

УДК 533.951.2

© 1994 г. Н. В. Баранец, В. А. Гладышев, В. В. Афонин,
Г. П. Комраков

РАЗВИТИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ
В ОБЛАСТИ ВЕРХНЕГИБРИДНОГО РЕЗОНАНСА ПОД ДЕЙСТВИЕМ
ВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ БОРТОВОГО ПЕРЕДАТЧИКА
ПО ДАННЫМ «КОСМОСА-1809».

1. МОДИФИЦИРОВАННАЯ РАСПАДНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН
Объединенный институт физики Земли РАН
Институт космических исследований РАН
Научно-исследовательский радиофизический институт*

Рассмотрены результаты регистрации стимулированных всплесков электронов под действием ВЧ-излучения бортового передатчика в области частот плазменного резонанса. Примененная система счетчиков с высоким временным разрешением позволила провести измерения потоков электронов в околоспутниковой турбулентной области ионосферной плазмы. Большое внимание уделено рассмотрению спектров ускоренных электронов при различных значениях расстройки частоты излучения от резонансной верхнегибридной частоты ω_{UH} . Обнаруженные случаи регистрации ускоренных электронов с несколькими пиками на спектре связываются с развитием в плазме модифицированной распадной неустойчивости.

N. V. Baranets, V. A. Gladyshev, V. V. Afonin, G. P. Komrakov. Development of plasma turbulence under the action of HF emission of the topside sounder transmitter aboard the «Cosmos-1809» satellite. 1. Parametric decay instability. Abstract — the results of detection of the stimulated bursts of electrons by powerful HF emission of the topside sounder transmitter in the frequency range of plasma resonance are considered. The applied system of 4-bin swift-sweep memory counters allowed to carry out a measurement of electron flux in the nearsatellite region of ionospheric plasma. Special attention is paid to a consideration of accelerated electron spectra at different discrepancies between a frequency of pump wave and upperhybrid resonance ω_{UH} . A few peaks on the spectrum of the accelerated electrons are due to the development of the parametric decay instability in a plasma.

К настоящему времени получено достаточно много экспериментальных данных по ускорению электронов ионосферной плазмы высокочастотным электрическим полем вблизи резонансных частот плазмы. Первые эксперименты по нагреву ионосферной плазмы относительно мощным ВЧ-излучением бортового передатчика получены на спутниках «Интеркосмос-19» и «ИСИС-2» [1, 2].

Условия проведения экспериментов по обнаружению ускоренных электронов на указанных спутниках были разными прежде всего из-за различия их орбит (круговая орбита с высотой 1400 км для ИСИС-2 и эллиптическая с высотами 500—1000 км для «Интеркосмос-19»). На высотах полета «Интеркосмоса-19» электронная концентрация могла быть значительно выше и отношение плазменной частоты электронов ω_{pe} к их гирочастоте ω_{ce} изменялось в значительно более широких пределах, чем те же параметры на высотах ИСИС-2. Этот факт имел

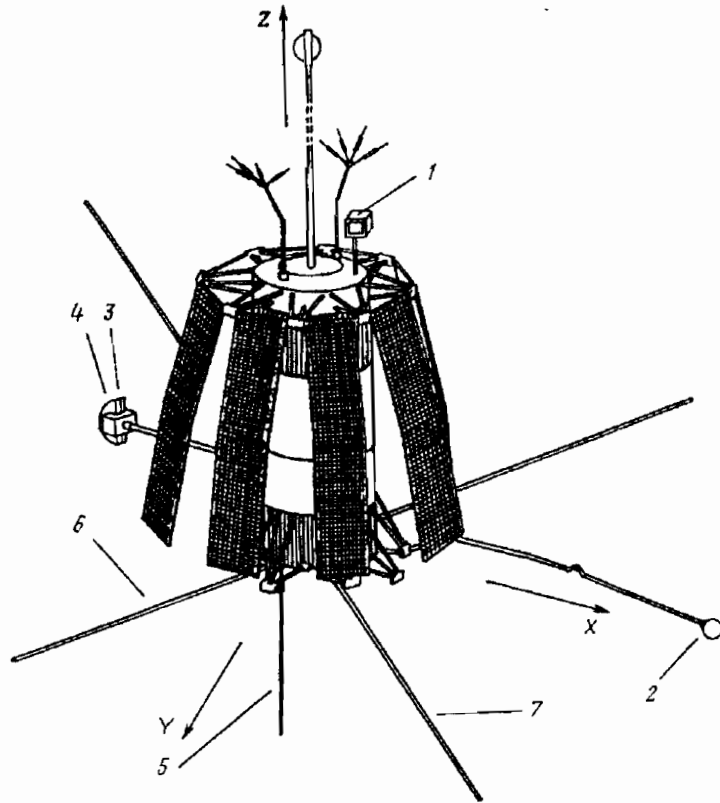


Рис. 1. Расположение датчиков научной аппаратуры на спутнике «Космос-1809»
 1 — магнитометр; 2 — датчик ленгмюровского зонда КМ-9; 3, 4 — датчики заряженных частиц СФ-ЗМД/1 и СФ/ЗМД/2; 5 — антенна импедансного зонда ИЗ-2; 6, 7 — система дипольных антенн ионосферной станции ИС-338, работающих в диапазоне частот 0,3—1,5 и 1,5—15,95 МГц соответственно. Взаимно перпендикулярные антенные диполи расположены под углом 45° к строительным осям спутника X, Y; ось Z направлена от Земли

большое значение, так как от величины параметра $q = \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2$ в значительной степени зависели амплитуда возбужденных электрических полей в плазме и другие характеристики излучения для дипольных антенн.

Эксперимент по воздействию ВЧ-излучения на ионосферную плазму на спутнике «Космос-1809» по условиям проведения был ближе к аналогичному эксперименту на ИСИС-2. «Космос-1809» запущен 25.XII 1986 г. на круговую орбиту с высотой ~1000 км и наклоном 82°.

1. Аппаратура

Комплекс приборов, позволивший проведение эксперимента по воздействию ВЧ-излучения на окружающую плазму, состоял из бортовой ионосферной станции ИС-338, энергоуглового спектроанализатора заряженных частиц низких энергий СФ-ЗМ, импедансного зонда ИЗ-2 с рабочей частотой 5,03 МГц, при помощи которого осуществлялось измерение электронной концентрации, и ленгмюровского зонда КМ-9, использовавшегося для измерения температуры электронов. Относительное расположение датчиков научной аппаратуры показано на рис. 1. Ориентацию и магнитное поле Земли определяли по бортовым солнечным датчикам и магнитометру. Данные магнитометра для исключения ошибки контролировались

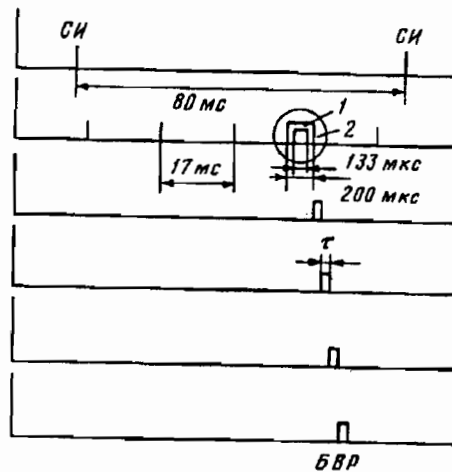


Рис. 2. Временная циклограмма работы счетчиков с быстрым временным разрешением (БВР): СИ — синхроимпульс опроса локального коммутатора телеметрии (не синхронизован с работой ИС-338) 1 — импульс излучения передатчика ИС-338; 2 — блокирующий импульс

расчетными значениями магнитного поля Земли. Основные технические характеристики передатчика ИС-338 приведены ниже.

Длина антенны:	
0,3÷5,0 МГц	50 м
5,0÷15,95 МГц	16 м
Радиус трубки антенны	0,012 м
Длительность импульса	133 мкс
Частота повторения	58,6 Гц
Дискретность частотного диапазона:	
0,3÷1,5 МГц	0,025 МГц
1,5÷15,95 МГц	0,050 МГц

Система излучателей состоит из двух взаимно перпендикулярных дипольных антенн, геометрические размеры которых указаны в таблице. Мощность, подводимая к дипольным излучателям, составляет около 300 Вт. Установленный на спутнике спектрометр СФ-3М [3] имеет систему из четырех счетчиков с высоким временным разрешением (БВР), предназначенную для регистрации заряженных частиц непосредственно после импульса излучения передатчика. Время накопления τ для каждого из четырех счетчиков может быть 0,5; 1; 2; 3 мс и устанавливается по команде с Земли. Запуск системы счетчиков осуществляется задним фронтом импульса, блокирующего работу прибора АВЧ-2К на время излучения. После запуска начинает считать частицы первый счетчик, через время τ он останавливается и начинает работу 2-й счетчик, затем 3-й и наконец 4-й. Таким образом система регистрирует стимулированные потоки частиц в течение времени 4τ , равного 2, 4, 8 или 12 мс. Кроме счетчиков БВР потоки частиц непрерывно регистрировались системой счетчиков большой емкости, опрашиваемых с частотой синхроимпульсов телеметрии (СИ).

Таким образом, синхронная работа передатчика и спектрометра с высоким временным разрешением позволяет исследовать развитие процессов в плазме уже в первые миллисекунды после импульса излучения.

На рис. 2 приведена циклограмма работы счетчиков БВР. В работе Шуйской и др. [4] приведены результаты регистрации стимулированных всплесков ионов

при помощи системы счетчиков БВР на частотах излучения $\omega_0 < \omega_{pe}$ ($\omega_{ce} < \omega_{pe}$) с длительностью существования всплесков $t \approx 0,5$ мс и с длительностью $t \approx 2+3$ мс в очень узкой области частот вблизи $\omega_0 \approx 0,7\omega_{pe}$. В настоящей работе мы приведем результаты регистрации ускоренных электронов с помощью системы счетчиков БВР.

2. Методика измерений

Для исследования возмущений дифференциальных потоков I_{et} мы рассматривали экспериментальные данные с достаточно спокойными магнитосферными условиями, что необходимо для надежного определения уровня невозмущенных потоков электронов I_{e0} во время паузы в работе передатчика ИС-338.

Регистрация электронов спектрометром СФ-3М осуществлялась в режиме циклического изменения измеряемой энергии электронов от 0,01 до 10,2 кэВ. Несмотря на то, что электроны регистрировались во всем диапазоне питч-углов α_p от 0 до 180°, система счетчиков БВР работала только для одного из четырех каналов электронного датчика. Детектирование заряженных частиц по каждому каналу проводилось в эффективном угле $\sim 30^\circ$ для входной апертуры датчика. Следует подчеркнуть, что чувствительность детекторов при малых временах накопления τ была недостаточна для надежной регистрации электронов с большими энергиями из-за малых значений их потоков. Регистрация возмущенных потоков электронов за время 4τ происходит на расстоянии от ~ 5 до 100 м от точки ввода ВЧ-мощности в ионосферную плазму.

3. Экспериментальные результаты

Сильная и слабая турбулентность. Регистрация электронов в области плазменного резонанса счетчиками БВР позволила не только определить длительность существования ускоренных частиц, но и провести исследование поведения функции распределения электронов на стадии затухания плазменных волн. В зависимости от временного режима τ регистрация электронов системой четырех счетчиков отражает пространственно-временную зависимость развития турбулентности в плазме. Первый из четырех счетчиков БВР дает информацию о характере турбулизации плазмы в ближней зоне излучения антенны. Распределение дифференциальных потоков электронов I_e тесно связано с вопросом об определении спектров плазменных волн. Процесс турбулизации становится существенным по мере приближения частоты волны накачки ω_0 к частоте плазменного резонанса, которая для ионосферных условий определяется по формуле (верхнегибридный резонанс)

$$\omega_{UH} = [1/2 (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2) + 1/2 \sqrt{(\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)^2 - 4\omega_{pe}^2\omega_{ce}^2 \cos^2 \theta}]^{1/2}, \quad (1)$$

где ω_{pe} , ω_{ce} — ленгмюровская и циклотронная частоты электронов, θ — угол между направлением распространения колебаний и магнитным полем Земли.

Для определения амплитуды электрического поля E_0 мы использовали теорию излучения дипольной антенны в плазме [5, 6]. В окрестности плазменного резонанса происходит диссипация ВЧ-энергии в плазменную турбулентность с плотностью энергии $W = \int |E_k|^2 dk / 8\pi$, которая в зависимости от величины $\eta = W/n_0 T_e$ будет соответствовать условиям сильной ($\eta \geq 1$) или слабой турбулентности ($\eta \ll 1$), где n_0 , T_e — электронная концентрация и температура, а E_k — амплитуда электрического поля плазменных пульсаций, k — волновое число ($k = 2\pi/\lambda$). В настоящее время появление ускоренных электронов связывается с развитием параметрической неустойчивости, которая при превышении некоторого энергетического порога может привести плазменные колебания к модуляционной неустойчивости с формированием ям плотности (каверн). На заключительной

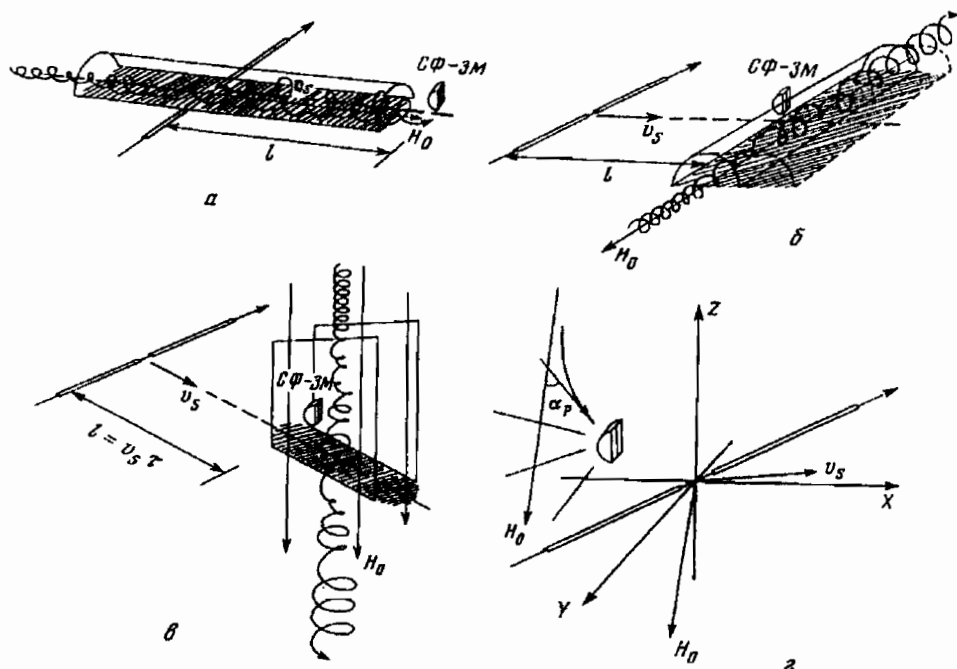


Рис. 3. Три случая (а—в) взаимно перпендикулярной ориентации вектора напряженности магнитного поля Земли, вектора скорости спутника и направления дипольной антенны б (см. рис. 1)
 l — расстояние от точки ввода ВЧ-мощности в плазму до точки регистрации потоков частиц в момент времени t ; α_p —pitch-угол электронов, попадающих в апертуру датчиков (г)

стадии коллапсирующие каверны приводят к появлению небольшой группы ускоренных электронов.

Задача характеризуется также величиной расстройки $\delta = (\omega_0 - \omega_{ce})/\omega_{ce}$. В случае больших расстроек $\delta > \delta_0$ ($\delta_0 = \frac{M}{m} (E_0^2/8\pi n_0 T_e)^2$, где M и m — массы протона и электрона) спектр плазменных колебаний модуляционно устойчив и становится существенной спектральной перекачка энергии пульсаций к малым волновым числам k по каналам слабой турбулентности. При условии неизотермичности плазмы ($T_e \gg T_i$) разрешен процесс распада волны накачки на плазменные и ионно-звуковые волны. При малых расстройках $\delta \leq \delta_0$, т. е. при выполнении условий для развития модуляционной неустойчивости, плазменные колебания накапливаются в резонансной с накачкой области спектра [7]. При таких расстройках δ рождение плазменных колебаний может быть связано с модифицированной распадной неустойчивостью, для которой характерно появление длинноволнового и коротковолнового сателлитов. При увеличении амплитуды волны накачки модифицированная распадная неустойчивость будет приводить к появлению дополнительных сателлитов и в этом смысле она будет все больше приближаться к модуляционной неустойчивости [8].

На рис. 3, а—в представлены три характерных случая взаимной ориентации магнитного поля Земли, вектора скорости спутника и дипольной антенны передатчика ИС-338.

Развитие турбулентных процессов в околоспутниковой плазме, а также область этих возмущений зависят от ориентации дипольной антенны относительно магнитного поля. Вектор скорости спутника v_s при этом определяет направление движения датчиков прибора СФ-3М, зондирующих турбулентную область. На

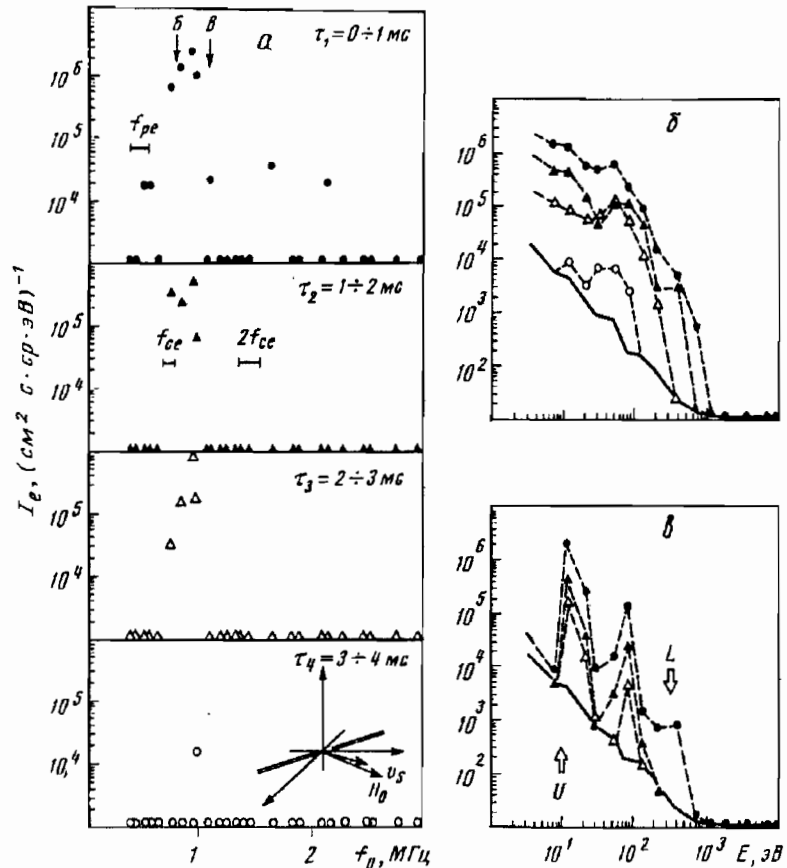


Рис. 4. Всплески электронов, измерения при $\tau = 1$ мс (случай 1) $f_{pe} \approx 0,45$ МГц, $f_{ce} \approx 0,71$ МГц, инвариантная широта $\Lambda_0 \approx -19 \div +2^\circ$, UT-03.46+03.50, виток 774 (12.II.1987 г.)
 а — зависимость потоков электронов с энергией $\epsilon_e = 32$ эВ от частоты волны накачки f_0 . Для $\epsilon_e = 32$ эВ порог чувствительности счетчиков БВР $\sim 10^3$ ($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{эВ})^{-1}$. б, в — Затухание возмущенных спектров электронов (штриховые линии) соответственно для расстройок $\delta_1 \approx 0,13$ и $\delta_2 \approx 0,49$. Сплошная линия — невозмущенный уровень; U , L — соответствуют резонансным группам электронов при $\omega_U = k_U v_U$, $\omega_L = k_L v_L$; $\alpha_p \sim 20 \div 50^\circ$

рис. 3, а—в все направления представлены взаимно ортогональными, а на рис. 3, г для произвольных направлений указаны векторы напряженности магнитного поля Земли H_0 , векторы скорости спутника v_s и pitch-угол α_p для регистрируемых электронов.

Модифицированная распадная неустойчивость. На рис. 4 представлены зарегистрированные счетчиками БВР всплески электронов с энергией $\epsilon_e \approx 32$ эВ в режиме накопления $\tau = 1$ мс для $q \approx 0,38$. Все четыре счетчика обнаруживают интенсивный всплеск электронов на частотах $\omega_0 \geq \omega_{UH}$ (или $\omega_0 \geq \omega_{ce}$ при $\omega_{ce} > \omega_{pe}$ и $\cos^2 \theta \sim 1$, $\omega = 2\pi f$). На этом же рисунке приведены энергетические спектры электронов для различных временных интервалов τ и экспериментальных расстройок δ , при которых зарегистрированы возмущенные потоки электронов. От величины расстройки δ качественно изменяется характер турбулизации и диссипации плазменных пульсаций. Это особенно наглядно демонстрируют спектры всплесков электронов для расстройок $\delta_1 = 0,13$ и $\delta_2 = 0,49$. Следует подчеркнуть, что расстройка δ_2 превосходит δ_0 , которая в этом случае для реальных ионосферных параметров $T_e = 2200^\circ \text{K}$, $n_0 = 2500 \text{ см}^{-3}$ и величины электрического поля $E_0 \sim 2 \text{ В/м}$ составляет величину $\sim 0,2+0,3$.

Достаточно широкая область наблюдаемых всплесков электронов несколько больше реальной частотной области $\Delta\omega_0$, для которой возможно возбуждение плазменных колебаний при условии $\eta \gg m/M$. Такое уширение вызвано прежде всего методикой обработки всплесков электронов — для набора нужного количества данных спектрометра СФ-ЗМ на одном энергетическом уровне (с периодом телесметрического опроса 80 мс) необходимо ~4 мин работы научной аппаратуры. Но за это время изменяются значения резонансных частот ω_{pe} , ω_{ce} , ω_{UH} , что служит одной из причин уширения наблюдаемых всплесков электронов. На всех рисунках диапазон изменения резонансных частот указан графически чертой под f_{pe} , f_{ce} , $2f_{ce}$.

Из приведенных спектров можно отметить, что для расстройки δ_1 время релаксации стимулированных всплесков электронов $t_r \approx 4$ мс. На исходе 3 мс спектр электронов имеет максимум около ~50 эВ. Диапазон энергий электронов при $\tau = 1$ мс $\epsilon_e \leq 1$ кэВ, что очень хорошо согласуется с аналогичными оценками в работе Серова и др. [9] для классификации стимулированных всплесков электронов по данным «Интеркосмос-19».

В работе [9] длительность всплесков электронов оценивалась как $0,3 \leq t \leq 3$ мс, но наблюдались всплески на частотах $\omega_0 \leq \omega_{pe}$ ($\omega_{pe} > \omega_{ce}$). Совершенно другой характер спектров электронов мы наблюдаем на рис. 4, в при расстройке частоты $\delta_2 \approx 0,49$. На этих спектрах начиная с 1 мс регистрации отчетливо прослеживается трехгорбый характер возмущений потоков электронов с временем релаксации $t_r \approx 3$ мс. Здесь наличие нескольких максимумов на функции распределения электронов свидетельствует о сложном характере распределения энергии в спектре плазмонов и существовании в нем нескольких пиков. Амплитуда возбуждаемого электрического поля E_0 и величина волнового вектора возбуждаемых колебаний при $\omega_0 \geq \omega_{UH}$ зависят от величины расстройки δ , которая в нашем случае не может быть фиксирована с необходимой точностью, поэтому определение области расстроек для перехода от слабой турбулентности в режим сильной, а также промежуточного состояния околоспутниковой плазмы, при котором выполняются условия для развития модифицированной распадной неустойчивости, не представляется нам возможным. Тем не менее характер спектров при $\delta_2 \approx 0,49$, стабильное энергетическое распределение возмущений потоков электронов во времени позволяют с большой степенью точности определить значения волновых векторов плазмонов в области поглощения $k^* = \omega_0/v$, где v — скорость резонансных частиц. Это позволяет по спектру резонансных частиц определить спектр стационарных плазменных колебаний для этой области в предположении, что наблюдаемый спектр электронов указывает на выполнение комбинационных условий для частот $\omega_U = \omega_0 + \omega_s$, $\omega_L = \omega_0 - \omega_s$, где ω_0 — частота накачки, а ω_s — ионно-звуковая частота. Средний пик на спектрах (~90 эВ), очевидно, соответствует резонансу волны накачки (ω_0 , k_0), а пики в области 10—20 и ~400 эВ — резонансу сателлитов (ω_U , k_U) и (ω_L , k_L). Время релаксации возмущений на спектре в области ~400 эВ $t_r \approx 1$ мс, для двух других пиков $t_r \approx 3$ мс. Следует также отметить, что при резонансе в области $\omega_0 \geq \omega_{UH}$ и малых расстройках δ волной накачки будет являться электростатическая плазменная волна с показателем преломления $n^2 < 0$. Ориентация вектора скорости спутника v_s была близка к направлению магнитного поля Земли, перпендикулярного дипольной антенне. В целом ориентация этих трех направлений близка к представленной на рис. 3, а.

На рис. 5 для режима регистрации $\tau = 3$ мс представлен всплеск электронов при другой взаимной ориентации магнитного поля, скорости спутника и антенны. Как и в ранее рассмотренном случае, всплески электронов наблюдаются при частотах излучения $\omega_0 \geq \omega_{UH}$ ($\omega_{ce} > \omega_{pe}$, $q \approx 0,86$). Из спектров электронов для расстроек $\delta_1 = 0,13$ (б) и $\delta_2 = 0,50$ (в) видно, что возмущенные потоки для

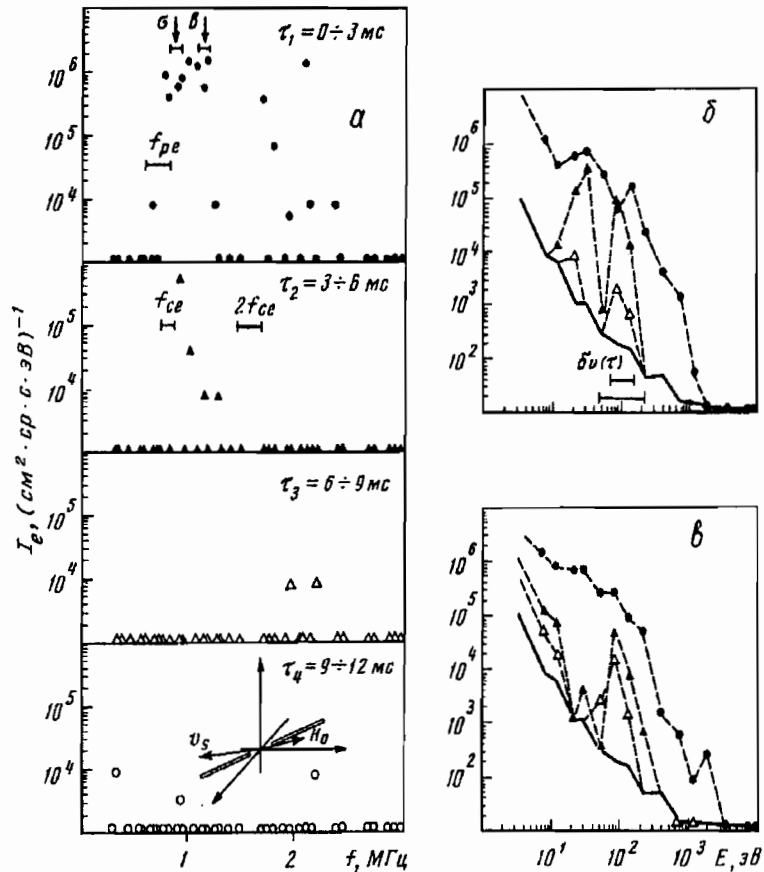


Рис. 5. Всплески электронов, измерения при $\tau = 3$ мс (случай 2) $f_{pe} \approx 0,66$ МГц, $f_{ce} \approx 0,81$ МГц, $\Lambda_0 \approx -42 \div -55^\circ$, $UT \sim 19.19 \div 19.24$, виток 48 (21.XII.1987 г.)

а — зависимость потоков электронов с энергией $\epsilon_e = 32$ эВ от частоты f_0 . б, в — затухание возмущенных спектров электронов для расстройок $\delta_1 = 0,13$ (б) и $\delta_2 = 0,50$ (в), $\delta\nu(\tau)$ — ширина резонансного горба, $\alpha_p \approx 25 \div 55^\circ$. Остальные обозначения как на рис. 4

приблизительно тех же значений энергий существуют до 9 мс. Различие в динамике развития спектров стимулированных электронов начинается с 3 мс. Для расстройки $\delta_1 = 0,13$ с этого момента времени особенностью спектра является его сходство с уже рассмотренным случаем 1 при $\delta_2 = 0,49$. Учитывая взаимную ориентацию скорости и направления H_0 , можно сказать, что начиная с времени $t = 3 \div 6$ мс спутник находился в условиях слабой турбулентности. На спектре при $\delta_2 = 0,50$ (очень малые значения параметра η) отчетливо виден только пик в области 100 эВ.

4. Обсуждение результатов

Обобщая результаты для двух рассмотренных случаев, можно отметить, что в зависимости от значения параметров турбулентности спектральное распределение ускоренных электронов наблюдается либо для всех значений энергий ≤ 1 кэВ (сильная турбулентность), либо в форме одного пика на спектре в области $\sim 70-100$ эВ (слабая турбулентность). Так как декремент затухания колебаний максимален при черенковском механизме взаимодействия на частотах $\sim \omega_{UH}$, значение вектора k_0 для плазменных колебаний в области поглощения легко определить из резонансного условия $|k_0| = \omega_0/v_0 \approx 0,80 \div 0,94 \text{ м}^{-1}$ (в зависимости

от величины расстройки). Промежуточные значения параметра η , удовлетворяющие условию развития модифицированного распада, приводят к появлению дополнительных пиков на функции распределения электронов. Легко определить волновые векторы k_U, k_L при выполнении резонансных условий $\omega_U = k_U v_U, \omega_L = k_L v_L$. Здесь v_U, v_L — векторы скорости резонансных электронов, соответствующие верхнему и нижнему сателлитам. Из распадных условий

$$\begin{aligned}\omega_U &= \omega_0 + \omega_s, & k_U &= k_0 + k_s, \\ \omega_L &= \omega_0 - \omega_s, & k_L &= k_0 - k_s,\end{aligned}\quad (2)$$

а также из экспериментальных данных

$$\Delta v = \frac{\omega_U}{k_U} - \frac{\omega_L}{k_L} = \frac{2(\omega_s k_0 - \omega_0 k_s)}{k_0^2 - k_s^2} \quad (3)$$

находим для ионно-звуковых колебаний

$$k_s = \frac{\sqrt{(\omega_0 - k_0 v_{is})^2 + \Delta v^2 k_0^2} + \omega_0 - k_0 v_{is}}{\Delta v}, \quad (4)$$

где $v_{is} = (T_e/M)^{1/2}$ — скорость ионно-звуковых колебаний. Здесь мы учли тот факт, что резонансный угол θ_r между направлением распространения возмущений и магнитным полем определяется, согласно [10], из уравнения:

$$\cos^2 \theta_r = \frac{\omega_0^2 (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 - \omega_0^2)}{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2}. \quad (5)$$

При условии малости расстройки значение $\cos^2 \theta_r \approx 1$. Из (4) находим значение вектора $k_s \approx 1,52 \pm 1,78$ и $k_U \approx 2,33 \pm 2,72, k_L \approx -0,72 \pm -0,84$ соответственно. Векторы k_U, k_L имеют разные знаки, т. е. колебания с такими волновыми векторами распространяются в разные стороны. Для оценки декремента затухания $\tilde{\gamma}$ из экспериментальных данных воспользуемся приближенным уравнением, определяющим зависимость амплитуды поля от времени

$$\frac{\Delta \varepsilon(k, t)}{\Delta t} = 2\tilde{\gamma}(k) \varepsilon(k, t), \quad (6)$$

где $\varepsilon(k, t) = |E_k(t)|^2/4\pi$ — спектральная плотность энергии колебаний с амплитудой $E_k(t)$. При $\eta \ll 1$ и при условии, что диссипация энергии плазменных волн в результате столкновений пренебрежимо мала, можно оценить $\Delta \varepsilon$. Зная резонансную функцию распределения $f_{e\tau}$ и установившуюся функцию f_{e0} , а также интервал резонансных скоростей $\delta v = v_1 - v_2$ можно найти потери энергии волны в результате затухания Ландау на электронах

$$\Delta \varepsilon = \pi \int_{v_z}^{v_{z2}} dv_z \int_{v_{\perp 1}}^{v_{\perp 2}} v_{\perp} m (v_z^2 + v_{\perp}^2) (f_{e\tau} - f_{e0}) dv_{\perp}, \quad (7)$$

где v_z, v_{\perp} — продольная и перпендикулярная компоненты скорости резонансных электронов по отношению к магнитному полю. Или, переходя от функции распределения f_e к потокам резонансных частиц $I_e = 2e f_e/m^2$, можно написать

$$\Delta \varepsilon = 2\pi m^2 \int_{v_z}^{v_{z2}} dv_z \int_{v_{\perp 1}}^{v_{\perp 2}} (I_{e\tau} - I_{e0}) v_{\perp} dv_{\perp}.$$

Амплитуду электрического поля E_k найдем из условия захвата электронов в диапазоне скоростей δv в поле волны [11]

$$E_k \approx mk (\delta v)^2 \cos^2 \alpha_p / 16e, \quad (8)$$

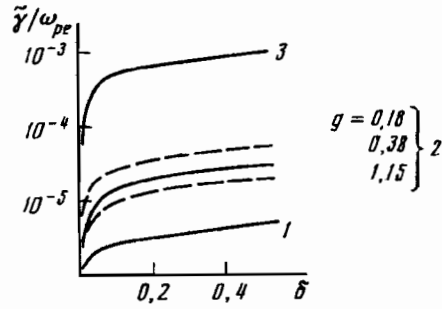


Рис. 6. Зависимость величины декремента линейного затухания Ландау ($\tilde{\gamma}/\omega_{pe}$) от величины расстройки δ для разных значений температуры T_e (1 — 7000° К, 2 — 8000° К, 3 — 9000° К) и параметра $q = \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2$ при $T_e = 8000^\circ$ К, $n_0 = 2500 \text{ см}^{-3}$, $f_{pe} \approx 0,45$ МГц.

где e — заряд электрона.

Из уравнения (6) получим для оценки декремента затухания выражение

$$\tilde{\gamma}(k) \approx \frac{2 \cdot 10^3 e^2 \sin^2 \alpha_p \Delta I_e}{k^2 \Delta t \delta v \cos^3 \alpha_p} \quad (9)$$

Определяя из спектров резонансных частиц величины $\Delta I_e = I_{e\tau} - I_{e0}$, δv , Δt можно определить декремент затухания плазменных волн для верхнего и нижнего спутника. Для случая, представленного на рис. 5 ($\delta_1 = 0,13$) $\Delta t_U \approx 6$ мс, т. е. показания первого счетчика в течение времени $0 + 3$ мс соответствуют прохождению спутника через сильно турбулентную область. Для нижнего спутника $\Delta t_L \leq 1$ мс (рис. 4, $\delta_2 = 0,49$). Отношение декрементов затухания для верхнего и нижнего спутников в результате будет

$$\frac{\tilde{\gamma}_U}{\tilde{\gamma}_L} \approx \frac{\Delta I_e^U}{\Delta I_e^L} \left(\frac{k_L}{k_U} \right)^2 \left(\frac{\Delta t_L}{\Delta t_U} \right) \left(\frac{\delta v_L}{\delta v_U} \right) \quad (10)$$

При $\Delta I_e^U/\Delta I_e^L \approx 10^3$, $\Delta t_L/\Delta t_U \approx 0,1$ и $\delta v_L/\delta v_U \approx 1,4$ отношение $\tilde{\gamma}_U/\tilde{\gamma}_L \approx 30$. Оценка декремента $\tilde{\gamma}_U$ для $\Delta I_e \approx 10^6$ ($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{эВ}$)⁻¹, $\Delta v_U = 0,2 \cdot 10^6$ м/с по формуле (9) даст величину $\tilde{\gamma}_U \approx (0,6 + 0,8) 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Теоретическая оценка декремента затухания плазменных волн с частотой ω_0 , обусловленного в отсутствие внешнего электрического поля электронами плазмы с максвелловским распределением по скоростям даст выражение (см. Приложение)

$$\tilde{\gamma}(\omega_0) \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{pe}^2 \omega_0^2}{k_0^3 v_{Te}^3 |\cos \theta_r| \left(1 + \frac{\omega_0^2 - \omega_{pe}^2}{\omega_0^2 - \omega_{ce}^2} \right)} \exp \left[- \frac{\omega_0^2}{2k_0^2 v_{Te}^2 \cos^2 \theta_r} \right], \quad (11)$$

где v_{Te} — тепловая скорость электронов.

Для того, чтобы сравнить декременты затухания, полученные из эксперимента, с теоретическими значениями, необходимо иметь в виду, что оба рассматриваемых случая получены при разных расстройках и разных величинах параметра q . Тем не менее, если сравнить величину декремента $\tilde{\gamma}_U$ с теоретическим значением $\tilde{\gamma}(\omega_0)$ для расстроек $\delta \approx 0,5 + 0,6$ и температуре $T_e = 8000^\circ$ К (рис. 6), то получим довольно хорошее согласие с экспериментом. Необходимо также отметить очень сильную зависимость декремента $\tilde{\gamma}(\omega_0)$ от температуры T_e . Такое сравнение хорошо объясняет короткое время жизни нижнего спутника, взаимодействующего с электронами плазмы. Эксперименты по исследованию закономерностей пара-

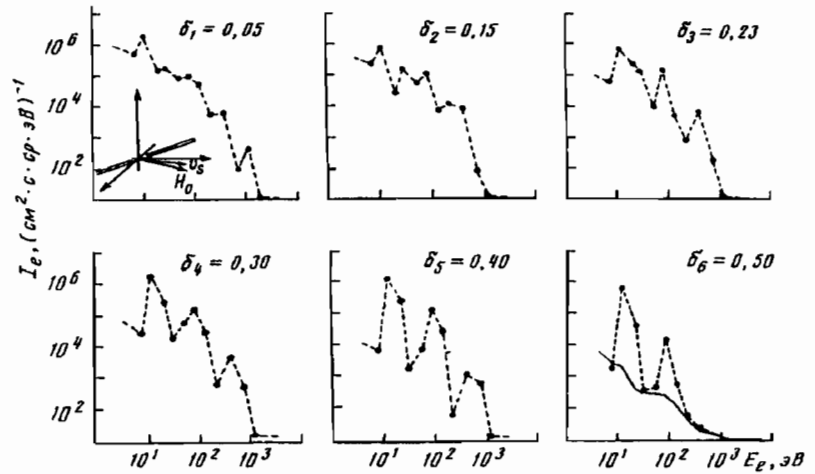


Рис. 7. Спектры электронов, зарегистрированные 1-м счетчиком БВР для разных расстройок δ : $f_{pe} \approx 0,42$ МГц, $f_{ce} \approx 0,73$ МГц, $\Lambda_0 - 2+17^\circ$, УТ-03.49+03.53. Виток 774

метрического возбуждения высокочастотных спектров с спутниками и ионно-звуковых спектров проведены в большом количестве и достаточно хорошо изучены. Ченг, Порколаб и Грск [12] в лабораторном эксперименте для гелиевой плазмы исследовали возникновение высокочастотных спутников для частоты волны накачки $\omega_0 > \omega_{ce}$ ($\omega_{ce} > \omega_{pe}$), т. е. в ситуации очень схожей с нашей.

Результаты проведенного ими эксперимента показывают, что с увеличением мощности поля волны накачки возникают дополнительные спутники и спектр размывается. Наши результаты, полученные на спутнике «Космос-1809» находятся в очень хорошем согласии с наземными экспериментами по регистрации ВЧ-спектров плазменных волн. На рис. 7 представлен случай регистрации спектров ускоренных электронов при различных значениях расстройки δ , доказывающий подобное согласие для режима $\tau = 1$ мс. Значение параметра q , температуры T_e и ориентации вектора v_s относительно направлений магнитного поля и дипольной антенны близки к случаю, представленному на рис. 3, т. к. оба они зарегистрированы на одном витке, но в разное время. В целом этот случай подтверждает все предыдущие результаты и является убедительным доказательством развития модифицированной распадной неустойчивости, как промежуточного этапа между сильной и слабой турбулентностью.

Заключение

Рассмотренные случаи регистрации стимулированных всплесков электронов с помощью системы счетчиков БВР позволяют исследовать различные процессы в ионосферной плазме с высоким временным разрешением. На спутнике «Космос-1809» такая система позволила впервые исследовать процессы турбулизации околоспутниковой плазмы под действием ВЧ-излучения бортового передатчика при различных значениях параметра η . К числу основных результатов этой работы следует отнести следующие:

1. После прекращения излучения ускоренные электроны регистрировались в течение времени до 9 мс, что превышает ранее полученные результаты на спутниках ИСИС-1 и «Интеркосмос-19» для длительности всплесков ускоренных электронов (см. рис. 4, $\tau = 3$ мс).

2. Всплески ускоренных электронов наблюдаются при частотах $\omega_0 \geq \omega_{UH}$ ($\omega_{ce} \leq \omega_0 \leq \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2$).

3. Зарегистрирована зависимость спектров ускоренных электронов при частоте

$\omega_0 \geq \omega_{UH}$ как от величины расстройки δ , так и от времени регистрации после импульса излучения (сильная и слабая турбулентность).

4. Существование нескольких пиков на спектрах электронов связывается с развитием модифицированной распадной неустойчивости и поглощением электронами плазмы энергии распадных сателлитов.

5. Наблюдается быстрая релаксация спектра ускоренных электронов, взаимодействующих с нижним распадным сателлитом.

В заключение авторы этой работы выражают большую благодарность инициаторам эксперимента с прибором СФ-ЗМ Ю. И. Гальперину и Ф. К. Шуйской, работнику ионосферной станции ИС-338 Т. В. Васильеву, а также Я. И. Лихтеру за интерес к работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для вычисления декремента затухания волны с частотой ω_0 , обусловленного в отсутствие внешнего электрического поля электронами плазмы, воспользуемся выражением

$$\tilde{\gamma}(\omega_0) = - \frac{\text{Im } \epsilon_0(\omega_0, k_0)}{\partial \text{Re } \epsilon_0(\omega_0, k_0) / \partial \omega_0}, \quad (1)$$

где $\epsilon_0(\omega_0, k_0)$ — диэлектрическая проницаемость.

Пренебрегая вкладом ионов и предполагая, что выполняется соотношение $k_{\perp}^2 v_{Te}^2 / \omega_{ce}^2 \ll 1$ для $\text{Im } \epsilon_0$ и $\partial \text{Re } \epsilon_0 / \partial \omega_0$ можно написать

$$\text{Im } \epsilon_0(\omega_0, k_0) \approx \sqrt{\pi/2} \frac{\omega_{pe}^2 \omega_0}{k_0^3 v_{Te}^3 |\cos \theta_r|} \exp \left[- \frac{\omega_0^2}{2k_0^2 v_{Te}^2 \cos^2 \theta} \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial \text{Re } \epsilon_0(\omega_0, k_0)}{\partial \omega_0} \approx \frac{2\omega_{pe}^2}{\omega_0^3} \left[\cos^2 \theta + \frac{\omega_0^4 \sin^2 \theta}{(\omega_0^2 - \omega_{ce}^2)^2} \right]. \quad (3)$$

В силу малости $\Delta\omega_0 = \omega_0 - \omega_{UH}$ волна распространяется под углом θ_r , при этом

$$\sin^2 \theta_r = \frac{(\omega_{pe}^2 - \omega_0^2)(\omega_{ce}^2 - \omega_0^2)}{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \text{Re } \epsilon_0(\omega_0, k_0)}{\partial \omega_0} \approx \frac{2}{\omega_0} \left(1 + \frac{\omega_0^2 - \omega_{pe}^2}{\omega_0^2 - \omega_{ce}^2} \right),$$

В итоге для декремента затухания получаем выражение

$$\tilde{\gamma}(\omega_0) = \frac{1}{2} \sqrt{\pi/2} \frac{\omega_{pe}^2 \omega_0^2}{k_0^3 v_{Te}^3 |\cos \theta_r| \left(1 + \frac{\omega_0^2 - \omega_{pe}^2}{\omega_0^2 - \omega_{ce}^2} \right)} \exp \left[- \frac{\omega_0^2}{2k_0^2 v_{Te}^2 \cos^2 \theta_r} \right].$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гальперин Ю. И., Сагдеев Р. З., Шуйская Ф. К. и др. Обнаружение ускорения электронов в ионосферной плазме под влиянием высокочастотного радиоизлучения вблизи локальной плазменной частоты на борту спутника «Интеркосмос-19»//Космич. исслед. 1981. Т. 19. № 1. С. 34—44.
2. James H. G. Sounder-accelerated particles observed on ISIS//J. Geophys. Res. 1983. V. 88. № 5. P. 4027.
3. Баранец Н. В., Гладышев В. А., Мулярчик Т. М., Ноткин В. А., Сунчелев Р. П., Шарко Ю. П. Наблюдение заряженных частиц малых энергий с помощью спектрометра СФ-ЗМ на борту спутника «Космос-1809»//Космич. исслед. 1992. Т. 30. № 1. С. 67—78.
4. Shuiskaya F. K., Galperin Yu. I., Serov A. A. et al. Resonant heating of the ionospheric plasma by powerful radiopules aboard the «Intercosmos-19» and «Cosmox-1809» satellites//Planet. Space Sci. 1990. V. 38. № 2. P. 173—180.

5. *Kutz P., Смит Г.* Антенны в материальных средах. М.: Мир, 1984.
6. *Vernet N., Meyer P.* The impedance of a dipole antenna in the ionosphere//Radio Sci. 1975. V. 10. № 5. P. 529—536.
7. *Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И.* Ленгмюровская турбулентность и диссипация высокочастотной энергии//ЖЭТФ. 1977. Т. 73. Вып. 4(10). С. 1352—1369.
8. *Галеев А. А., Судан Р.* Основы физики плазмы. Т. 2. М.: Энергоатомиздат, 1984.
9. *Серов А. А., Гальперин Ю. И., Лисаков Ю. В., Шуйская Ф. К.* Локальное ускорение электронов околоспутниковой плазмы радиоизлучением мощного бортового передатчика//Космич. исслед. 1985. Т. 23. № 3. С. 431—443.
10. *Силин В. П.* Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973.
11. *O'Neil T.* Collisionless damping of nonlinear oscillations//Phys. Fluids. 1965. V. 8. № 12. P. 2255—2262.
12. *Chang R. P. H., Porkolab M., Grek B.* Parametric instability waves in a magnetic field, due to high-frequency electric fields//Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. № 4. P. 206—209.

Поступила в редакцию
12.IV.1994