметров, или соотношения скоростей (энергий)/питч-углов регистрации/резонансных расстройек. Например, на рис. 9 пик аномальных потоков электронов с энергией 510 эВ распределен вблизи резонансных значений параметра  $p_4 \sim 1$ , рассчитанных для энергий  $\epsilon_e = 1.416$  кэВ, а не 510 эВ. Несоответствие вызвано скорее флуктуациями численных и измеренных физических параметров, а также модельными погрешностями, но это не проти-

воречит рассмотренным механизмам циклотронных резонансов.

На рис. 11 приведены спектры электронов мягких энергий, однако, как и на рис. 10, они являются в достаточной мере осредненными функциями времени, так как получены за время активной фазы эксперимента без точной привязки по времени. И если пик интенсивности дифференциальных потоков электронов вблизи 1—3 кэВ можно связать с циклотронным резонансом, то этого никак нельзя сделать в отноше-

нии электронов с энергией 10—100 эВ в рамках рассматриваемых механизмов.

Возбуждение свистовых волн при инжекции электронов в условиях нормального эффекта Доплера (п. 3.3) и результаты взаимодействия с частицами ионосферной плазмы в широком диапазоне энергий представлены на рис. 4—11. На них представлены измерения волн и полей в двух точках пространства, а также результаты численных симуляций для различных моделей взаимодействия плазмы и пучка, которые получены по результатам текущих измерений («на лету») и, таким образом, были одним из основных инструментов и изучения неустойчивостей и механизмов взаимодействия, а также критерием для отбора данных.

## 5. ВЫВОДЫ

Экспериментальное изучение циклотронных механизмов стимуляции аномальных потоков заряженных частиц, возмущений составляющих квазипостоянного магнитного и КНЧ-ОНЧ-поля, а также ионных потоков тепловой плазмы проведены по данным активного космического эксперимента с косоугольной конфигурацией инжекцией электронного пучка сквозь ионный. Представленные результаты получены для двух витков (201, 202) с очень схожими параметрами ионосферной плазмы. Можно сформулировать следующие основные результаты активного эксперимента, проведенного в двойной спутниковой системе типа «мать—дитя».

За время инжекции электронного пучка с основного спутника ИК-25 были обнаружены аномальные потоки быстрых электронов спектрометром заряженных частиц, размещенном на субспутнике «Магион-3». Возмущения электронных потоков в диапазоне энергий 20...30 кэВ связаны с возбуждением свистовых волн на 1-й гармонике электронного циклотронного резонанса в условиях нормального эффекта Доплера; затем распространяющиеся назад к точке инжекции волны взаимодействуют с быстрыми электронами в условиях черенковского резонанса. Результатом этих двух рассмотренных механизмов является появление аномальных электронных потоков с энергией вплоть до 100 кэВ.

В активной фазе работы инжекторов с помощью ионной ловушки на «Магион-3» зарегистрированы с некоторой задержкой почти синхронные с инжекцией ионов ксенона вариации ионных потоков тепловой плазмы в  $-x'$ -направлении (противоположно вектору скорости субспутника). Ионы тепловой плазмы очень чувствительны к возбуждению спектра УНЧ-КНЧ-волн при инжекции ионного пучка, как следует из эксперимента на витке 201. Подобное поведение ионных потоков не повторилось на витке 202. Напротив, наблюдались резкие изменения ионных потоков, когда частота модуляции электронного пучка достигала  $\omega_m / (2\pi) = 62.5$  кГц, близкой к частоте  $\omega_{ce} / 2\pi / 6 \approx 90...100$  кГц (в настоящей работе используется как частота возбуждаемых свистов). Разница этих двух частот является расстройкой резонанса. Предполагается, что наблюдаемое резонансное возмущение ионных потоков тепловой плазмы есть результат взаимодействия с длиннопериодным цугом волн, стимулированным вследствие нелинейного взаимодействия волн свистового диапазона.

Механизм циклотронного взаимодействия свистовых волн с различными группами электронов в ионосфере подтверждается данными регистрации аномальных потоков мягких электронов на 1-й циклотронной гармонике в условиях нормального эффекта Доплера. Резонанс наблюдается в диапазоне энергий 1—3 кэВ для нисходящих (к Земле) электронных потоков.

Один из наиболее интересных результатов связан с КНЧ-ОНЧ-эффектами, наблюдаемыми в диапазоне, где соотношение частот триплета волн соответствует условию  $|\omega_m - \omega_{be}| / \omega_{LH} \sim 1$ . Эти волновые эффекты могут быть интерпретированы как параметрическое взаимодействие волн попространственному заряду пучка и волн в плазме, индуцированных при модуляции электронного пучка в камере ускорителя (ондулирующих волн). Вследствие этого, когда возбуждаемые биения волн происходят вблизи нижнегибридной частоты, наблюдается рост широкого спектра КНЧ-ОНЧ-волн.

Экспериментально зарегистрированы аномально большие возмущения порядка 1 мкТл

составляющих магнитного поля в отдаленной точке инжекции на субспутнике «Магион-3» (на расстоянии от основного спутника  $d \geq 100$  км), вызванные инжекцией электронного пучка с параметрами (0.1 А, 10 кэВ). Предполагается, что природа этих возмущений связана с условиями возбуждения свистящих атмосфериков при инжекции электронов.

Большая часть представленных результатов отражает развитие пучковой, или пучково-анизотропной неустойчивостей в ионосферной плазме, механизмы которых в нашей работе были объектом исследований. Но некоторые из полученных результатов являются следствием более сложных комбинационных (нелинейных) механизмов взаимодействия, развивающихся при инжекции пучка в пучок. Эти механизмы вызывают интерес во многих экспериментальных ситуациях, включая и активные эксперименты в космосе.

В этой работе ряд экспериментальных данных не представлен в явном виде, но использовался при вычислении различных параметров пучково-плазменного взаимодействия, и следовательно, также являются результатами комплексного эксперимента.

*Авторы выражают благодарность З. Клоусу, Х. Ротхагль, В. Докукину и Я. Соболеву за поддержку и помощь при выполнении этой работы. К. Кудела благодарит проект VEGA 02/0040/13 за поддержку.*

1. Баранец Н. В., Ружин Ю. Я., Афонин В. В. и др. Квазипоперечная к геомагнитному полю инжекция электронных пучков по данным спутника «Интеркосмос-25»: проект АПЭКС // *Космічна наука і технологія*. — 2000. — 6, № 5/6. — С. 49—62.
2. Баранец Н. В., Соболев Я. П., Чобану М. и др. Развитие пучковой неустойчивости при инжекции слабознергичного электронного пучка в ионосферную плазму // *Физ. плазмы*. — 2007. — 33, № 12. — С. 1086—1106.
3. Волокитин А. С., Ружин Ю. Я., Коробейников В. Г., Докукин В. С. Магнитные эффекты инжекции струи плазмы в ионосфере (эксперимент АПЭКС) // *Геомагнетизм и аэрономия*. — 2000. — 40, № 3. — С. 133—137.
4. *Искусственные пучки частиц в космической плазме* / Под ред. Б. Гранналя. — New York: Plenum, 1982.
5. Киценко А. Б., Степанов К. Н. Про прохождения пучка зарядженных частинок через магнитоактивную плазму // *Укр. физ. журн.* — 1961. — 6, № 3. — С. 297—307.
6. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. — М.: Атомиздат, 1975. — Т. 1.
7. Мишин Е. В., Ружин Ю. Я., Телегин В. А. Взаимодействие электронных потоков с ионосферной плазмой. — М.: Гидрометеоздат, 1989.
8. Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде / Под ред. Я. Б. Зельдовича. — М.: Мир, 1980.
9. Ораевский В. Н., Соболев Я. П., Жужгов Л. Н. и др. Возбуждение магнитных полей при инжекции электронных пучков с борта спутника Интеркосмос-25 (АПЭКС) // *Физ. плазмы*. — 2001. — 27, № 4. — С. 343—349.
10. *Радиофизическая электроника* / Под ред. Н. А. Капцова. — М.: Мир, 1978.
11. Banks P. M., Raitt W. J. Observation of electron beam structure in space experiments // *J. Geophys. Res.* — 1988. — 93. — P. 5811—5822.
12. Baranets N. V., Galperin Yu. I., Erokhin N. S., et al. Electron flux scattering in strongly turbulent plasma region // *Adv. Space Res.* — 1998. — 21, N 5. — P. 709—712.
13. Baranets N. V., Ruzhin Yu. Ya., Erokhin N. S., et al. Acceleration of energetic particles by whistler waves in active space experiment with charged particle beams injection // *Adv. Space Res.* — 2012. — 49, N 5. — P. 859—871.
14. Baranets N. V., Soboлев Ya. P., Ruzhin Yu. Ya., et al. Excitation of HF and ULF-VLF waves during charged particle beams injection in active space experiment // *J. Plasma Phys. Res. SERIES* — 2009. — 8. — P. 251—256.
15. Maehlum B. N., Maseide K., Aarsnes K., et al. Polar 5 - An electron accelerator experiment within an aurora // *Planet. Space Sci.* — 1980. — 28. — P. 269—279.
16. Marshall J. A., Lin C. S., Burch J. L., et al. Spacelab 1 experiments on interactions of an energetic electron beam with neutral gas // *J. Space Rockets.* — 1988. — 25, N 5. — P. 361—367.
17. Mett R. R., Tataronis J. A. Current drive via magnetohydrodynamic helicity waves // *Phys. Rev. Lett.* — 1989. — 63, N 13. — P. 1380—1383.
18. Přeč L., Němeček Z., Šafránková J., Omar A. Actively produced high-energy electron bursts within the magnetosphere: the APEX project // *Ann. geophys.* — 2002. — 20. — P. 1529—1538.
19. Roeder J. L., Sheldon W. R., Benbrook J. R., et al. X ray measurements during the ARAKS experiments // *Ann. geophys.* — 1980. — 36. — P. 401—409.

*Стаття надійшла до редакції 30.05.14*

Н. Баранець, Ю. Ружин, Н. Єрохін, В. Афонін, Я. Войта,  
Я. Шмілауер, К. Кудела, Я. Матишин, М. Чобану

#### РЕЗОНАНСНІ ЕФЕКТИ ВЗАЄМОДІЇ ХВИЛЬ І ЧАСТИНОК ПРИ ШТУЧНІЙ ІНЖЕКЦІЇ ПУЧКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК В ІОНОСФЕРНІЙ ПЛАЗМІ

Вивчаються механізми взаємодії заряджених частинок іоносферної плазми з поздовжніми плазовими і електромагнітними хвилями, збудженими при проведенні активного експерименту в іоносфері з одночасною інжекцією електронного та іонного пучків з борту космічного апарата «Інтеркосмос-25» (ІК-25). Результати вивчення пучково-плазової нестійкості до збудження поздовжніх хвиль при інжекції електронного пучка раніше були представлені в нашій роботі [Физ. плазми. — 2007. — 33, № 11. — С. 995—1013]. Специфічною особливістю експерименту, проведеного на витках 201, 202, була взаємна орієнтація інжекцій, при якій потоки заряджених частинок були інжектвані в одному напрямку вздовж магнітного поля  $B_0$  вгору від Землі таким чином, що відносна форма інжекцій мала вигляд структури «пучок у пучку». Результати пучково-плазової взаємодії для такої конфігурації були зареєстровані у подвійній супутниковій системі, що складається із станції ІК-25 і субсупутника «Магіон-3». Основну увагу приділено вивченню механізмів збудження електромагнітних хвиль у різних частотних діапазонах та їхньої взаємодії із зарядженими частинками іоносферної плазми, що призводить до прискорення/підсилення потоків частинок у полі електромагнітних хвиль. Розглянуто також збудження атмосфериків (свистів) на першій гармоніці електронного

циклотронного резонансу в умовах нормального ефекту Доплера при інжекції електронного пучка в іоносферну плазму.

*N. Baranets, Yu. Ruzhin, N. Erokhin, V. Afonin, J. Vojta,  
J. Smilauer, K. Kudela, J. Matisin, M. Ciobanu*

#### RESONANCE EFFECTS OF WAVE-PARTICLE INTERACTIONS DURING ARTIFICIAL CHARGED PARTICLE BEAM INJECTIONS IN IONOSPHERIC PLASMA

We investigate the wave-particle interaction in the ionospheric plasma with longitudinal plasma and electromagnetic waves generated during active space experiments with simultaneous injection of electron and xenon ion beams from the Intercosmos-25 (IK-25) spacecraft. Some results of our study of the beam-plasma instability relative to the longitudinal wave excitation during the electron beam injection were early presented [Plasma Phys. Rep. — 2007. — 33, N 11. — P. 995—1013]. A specific feature of the active experiment carried out at orbits 201 and 202 was that charged particle flows were injected in the same direction along the magnetic field lines  $B_0$  in such a way that produced the oblique beam-into-beam injection. Some results of the beam-plasma interaction for this configuration were registered by the double satellite system consisting of the IK-25 station and Magion-3 subsatellite. The emphasis is on the study of the electromagnetic wave excitation in different frequency ranges and the acceleration of energetic charged particles by the beam-induced waves in the nearsatellite plasma. Excitation of electromagnetic waves (whistlers) on the first harmonic of electron cyclotron resonance for normal Doppler effect during electron beam injection into ionospheric plasma is considered.