

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Пр-1752

В. В. АФОНИН, Н. Ф. СМЕРНОВА

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ  
ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ И ЛОКАЛЬНОГО УСКОРЕНИЯ  
ИОНОВ ВВЕРХ НА ИОНОСФЕРНЫХ ВЫСОТАХ И  
РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ПОТОКА  
ИОНОВ С  $E \geq 6 \text{ эВ}$  ПО ДАННЫМ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ  
РАКЕТЫ "ВЕРТИКАЛЬ-10"

УДК 523.4 853 : 520.04

Приведены результаты спектрального анализа потоков ионов, измеряемых анализаторами с тормозящим потенциалом (ионными ловушками) во время вертикального подъема до высоты 1511 км и спуска геофизической ракеты "Вертикаль-10". Показано, что во время пуска в среднеширотной ионосфере на высотах как ниже, так и выше максимума слоя F2 происходят сложные процессы с участием взаимодействия волна-частица трехволновых эффектов, обуславливающих, в частности, ускорение ионов снизу вверх до энергий более 16эВ.

Приведен краткий обзор спектральных методов и подробно описывается использованная методика подтверждения достоверности полученных результатов.

The results spectral analysis of ion fluxes measured by retarding potential analyzers (ion traps) on both up and down vertical legs of geophysical rocket "Vertical-10" are presented.

Complex processes including both wave-particles and three-wave interactions leading to acceleration of ions up down to the energies more than 16 eV were observed in mid-latitude nighttime ionosphere both at lower and upper parts of F2-layer.

brief review of spectral methods and detailed description of experimental analysis to verify validity of results obtained are given.

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение .....	4
1. Описание экспериментальных данных .....	5
2. Основные методы спектрального анализа .....	9
2.1. Определение спектральной плотности .....	9
2.2. Методы быстрого преобразования Фурье .....	11
2.3. Дискретизация .....	13
2.4. Выделение тренда .....	15
2.5. Эффект конечности выборки .....	16
2.6. Сглаживание данных .....	17
3. Результаты спектрального анализа потока ионов с E26эВ по данным геофизической ракеты "Вертикаль-10" .....	18
3.1. Процедура анализа и общие результаты .....	18
3.2. Выявление скрытых периодичностей .....	20
3.3. Результаты спектрального анализа .....	21
Заключение .....	26
Литература .....	27

## ВВЕДЕНИЕ

21 декабря 1981г. в районе г. Волгограда на высоту 1511 км была запущена геофизическая ракета "Вертикаль-10", на борту которой проводился ряд экспериментов с целью комплексного исследования ионосферы [1].

Во многих отношениях этот пуск был необычным:

1) на подъеме в области высот 700-1100 км наблюдалось обеднение в величине концентрации электронов до 40% по сравнению со спуском [2];

2) в этом же диапазоне высот зарегистрировано значительное повышение интенсивности нерегулярностей в широком диапазоне размеров - от десятков метров до нескольких километров [2];

3) наблюдался поток холодной плазмы из плазмосферы в ионосферу со скоростью  $\sim 1$  км/с [3];

4) в высотном ходе  $T_e$  наблюдался необычный максимум на  $h \approx 650$  км [4];

5) в диапазоне высот  $h = 640 \div 1100$  км наблюдалось повышение флуктуаций  $T_e$  [4];

6) зарегистрировано наличие квазипериодических вариаций  $T_e$  с периодом  $\sim 1$  с [4];

7) в диапазоне высот  $h = 640 \div 1100$  км зарегистрирован дополнительный нагрев электронов [4];

8) по данным ионного масс-спектрометра наблюдались неидентифицированные пики [5].

В процессе обработки данных плоских ионных ловушек с целью получения ионной температуры  $T_i$  и масс основных ионов встретился ряд эффектов, чрезвычайно затруднивших обработку. При дальнейшем анализе было обнаружено, что в ионных токах ловушек наблюдались квазисинусоидальные колебания, свидетельствующие о наличии в ионосфере во время эксперимента волновых процессов. С целью анализа этой необычной ситуации был проведен спектральный анализ вариаций токов ловушек на участках, где тепловые ионы были заторможены, т.е. потоков ионов с энергиями  $E \geq 60$  эВ.

Целью данной работы является описание особенностей имеющегося набора экспериментальных данных, в основном по ионным ловушкам, и описание полученных при спектральном анализе результатов.

В разделе 1 описываются экспериментальные данные, полученные при помощи анализаторов с тормозящим потенциалом - плоских ионных ловушек, и, вкратце, результаты измерений на той же ракете электронной температуры  $T_e$  высокочастотным зондом [4]. В связи с тем, что при проведении спектрального анализа большое внимание было уделено подтверждению достоверности полученных выводов, в разделе 2 приводится обзор примененных методов спектрального анализа, результаты которого изложены в разделе 3. В разделе 4 проводится их краткое обсуждение.

## 1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Геофизическая ракета "Вертикаль-10" была запущена на высоту 1511 км 21 декабря в 21<sup>ч35<sup>м</sup></sup> местного времени. Геофизическая обстановка в день пуска была спокойной; этот день является одним из 5 спокойных дней по международной классификации [6]. Поведение  $K_p$  за этот период показано на рис. 1. Анализ состояния ионос-

феры в районе пуска во время полета ракеты, проведенный в [7], показал, что в результате внедрения энергии в высокоширотную ионосферу за несколько часов до пуска во время суббурь над Волгоградом в момент пуска проходила внутренняя гравитационная волна. При этом во время подъема ракеты слой F2 опускался, а во время спуска - поднимался.

На трехосно стабилизированном отделе от ракеты-носителя контейнере на штанге длиной 1 м были установлены две плоских ионных ловушки ПЛ-40А советско-венгерского эксперимента ЛАМ [3], предназначенного для измерения ионной компоненты ионосферной плазмы. Одна из ловушек была направлена вверх, другая - вниз. Пример полученных вольт-амперных характеристик (интегральных спектров торможения) показан на рис. 2; там же схематически показано расположение и направление ловушек. Такие спектры получались каждые 2.5 с; диапазон развертки анализируемого напряжения составлял от -2 до +16 В, частота опроса коллекторного тока  $400 \text{ с}^{-1}$ . Усиление коллекторного тока осуществлялось усилителем постоянного тока с тремя автоматически переключаемыми шкалами и чувствительностью  $3,3 \cdot 10^{-12} \text{ А/бит}$ . Вид телеметрических записей обеих ловушек на высоте 580 км (подъем) показан на рис. 3.

При визуальном анализе вольт-амперных характеристик обеих ловушек было обнаружено наличие колебательных процессов на участках, соответствующих тепловым энергиям ионов. Эти процессы наблюдаются не всегда и наиболее ярко выражены на отдельных участках траектории, в основном на подъеме на высотах ниже максимума области F2 и на  $h \approx 700 \pm 200 \text{ км}$ . На рис. 3 слева показан вид ТМ-записей спектров на участке подъема  $h \approx 1100 \text{ км}$ , из которых видно, что по сравнению со спокойными высотами  $h \approx 580 \text{ км}$  (справа) поток ионов снизу сильно флуктуирует, в то время как

поток ионов сверху практически неизменен. Кроме того, из рис. 4 видно, что помимо переменной части потока снизу, приводящего к "размытию" ТМ-записей, имеется постоянная компонента потока снизу, отсутствующая на меньших высотах. Это свидетельствует о наличии процесса ускорения вверх ионосферных ионов, причем область ускорения расположена в данном случае ниже ракеты. Поскольку форма "хвоста" вольт-амперных характеристик горизонтальна (рис. 3), энергия ускорения ионов по крайней мере больше 16 эВ. Наличие квазипериодического процесса легко усматривается из вида вольт-амперных характеристик ТА1 (поток сверху) и ТА2 (поток снизу) на рис. 4; на этих спектрах показаны все ТМ-отсчеты, соединенные для наглядности тонкой линией. На рис. 5 показаны последовательности спектров ТА1 (поток сверху) и токов насыщения ТА2 (поток снизу), свидетельствующие о том, что колебательные процессы наблюдаются в некоторых областях высот, причем их поведение отличается для потоков сверху и снизу. В частности, поток сверху наиболее флуктуирует в диапазоне высот 640-700 км. Помимо регулярных периодических явлений в токах ТА2 наблюдались парные изолированные импульсы при потенциалах торможения 1,3 В. Такие импульсы легко выделяются визуально; пример можно видеть на рис. 2, 3. Импульсы наблюдались начиная с высоты ~250 км и по мере подъема контейнера сдвигались по оси энергий в сторону меньших энергий. На  $h \approx 700 \text{ км}$  они сдвинулись до тепловых энергий и проявлялись в виде изолированных импульсных повышений тока (рис. 2). Положение пиков на оси энергий и расстояние между ними показано на рис. 6. Интересно отметить, что максимум расстояния между импульсами соответствует высоте, на которой начинаются флуктуации  $T_e$ . Вышеописанные особенности поведения ионной компоненты подтверждаются особенностями поведения электронной

компоненты. На рис. 7 для моментов времени, соответствующих рис. 3, показаны ТМ-записи напряжения, связанного прямой функциональной зависимостью с величиной температуры электронов  $T_e$  (прибор ДЕТ-С, ИКИ АН СССР). Так же, как и в случае ионной компоненты, на  $h \approx 1100$  величина  $T_e$  в значительно большей степени флуктуирует, чем на  $h \approx 580$  км; величина флуктуаций соответствует  $\Delta T_e \approx 200$  К. На рис. 8 для двух высот  $h \approx 550$  км и  $h \approx 980$  км (подъем) показаны флуктуации величины  $T_e$ , вычисленные из каждой ТМ-точки [4]. Эти флуктуации  $T_e$  частично обусловлены шумом ТМ-канала, величина которого определяется "спокойным" участком траектории ( $h=550$  км), поэтому вариации  $T_e$  на  $h=980$  км не могут быть объяснены шумом ТМ-канала и являются реальными. На рис. 9 показаны огибающие  $T_{\min}$  и  $T_{\max}$  высотного хода  $T_e(h)$ , построенные для каждого 10-км участка траектории, т.е. для 200-500 ТМ-точек или 20-50 измерений  $T_e$  (величина  $T_e$  измерялась 10 раз в секунду, а опрос происходил с частотой  $100 \text{ с}^{-1}$ ) [4]. На этом же рисунке в увеличенном масштабе показан разброс  $\Delta T_e = T_{\max} - T_{\min}$ . Из рисунка видно, что до  $h=640$  км наблюдается "нормальный" (т.е., обусловленный шумом ТМ-канала) разброс  $\Delta T_e = 100 \text{ К}$  (5-10%), а на  $h=640$  км происходит резкий рост  $\Delta T_e$  до  $\sim 500 \text{ К}$  (20-30%). В высотном ходе  $T_e(h)$  на участке подъема также наблюдаются особенности. На рис. 10 показаны профили  $T_e(h)$  для спуска и подъема [4] и на этом рисунке показаны теоретические высотные ходы  $T_e(h)$  для двух величин потока тепла сверху в предположении, что форма профиля  $T_e(h)$  определяется теплопроводностью электронного газа. Это для ночных условий на средних широтах является, безусловно, справедливым по крайней мере для высот  $h \geq 500$  км. По данным среднеширотной станции неогерентного рассеяния Сент-Сентия (Франция), это предположение

справедливо от больших высот до высот  $\sim 400$  км [8]. Кроме того, хорошее совпадение на верхнем участке и на  $h=500, 600$  км само по себе свидетельствует о справедливости этого предположения. Из этого рисунка отчетливо видно наличие квазипериодических вариаций  $T_e$  при подъеме на  $h=640, 1000$  км и дополнительного нагрева электронов на  $\Delta T_e = 200 \text{ К}$  в этом же диапазоне высот. Во время спуска зона дополнительного нагрева "распылилась" вверх до  $h \approx 400$  км. На рис. 11 показана спектральная плотность температуры электронов для разных высот.

## 2. ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

### 2.1 Определение спектральной плотности

Изложим основные идеи спектрального анализа согласно [9-35].

Для статистического описания колебательных явлений случайного процесса  $X(t)$  с нулевым средним используют автоковариационную функцию, дающую меру зависимости между величинами, которые отстоят одна от другой на  $\tau$  единиц времени:

$$c(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} X(t) \cdot X(t+\tau) dt, \quad (1)$$

и спектр (функцию частоты):

$$P(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} X(t) \cdot e^{-i2\pi f t} dt \right|^2. \quad (2)$$

$P(f)$  дает долю дисперсии, приходящуюся на колебания с частотами между  $f$  и  $(f+df)$ . Предполагается, что  $X(t)$  является стационарным случайным процессом, т.е. математическое ожидание и дисперсия не зависят от времени.

Если  $X(t)$  - напряжение, которое подводится к электрической цепи, содержащей сопротивление 1 Ом, то  $P(f)$  можно интерпретировать как количество мощности, распределяемое  $X(t)$  на частоте  $f$ .

Ковариация и спектр связаны преобразованием Фурье

$$c(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} P(f) \cdot e^{i2\pi f \tau} df \quad (3)$$

и содержат одну и ту же информацию. Физики предпочитают спектральный анализ, а корреляционный анализ широко применяется в экономике. В [28] вычисление спектра сравнивается с настройкой радиоприемника: сигнал большой мощности хорошо слышен тогда, когда частота настройки совпадает с входной частотой, и поэтому пики спектра интерпретируют как гармоники изучаемого колебательного процесса.

На практике используют дискретное преобразование Фурье, которое переводит комплексную временную последовательность  $X(j)$ ,  $j=0, \dots, N-1$ ,

в частотную

$$a(n) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} X(j) \cdot e^{-i \frac{2\pi}{N} n j}, \quad n=0, \dots, N-1. \quad (4)$$

Обратное преобразование определяется как

$$X(j) = \sum_{n=0}^{N-1} a(n) \cdot e^{i \frac{2\pi}{N} n j}, \quad j=0, \dots, N-1. \quad (5)$$

Дискретное преобразование Фурье дает меру линейной связи наблюдаемого ряда  $X(j)$  с явлениями на частотах  $\lambda = \frac{2\pi}{N} n$ .

Сами коэффициенты ряда Фурье плохо подходят для описания периодических процессов, так как они меняются при изменении начала отсчета времени. Свойством инвариантности относительно сдвига времени обладает величина  $|a(n)|^2$ , которую называют мощностью частоты  $n$ . Величина

$$\sum_{n=0}^{N-1} |a(n)|^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} |X(j)|^2 \quad (6)$$

называется выборочной дисперсией или средней мощностью и представляет дисперсию данных относительно нуля (предполагается, что математическое ожидание ряда  $X(j)$  равно нулю).

Если измерения проводятся с шагом по времени  $\Delta t$ , то значение  $|a(n)|^2$  дает долю дисперсии, приходящуюся на частоту  $\Delta t = 1/N \Delta t$ .

Таким образом, спектральную плотность можно определить следующим выражением:

$$G(f_n) = N \Delta t |a(n)|^2, \quad f_n = n/N \Delta t, \quad n = -N/2, \dots, 0, \dots, N/2. \quad (7)$$

На практике обрабатываются не комплексные, а действительные временные ряды. Так как для действительных последовательностей  $\text{Re } a(n) = \text{Re } a(-n)$ ,  $\text{Im } a(n) = -\text{Im } a(-n)$ , то  $G(f_n)$  - четная функция, и имеется только  $[N/2]+1$  различных значений. Укажем, что значениям  $n > N/2$  соответствуют отрицательные частоты.

Если, например, временной ряд есть результат измерений тока в А, то размерность спектральной плотности  $A^2/2$  Гц. Статистика (7) называется периодограммой.

Если частота измеряется в радианах за единицу времени, то тогда

$$\omega_n = 2\pi f_n, \quad G(\omega_n) = (N \Delta t |a(n)|^2) / 2\pi, \quad -\pi \leq \omega_n \leq \pi. \quad (8)$$

Чтобы определять спектральную плотность по этим формулам, необходимо сглаживать спектральные отсчеты, иначе полученные оценки окажутся несостоятельными (качество этих оценок не будет улучшаться с ростом числа измерений), а также иметь эффективнее численные алгоритмы преобразования Фурье.

### 2.2. Методы быстрого преобразования Фурье

Дискретное преобразование Фурье (ДПФ) - это взаимнооднозначное отображение последовательности  $N$  комплексных чисел  $X(j)$ ,  $j=0, \dots, N-1$  в другую последовательность  $a(n)$ ,  $n=0, \dots, N-1$ . Это преобразование является линейным:

если  $X_1(j) \in a_1(n)$ ,  $X_2(j) \in a_2(n)$ ,  $n, j = 0, 1, \dots, N-1$  и  $X(j) = \alpha X_1(j) + \beta X_2(j)$ , то  $a(n) = \alpha a_1(n) + \beta a_2(n)$ , где  $X(j) \in a(n)$ .

Прямое вычисление ДПФ требует  $O(N^2)$  операций. Под быстрым

преобразованием Фурье (БПФ) понимается класс алгоритмов, позволяющих вычислять ДПФ с меньшим числом операций. Следствием сокращения числа операций является повышение точности, так как при этом уменьшается количество ошибок, возникающих за счет округления. Идея БПФ была высказана еще Рунге в 1903г., но широкую известность этот метод приобрел после опубликования работы Кули и Тьюки [20].

В вычислениях при помощи алгоритмов БПФ сокращение операций достигается сведением преобразования длинного ряда из членов к преобразованию нескольких более коротких рядов. Так, если  $N=N_1 \cdot N_2$ , то прямое вычисление  $N$ -точечного ДПФ требует  $N^2 \cdot N_2$  операций, а вычисления при помощи БПФ-алгоритма приводят к  $N_1$   $N_2$ -точечным ДПФ,  $N_2$   $N_1$ -точечным ДПФ и  $N_1 \cdot N_2$  умножениям на фазовые множители. Необходимое число операций:

$$M = N_1 N_2^2 + N_2 N_1^2 + N_1 N_2 = N_1 N_2 (N_1 + N_2 + 1) < N^2 N_2 \quad (9)$$

Метод особенно эффективен и прост, когда  $N=2^p$ , и в этом случае число операций пропорционально  $N \cdot \log_2 N$ .

Матричный подход дает следующее объяснение. Дискретное конечное преобразование Фурье  $N$  данных можно представить как отражение в  $N$ -мерном пространстве. Матрицу, задающую это линейное преобразование, можно представить как произведение матриц более простого вида (с большим количеством нулей и единиц). Особенность вида этих матриц позволяет сократить число арифметических операций при умножении на них соответствующего вектора в итерациях БПФ. Таким образом, результирующее преобразование делится на последовательность линейных преобразований, заданных этими матрицами. В [17] очень остроумно отмечено, что в основу метода БПФ положен принцип "разделяй и властвуй". Действительно, такой подход эффективен во всех быстрых преобразованиях.

Несмотря на большое количество алгоритмов и программ, реализующих БПФ, поиск универсального гармонического анализатора с минимальной сложностью продолжается. Современные идеи методов БПФ изложены в [15,16]. В [16] рассмотрены возможности векторизации БПФ для проведения вычислений на параллельных ЭВМ, в этой же работе обсуждаются факторы, влияющие на выбор данного алгоритма БПФ к конкретной прикладной задаче.

Наиболее совершенная программа, реализующая алгоритмы БПФ комплексной последовательности длины  $N=2^p$  ( $4 \leq p \leq 20$ ), приводится в [18]. Алгоритмы БПФ действительных последовательностей основаны на алгоритмах БПФ комплексных величин, так как действительную последовательность длины  $2N$  можно преобразовать посредством БПФ  $N$  комплексных данных. Это позволяет сократить время вычислений почти вдвое. В [19] приводится программа для действительного быстрого преобразования Фурье для случая  $N=2^p$ .

### 2.3. Дискретизация

Если данные являются результатами измерений, проводимых через равные промежутки времени  $\Delta t$ , то невозможно обнаружить частоты, большие чем  $1/2\Delta t$ , так как необходимо по крайней мере два наблюдения на период. Предельная величина  $f_N = 1/2\Delta t$  называется частотой Найквиста.

Другим эффектом равномерной дискретизации является наложение частот. Частоты  $f, 2f_N - f, 2f_N + f, 4f_N - f, 4f_N + f$  и т.д. нельзя различить при проведении спектрального анализа. Если представить частоты в виде точек бесконечной прямой, то прямая как бы складывается гармоникой, и точки перегиба соответствуют частотам, кратным частоте Найквиста. Понятно, что если не удастся обеспечить необходимую частоту дискретизации и значительная доля мощности сигнала относится к частотному интервалу  $(f_N, \infty)$ , то

эффект наложения частот существенно искажает спектр. В [9] приводятся соотношения между коэффициентами разложения в ряд Фурье на дискретном и непрерывном множествах точек.

Избавиться от эффекта наложения частот можно применением алгоритмов обработки сигналов с использованием стохастической дискретизации, т.е. когда интервал времени  $\Delta t$  является не постоянной, а случайной величиной.

В [25] рекомендуется моменты дискретизации определять по формуле  $t_k = t_{k-1} + \mu_k$ , где  $\mu_k$  - независимые, одинаково распределенные случайные величины со средним значением  $\mu$ , и приводятся условия, которым должен удовлетворять поток точек дискретизации  $\{t_k\}$ . В [22] показано, что подобная стохастическая дискретизация со средней частотой  $1/\mu$  и квантом времени  $\nu$  в пределе эквивалентна равномерной дискретизации с частотой  $d/\mu$ , где  $d = \mu/\nu$ . Следовательно, полоса частот расширяется в  $d$  раз, однако неравномерные отсчеты сигнала не позволяют применять стандартные алгоритмы БПФ. В [22] предлагается сделать неравномерные промежутки времени равномерными следующим образом. Если  $T$  - длина реализации, то определим

$$I(l) = \begin{cases} 1, & \text{если } l \in \{t_k\} \\ 0, & \text{если } l \notin \{t_k\} \end{cases}$$

Тогда последовательность  $X$  длины  $N$  можно преобразовать в последовательность  $X_0$  длины  $N_0 = T/\nu$  по формуле  $X_0(l) = I(l) \cdot X(l\nu)$ ,  $l = 1, \dots, N_0$ , которая отличается от входного сигнала  $X$  добавлением  $(N_0 - N)$  нулей.

В [25] подробно исследуются погрешности оценки характеристики сигнала в зависимости от режимов дискретизации и квантования.

В [36] описано применение метода стохастической дискретизации к определению спектра колебаний потока ионов в ионосфере.

#### 2.4. Выделение тренда

Перед проведением спектрального анализа временной ряд центрируют, т.е. делают математическое ожидание процесса нулевым. В [24] приводятся формулы для рекурсивного определения математического ожидания и дисперсии последовательности из двух групп размером  $n_1$  и  $n_2$ . Если  $m_1, m_2$  - математические ожидания,  $S_1, S_2$  - дисперсии наблюдений в первой и второй группах соответственно,

то

$$m(X) = (n_1 m_1 + n_2 m_2) / (n_1 + n_2); \quad (11)$$

$$S(X) = [(n_1 - 1)S_1^2 + (n_2 - 1)S_2^2 + (n_1 n_2 / (n_1 + n_2))(m_1 - m_2)^2] / (n_1 + n_2 - 1)$$

Более сложная задача возникает при определении тренда в выборке, если математическое ожидание меняется со временем. В [23] предлагается для снятия тренда использовать полиномиальную регрессию, если выборка невелика и низкие частоты не представляют большого интереса. Если необходимо изучать колебания с большим периодом, то лучшим методом оказывается гармоническая регрессия.

Для больших выборок ( $n \geq 1000$ ) самым быстрым методом будет фильтрация и вычитание из экспериментальных данных их сглаженных значений. Для аппроксимации данных полиномом можно применять процедуру скользящего сглаживания. Например, подбор полинома третьего порядка к группам из семи точек можно осуществить, применяя скользящее среднее с весами:

$$[-2, 3, 6, 7, 6, 3, -2] / 21.$$

Техника построения скользящих средних подробно изложена в [29]. К устранению тренда при помощи скользящего среднего следует подходить осторожно, так как в результате этой процедуры можно



получить устойчивые флуктуации в данных. Этот эффект называется эффектом Слуцкого-Юла, который подробно описан в [23],[28],[29].

### 2.5. Эффект конечности выборки

Конечный временной ряд  $X_1(t)$  ( $|t| \leq T/2$ ) можно представить как произведение бесконечного  $X(t)$  на прямоугольный импульс

$$X_1(t) = X(t) \cdot P(t),$$

где

$$P(t) = \begin{cases} 1, & |t| \leq T/2 \\ 0, & |t| > T/2 \end{cases} \quad (12)$$

Преобразование Фурье прямоугольного импульса:

$$P(f) = \sin 2\pi f T / 2\pi f T. \quad (13)$$

Как известно, преобразование Фурье для произведения функций есть свертка, т.е. выражается интегралом:

$$X_1(f) = \int_{-\infty}^{\infty} X(\eta) (\sin 2\pi T(f-\eta) / 2\pi T(f-\eta)) d\eta. \quad (14)$$

Если  $X(t) = e^{2\pi i f_1 t}$ , то

$$X_1(f) = \sin 2\pi T(f-f_1) / 2\pi T(f-f_1), \quad (15)$$

так как преобразование Фурье для  $e^{2\pi i f_1 t}$  будет дельта-функция  $\delta(f-f_1)$ . Следовательно, частота  $f_1$  как бы "размывается" (ширина центрального пика  $2/T$ ). Чем длиннее выборка, тем лучше разделить две близкие частоты, так как пик будет более узким. В оптике это соответствует разрешающей способности.

Таким образом, для спектрального анализа необходимы достаточно длинные записи. С увеличением длительности наблюдаемого периодического явления повышается статистическая достоверность результатов (максимумы в спектре будут более острыми и высокими). Однако, при этом возникает вероятность в исследовании нестационарного процесса. Нестационарность может привести к ошибочным выводам, так как единственная компонента с переменной частотой может дать несколько пиков в спектре.

### 2.6. Сглаживание данных

Чтобы получить состоятельную оценку спектральной плотности необходимо проводить сглаживание в области частот. Самый простой способ сглаживания - это применение скользящего среднего к полученным по формуле (7) грубым оценкам:

$$G(f_n) = \frac{1}{2k+1} \sum_{i=-k}^{i=k} G(f_{n-i}). \quad (16)$$

Окончательную оценку можно получить в результате осреднения спектров по нескольким реализациям случайного процесса (осреднение по ансамблю). Для длинных временных рядов применяется метод осреднения оценок, полученных по коротким отрезкам реализации процесса.

Можно производить сглаживание временного ряда. Это следует сделать, если имеется интерес не только к амплитуде, но и к фазе сигнала.

Окна данных - это весовые последовательности  $W(j)$ ,  $j=0, \dots, N-1$ , на которые умножаются данные. Оценка, получаемая в результате применения преобразования Фурье к модифицированному таким образом временному ряду, подправляется весовым множителем

$$U = \sum_{j=0}^{N-1} W^2(j); \quad G(f) = G(f) / U. \quad (17)$$

Очень часто используется на практике алгебраическое семейство окон данных:

$$W(j) = 1 - |(j - \frac{N-1}{2}) / \frac{N-1}{2}|^\alpha; \quad \alpha = 1, 2, 3, \dots; \quad j = 0, \dots, N-1. \quad (18)$$

В пределе при  $\alpha \rightarrow \infty$  получаем равномерно взвешенные данные. Если  $\alpha = 1$ , то получаем сглаживание с треугольным весом.

Применение окон при гармоническом анализе подробно изложено в [27].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ИОННЫХ ТОКОВ

#### 3.1 Процедура анализа и общие результаты

Спектральному анализу подвергались "хвостовые участки" вольт-амперной характеристики, т.е. участки, на которых тепловые ионы были заторможены. От конца характеристики отбиралось 512 точек, поэтому при частоте опроса  $400 \text{ с}^{-1}$  и диапазоне развертки тормозящего потенциала анализирующей сетки от  $-2$  до  $+16 \text{ В}$  анализировались ионы при тормозящем потенциале от  $+7$  до  $+16 \text{ В}$ . Так как потенциал корпуса ракеты в течение всего времени полета был  $-1 \text{ В}$ , это соответствует диапазону энергий  $8 - 15 \text{ эВ}$ .

Спектральная плотность ионного тока определялась при помощи процедуры, включающей преобразование Фурье, в полосе частот  $0-200 \text{ Гц}$ . Для вычисления действительного преобразования Фурье применялась программа, опубликованная в [19]. Оценивание спектральной плотности проводилось при помощи стандартной программы [34], предварительно модифицированной. Сглаживание первичной оценки спектральной плотности производилось простым усреднением или с треугольным весом. Так как интервал усреднения был равен 5 точкам, а сдвиг интервала равен 2 точкам, то вычисленные оценки спектральной плотности размещались с интервалом  $\sim 1.6 \text{ Гц}$ . Спектральный анализ проводился для неоглаженных данных и для оглаженных при помощи алгебраического семейства окон при  $\alpha=1,2$  (см. 2.6). Применялось также сглаживание по ансамблю (по 5 спектрам, см. рис.12). На рисунках спектральная плотность вычислялась для неоглаженных данных, а сглаживание первичной оценки в частотной области проводилось с треугольным весом. Как видно из приведенных графиков на частоте  $\sim 126 \text{ Гц}$  выделяется резкий пик в диапазоне высот  $\sim 900 \text{ км}$ . В таблице приводятся данные расчетов величины этого пика, представленного на рис. 13,14 для различных

способов оценивания. Пункту 1 в таблице соответствует простое усреднение в частотной области по 5 точкам, а пункту 2 - усреднение с треугольным весом. Из таблиц видно, что различные способы оценивания в нашем случае дают примерно одинаковые результаты. Для количественной характеристики близости оценок можно воспользоваться методом, предложенным в [31]. В [31] вводится мера близости оценок  $\hat{Q}_1, \dots, \hat{Q}_m$  параметра  $Q$  в виде  $M = (\hat{Q}_m - \hat{Q}_1) / \hat{Q}_1$ , где  $\hat{Q}_1 = \min(\hat{Q}_1, \dots, \hat{Q}_m)$  и  $\hat{Q}_m = \max(\hat{Q}_1, \dots, \hat{Q}_m)$ . Неточность оценивания определяется значением  $\beta_m = M / (M+2)$ . В [31] показано, что если  $\beta < \beta_m$ , то найдется оценка  $\hat{Q}_1$ , для которой  $\hat{Q}_1 < (1-\beta) \cdot Q$  или  $\hat{Q}_1 < (1-\beta) \cdot Q$ . Мера неточности оценок для максимума спектральной плотности заключена в следующих пределах:

$$0,19\% \leq \beta_m \leq 23\%$$

Нижняя граница  $\beta_m$  вычислялась исходя из самых близких оценок, а верхняя - из наиболее отличающихся.

Результаты вычисления различными методами величины пика спектральной плотности ионного тока ловушки, направленной вниз на высоте  $742 \text{ км}$  во время подъема ракеты

не производится	Сглаживание исходных данных	
	производится при помощи алгебраического окна:	
	$\alpha=1$	$\alpha=2$
1. $0,803 \cdot 10^{-5}$ Log S = -5,095	1. $0,886 \cdot 10^{-5}$ Log S = -5,053	1. $0,880 \cdot 10^{-5}$ Log S = -5,81
2. $0,130 \cdot 10^{-4}$ Log S = -4,887	2. $0,130 \cdot 10^{-4}$ Log S = -4,886	2. $0,127 \cdot 10^{-4}$ Log S = -4,896

### 3.2. Выявление скрытых периодичностей

На основании четкого, хорошо определяемого пика спектральной плотности ионного тока может быть высказана гипотеза, что ионный ток  $I(t)$  содержит слагаемое, представляющее собой гармонику с частотой  $f \cong 26$  Гц, т.е.

$$I(t) = R \sin(2\pi ft + \varphi) + n(t) = A \cos 2\pi ft + B \sin 2\pi ft + n(t), \quad (19)$$

где  $n(t)$  - случайный остаток,  $R = (A^2 + B^2)^{1/2}$  - амплитуда,  $\varphi = \frac{180}{\pi} \arctg \frac{B}{A}$  - фаза.

Определение амплитуды, фазы, частоты и случайного остатка называется задачей выявления скрытых периодичностей, которая подробно рассматривается в [35].

С целью проверки достоверности и надежности выделения спектрального пика  $f \cong 26$  Гц эта задача повторно решалась независимым методом, а именно, к исходной реализации  $I(t)$  методом наименьших квадратов подбирались параметры линейно-нелинейной модели [19]. Частота определялась как нелинейный параметр методом оптимизации, в основе которого - комбинация метода золотого сечения и последовательной параболической интерполяции. В [32] приводится программа, реализующая этот метод, которая была применена с соответствующими изменениями. Для поиска минимума линейной части (параметры  $A$  и  $B$  в (19)) использовалась программа DLLSQ [33]. Эта программа реализует метод, основанный на приведении матрицы плана к треугольному виду с помощью преобразования Хаусхолдера, и не требует образования нормальных уравнений, что позволяет получить более высокую точность оценивания. Программа DLLSQ позволяет получать линейные оценки одновременно для нескольких моделей, заданных одной матрицей плана. Это дает возможность определять амплитуды и фазы для двух ловушек одновременно в предположении, что колебания происходят на одной частоте.

Приведем результаты расчетов для характеристик, полученных на высоте  $H=742$  км. Пропущенных измерений в этих данных не было. Для подбора частоты при оптимизации задавались следующие пределы:  $120 \leq f \leq 130$  Гц. Амплитуды и фазы определялись для двух ловушек одновременно с помощью программы DLLSQ. По расчетам  $f=124,4$  Гц, амплитуды  $A_1=0,0111$  и  $A_2=0,00346$  в единицах  $10^{-10}$  А, фазы  $\varphi_1=84,7$ ,  $\varphi_2=-89,8$ . Значение амплитуды  $A_1$  выше чувствительности прибора, которая равна 0.0033 в вышеуказанных единицах.

На рис. 13 изображены спектральные плотности ионного тока (сплошная линия) и случайного остатка (пунктир) после вычитания из исходного сигнала гармонической компоненты  $f=124,9$  Гц. Хорошее совпадение спектральной плотности тока и остатка в шумовой части спектра свидетельствует о некоррелированности выделенной гармоники и остальной части сигнала (рис. 14).

Как видно из рис. 13 и 14, оба независимых метода дают хорошо совпадающие результаты, что свидетельствует о достоверности выделения спектральных линий квазимонохроматических колебаний ионного тока ловушек - анализаторов с тормозящим потенциалом.

### 3.3. Результаты спектрального анализа

Аналізу подвергалась каждая вольт-амперная характеристика; всего за время полета получено 500 спектров. Процедура получения спектров описана в разделе 3.1.

На фоне мелких вариаций имеются спектральные пики, превышающие шумовой фон более чем на порядок. Шумовая компонента спектра обусловлена шумом прибора и/или радиоканала. С целью подавления шумовой компоненты спектров помимо мер, описанных в разделе 3.1 проводилось усреднение по пяти последовательным спектрам. Примеры таких усредненных спектров для разных высот

приведены на рис. 12. Вид спектров в этом случае более гладкий. Отдельные максимумы на усредненных спектрах прослеживаются на многих последовательных спектрах; четко прослеживаются максимумы величиной 0,5 порядка. В этом случае можно полагать, что такие устойчивые максимумы характеризуют сигнал, т.е. присутствуют в попадающем в ловушку внешнем потоке и представляют собой устойчивые на рассматриваемом промежутке времени гармонические процессы в ионосферной плазме. Показанные на рис. 12 спектры являются характерными и отражают изменения в гармонических процессах по мере подъема ракеты.

На рис. 15 сверху приведены высотные ходы максимума спектральной плотности для подъема для ловушки TA2 (смотрит вниз) на частотах 118, 126 и 144 Гц, а в нижней части рисунка показаны математическое ожидание и среднее квадратическое отклонение анализируемых участков вольт-амперных характеристик для обеих ловушек на спуске и подъеме.

Для получения более наглядной картины за время полета были построены хроноспектрограммы - усредненные спектры с небольшим сдвигом по вертикали; при этом на каждом спектре строились только участки, на которых спектральная плотность превышала заданный (примерно средний) уровень. Хроноспектрограммы показаны на рис. 16, 17; справа на этих рисунках указаны высоты в километрах.

Как видно из этих рисунков, в течение всего полета наблюдалась сложная волновая обстановка с большим количеством различных эффектов. Не вдаваясь в детали, укажем основные особенности.

1) Наиболее яркой линией как во время подъема, так и во время спуска является  $f=126$  Гц. В потоке сверху (TA1) она наблюдается

все время, а в потоке снизу (TA2) - за исключением двух интервалов: ниже максимума F2 и в диапазоне  $h=900-1350$  км.

2) В обоих этих интервалах наблюдается сложная картина, заключающаяся в чередовании гребенчатой структуры (до 8 гармоник с  $f=24 \pm 2$  Гц и максимумом на  $f=144$  Гц) и шумовых полос. Это чередование очевидно на рис. 16, на котором представлена последовательность характерных спектров. На этом же рисунке очень хорошо просматривается гребенчатая структура. Переход от монохроматической линии  $f=126$  Гц к "гребенке" происходит через развитие шумовой полосы на базе  $f=126$  Гц с плавным смещением к  $f=144$  Гц. В обоих случаях наблюдается возрастание дисперсии (рис. 15, внизу справа).

3) Переход от гребенчатой структуры ниже максимума F2 к монохроматической линии  $f=126$  Гц выше происходит резко, слегка не доходя до F2, т.е. в области максимальных высотных градиентов концентрации. "Гребенка" на больших высотах наблюдается в области обеднения концентрации (по сравнению со спуском).

Переход от гребенчатой структуры к линии  $f=126$  Гц на больших высотах происходит путем плавного уменьшения интенсивности "гребенки" и через шумовую полосу - резко к линии  $f=126$  Гц.

4) Линия  $f=126$  Гц на высотах от F2 до 700-800 км представляет собой узкий изолированный пик с амплитудой на 1,5-2 порядка выше уровня шума. На больших высотах эта линия расширяется и фактически представляет собой шумовую полосу, причем в потоке снизу (TA2) ширина этой полосы в 2,5 раза больше, чем в потоке сверху (TA1) - 50 и 20 Гц соответственно.

Расширение линии  $f=126$  Гц происходит в основном в сторону высоких частот.

5) В потоке сверху как на подъеме, так и на спуске на всех

высотах наблюдалась линия  $f=36$  Гц с временной модуляцией интенсивности с периодом 15-20 с. Ширина этой линии обладает такими же примерно особенностями, как и линии  $f=126$  Гц. Вблизи этой линии периодически наблюдаются линии-спутники с  $f=3,5$  Гц. В начале полета ширина этой линии равна 3-5 Гц, к концу полета 6-7 Гц. В этой полосе наблюдаются периодические "качания" максимума (рис. 17, нижняя часть); одновременно с этим появляются слабые максимумы на частотах 2-3 Гц.

6) В верхней части траектории на  $h>1000$  км в потоке снизу (ТА2) наблюдается максимум на малых, близких к нулевым, частотах. Частота этого максимума близка к 0 на  $h=1000$  км (подъем), плавно увеличивается до  $f=5$  Гц в вершине траектории, затем, по мере спуска ракеты, возрастает до  $f=10$  Гц на  $h=1000$  км (спуск). Как видно из хроноспектограмм рис. 16, 17 максимальная амплитуда этой линии наблюдается на спуске на  $h=1450$  км; в этом диапазоне высот эта линия - максимальная в спектре. При наличии этой линии частота "основной" линии  $f=126$  Гц либо смещается на 5 Гц в сторону высоких частот, либо рядом с "основной" линией справа появляется второй максимум.

7) В потоке сверху (ТА1) при подъеме наблюдается линия  $f=85$  Гц только ниже F2 (рис. 16). На спуске она появляется ниже  $h=1000$  км и модулирована по времени с периодом 15-20 с (рис. 17); аналогичная линия появляется и в ТА2 с частотой  $f=89-90$  Гц с таким же поведением, причем на подъеме она отсутствует.

8) В потоке снизу на спуске на частоте 190 Гц наблюдается линия на  $h<1000$  км; амплитуда ее модулирована во времени с периодом 15-20 с - рис. 17. Интересно отметить, что эта частота близка к частоте 8-ой гармоники "гребенки", наблюдаемой при подъеме, - рис. 16.

9) На частотах 0-70 Гц в потоке снизу появляется почти "белый шум" на  $h=1350, 1450$  км, т.е. при переходе от "гребенчатой" структуры к квазимонохроматической шумовой полосе  $f=126$  Гц (рис. 17). Аналогичная структура наблюдается при спуске на  $h=1450$  км (рис. 17). В обоих этих случаях амплитуда квазимонохроматической линии (0-10 Гц) максимальна. Проявлением этого является упоминавшиеся выше изменения в линии 126 Гц и возрастание дисперсии на рис. 15.

Область высот полета ракеты (200, 1500 км) с точки зрения волновой активности можно грубо разделить на три части:

- 1)  $h < h_m F_2$ ;
- 2)  $h_m F_2 < h < 800$  км;
- 3)  $h > 800$  км.

Характерной особенностью области 2 является наличие ярко выраженных линий (см. рис. 16, 17), причем линия 126 Гц имеет очень стабильную амплитуду, а линии на других частотах имеют "импульсное" поведение с периодом 15-20 с. Это хорошо видно также из рис. 15 (верхняя часть) для максимума спектральной плотности.

Области 1 и 3 имеют некоторые общие особенности:

1) Наличие потоков ионов снизу. Это легко устанавливается из рис. 15 (внизу), из которого видно, что во время подъема постоянная часть потока в ловушке ТА2 в 3-5 раз превышает аналогичную величину для ТА1 в обеих областях 1 и 3. Этот эффект виден также прямо из ТМ-записей (рис. 3). Такое поведение означает, что в обеих этих областях ионосферы имеются потоки ионов, ускоренных до энергий  $E > 16$  эВ.

2) Колебательная энергия не содержится практически в одной линии, как в области 2, а размешена по спектру 0,200 Гц либо в

шумовых полосах, либо в "гребенчатой" структуре. Эта структура по-видимому представляет собой амплитудно-модулированную волну с частотой 144 Гц и частотой модуляции ~24 Гц.

3) Обе эти области весьма динамичны - имеют место неоднократные переходы от "гребенчатой" структуры (амплитудно-модулированной волны) к шумовым полосам и обратно.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведен спектральный анализ в области частот 0..200 Гц потоков ионов с E26 эВ в ионосфере по данным двух ионных анализаторов с тормозящим потенциалом во время вертикального подъема и спуска геофизической ракеты "Вертикаль-10" на средних широтах в области высот 200-1500 км.

2. В спектрах колебаний потоков ионов снизу вверх и сверху вниз имеются ярко выраженные особенности, свидетельствующие о том, что в ионосфере происходили различные процессы, включающие взаимодействия волна-частица и трехволновые взаимодействия.

3. С использованием различных математических методов проведен анализ достоверности полученных спектральных оценок. Показано, что спектральные оценки, полученные различными методами, совпадают и достаточно близки к друг другу. Эти результаты, а также общая картина обнаруженных эффектов, свидетельствуют о том, что наблюдаемые эффекты достоверны, т.е. они реально присутствуют в ионосферной плазме и не являются фактами приборного происхождения или результатом некорректной математической обработки.

4. Показано, что в среднеширотной ионосфере происходят волновые ускорения ионов снизу вверх до энергий E26 эВ в области ниже максимума F2.

5. Такое же ускорение происходит в области 800 + 1200 км.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Отчет о результатах комплексного эксперимента, проведенного 21 декабря 1981 г. одновременно на ракете "Вертикаль-10" и спутнике "ИКБ-1300". ИКИ АН СССР, ноябрь 1983 г.
2. Gdalevich G.L., Gubsky V.F., Natorf L., Ozerov V.D., Wernik A.W. Mid-latitude rocket measurements of plasma irregularities associated with topside density depletion. - J. of Atm. and Terr. Physics, 1984, v. 46, N10, p. 953-956.
3. Афонин В.В., Бенце П., Безруких В.В., Грингауз К.И., Самарин И., Смирнова Н.Ф. Наблюдения потоков холодных ионов из плазмы в ионосферу в ночное время на средних широтах. - Космические исследования, 1984, т. XXII, №6, с. 884-888.
4. Афонин В.В., Пядышев В.Г., Старцев В.И. Высотные профили температуры электронов и ее флуктуаций до высоты 1500 км по данным геофизической ракеты "Вертикаль-10". - В сб.: "Ракетное зондирование верхней атмосферы и ионосферы до высоты 1500 км". - Издательство Ростовского университета, 1989, с. 104-109.
5. Шульчишин Ю.А. Исследование состава положительных ионов на ракете "Вертикаль-10". - В сб.: "Ракетное зондирование верхней атмосферы и ионосферы до высоты 1500 км". - Издательство Ростовского университета, 1989, с. 117-128.
6. Coffey Helen .E., ed., Geomagnetic and solar data. - J.G.R., 1982, v. 87, N A4, p. 2580.
7. Гдалевич Г.Л., Губский В.Ф., Шашункина В.Н., Юдович Л.А. Ракетные измерения в период прохождения внутренних гравитационных волн. - Космические исследования, 1986, т. XXIV, №6, с. 941-943.
8. Bauer P., Lejeune G., Petit M. Thermal coupling between the upper F2-region and the magnetosphere heat fluxes and energy production. - Pl. Sp. Sci., 1970, v. 18, p. 1447-1470.

9. Хемминг Р. В. Численные методы. М.: Наука, 1968, с. 78-89, 280-316.
10. Blackman R. B., Tukey J. W. The measurement of power spectra from the point of view of communications engineering. Dover, New York, 1958.
11. Отнес Р., Эноксон Л. Прикладной анализ временных рядов. Основные методы. М.: Мир, 1982, 428с.
12. Otnes R. K., Enochson L. Digital time series analysis. Wiley-Interscience, New York, 1972.
13. Cooley Y. W., Lewis P. A. W. and Welch P. D. The applications of the fast Fourier transform algorithm to the estimation of spectra and cross-spectra. - J. Sound Vib., 1970, v. 12, N3, p. 339-352.
14. Cooley Y. W., Lewis P. A. W. and Welch P. D. The fast Fourier transform algorithm: programming considerations in the calculations on sine, cosine and Laplace transform. - J. Sound Vib., 1970, v. 12, N3, p. 315-337.
15. Нуссбаумер Г. Быстрое преобразование Фурье и алгоритмы вычисления сверток. М.: Радио и связь, 1985, 248с.
16. Шварцтраубер П. Векторизация быстрого преобразования Фурье. - В сб. "Параллельные вычисления", М.: Наука, 1986, с. 56-87.
17. Ахо А., Хопкрофт Дж., Ульман Дж. Построение и анализ вычислительных алгоритмов. М.: Мир, 1979, гл. 7., 536с.
18. Monro D. M. Complex discrete fast Fourier transform. - J. of the Royal Stat. Soc. (Ser. C), Applied Statistics, 1975, v. 24, N1, p. 133-160.
19. Monro D. M. Real discrete fast Fourier transform. - J. of the Royal Stat. Soc. (Ser. C), Applied Statistics, 1976, v. 25, N2, p. 166-172.

20. Cooley J. W. and Tukey J. W. An algorithm for machine calculations of complex Fourier Series. - Mathematics of Computation, 1965, v. 19, p. 297-301.
21. Бриллинджер Д. Р. Фурье - анализ стационарных процессов. Пер. с англ. - Труды Института инженеров по электронике и радиотехнике, 1974, т. 62, N12, с. 15-33.
22. Медниекс И. Б. Применение БПФ для обработки стохастически дискретизированных сигналов. - В сб.: "Методы и средства преобразования информации". Рига, 1984, N1, с. 54-60.
23. Гренджер К., Хатанака М. Спектральный анализ временных рядов в экономике. М.: Статистика, 1972.
24. Nelson L. S. Combining statistics from two groups and some updating calculations. - J. of Quality Technology, 1978, v. 10, N4, p. 180-181.
25. Микельсон А. К. Влияние дискретизации и квантования на результат разложения сигнала в базисах прямоугольных функций. - В сб.: "Методы и средства преобразования информации", Рига, 1984, N1, с. 60-68.
26. Микельсон А. К. Оценка параметров широкополосных сигналов при относительно низкой средней частоте дискретизации. Автоматика и вычислительная техника, 1981, N1, с. 90-94.
27. Хэррис Ф. Дж. Использование окон при гармоническом анализе методом дискретного преобразования Фурье. Пер. с англ. - Труды инженеров по электронике и радиотехнике. 1978, т. 66, с. 60-96.
28. Кендалл М., Стьюарт А. Многомерный статистический анализ и временные ряды. М.: Наука, 1976.
29. Кендалл М. Временные ряды. М.: Финансы и статистика, 198., 198 с.

30. Welch P.D. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms. - IEEE Trans. on Audio and Electroacoustics, 1967, v. AU-15, N2, p. 70-73.
31. Tsao How and Wright T. On the maximum ratio: a tool for assisting inaccuracy assessment. - The American Statistician, 1983, v. 37, N4, p. 339-342.
32. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980, с.200-205, 248-256.
33. Сборник научных программ на Фортране. М.: Статистика, вып. 2, 1974, с.185-186.
34. Задирака В.К. Теория вычисления преобразования Фурье. Киев: Наукова Думка, 1983, с.194-200.
35. Серебрянников М.Г. Первозванский А.А. Выявление скрытых периодичностей. М.: Наука, 1965.
36. Афонин В.В., Смирнова Н.Ф. Применение стохастической дискретизации к спектральному анализу колебаний ионов плазмы. Препринт ИКИ АН СССР, Пр-1589, 1990.

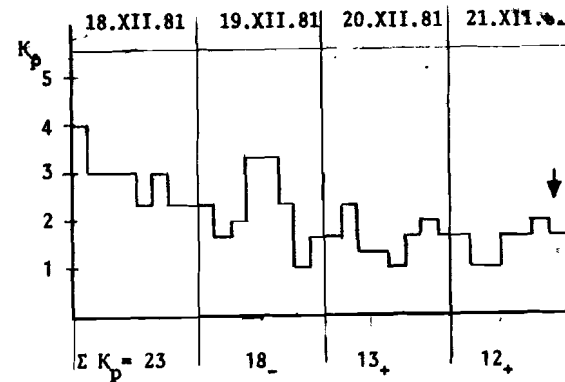


Рис.1. Поведение  $K_p$  в период пуска геофизической ракеты "Вертикаль-Ю". Стрелкой указано время пуска.

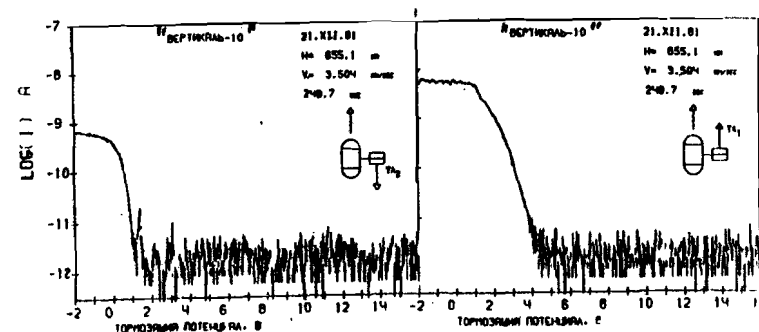


Рис.2. Пример полученных вольт-амперных характеристик плоских ионных ловушек, установленных на ракете "Вертикаль-Ю". Схематически показано расположение и направление ловушек: TA1 - смотрит вверх; TA2 - смотрит вниз.



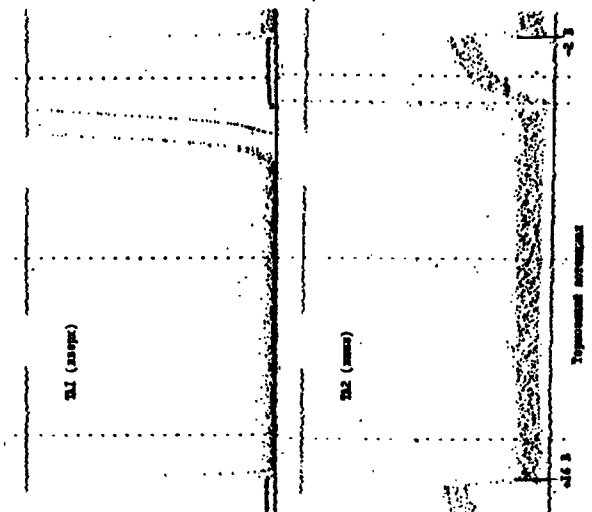
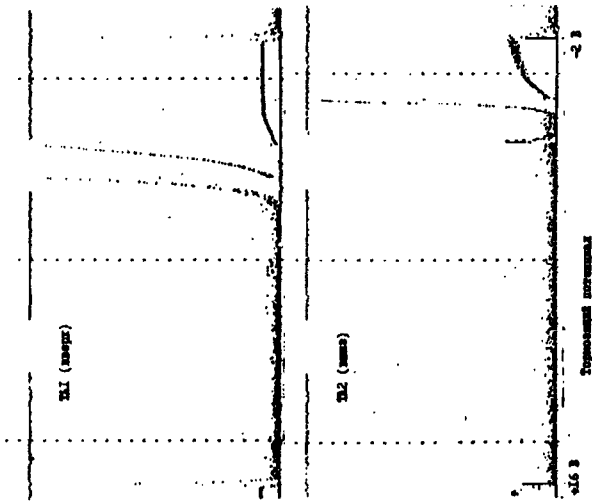


Рис.3. Томографические записи вольт-амперных характеристик ловушек ТА1 (смотрит вниз) и ТА2 (смотрит вверх) на высотах 580 км (справа) и 1100 км (слева) во время подъема. Видно переключенные шкалы. На высоте 1100 км наблюдается наличие потоков энергичных ионов снизу.

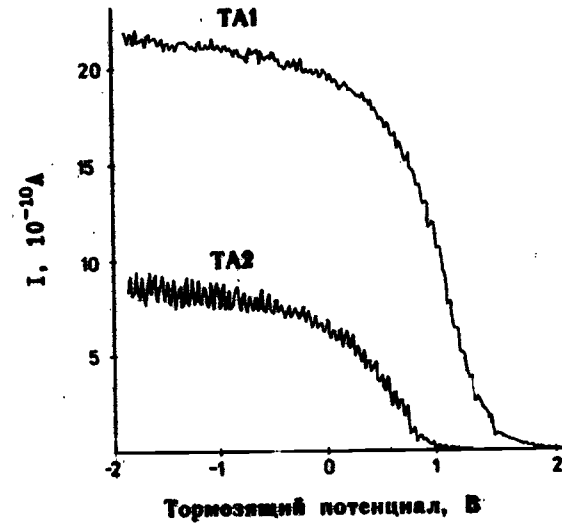


Рис.4. Вольт-амперные характеристики ловушек, направленных вверх (ТА1) и вниз (ТА2) во время подъема. Показаны все ТМ-отсчеты, соединенные линиями.

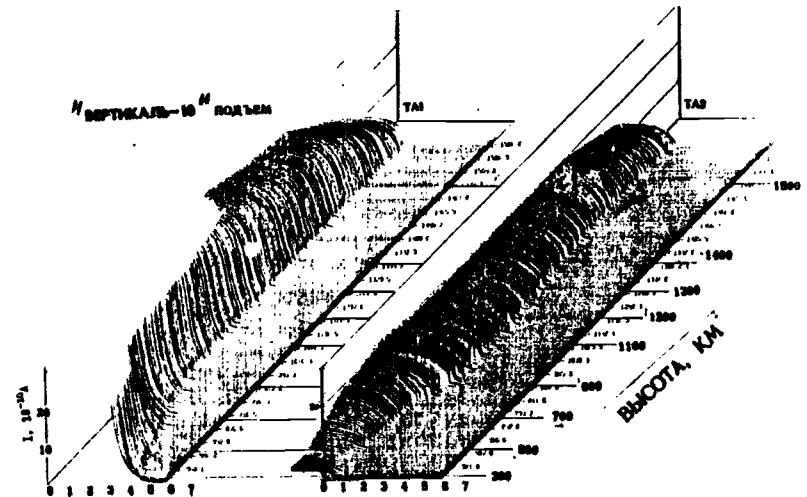


Рис.5. Последовательность вольт-амперных характеристик ловушек, направленных вверх (ТА1) и вниз (ТА2) во время подъема до высоты 1511 км.

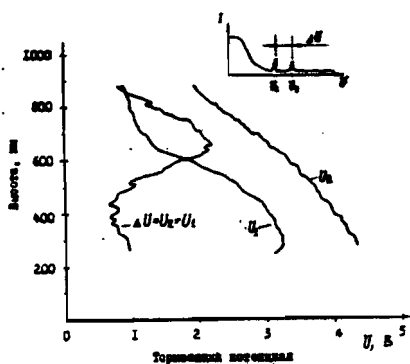


Рис.6.

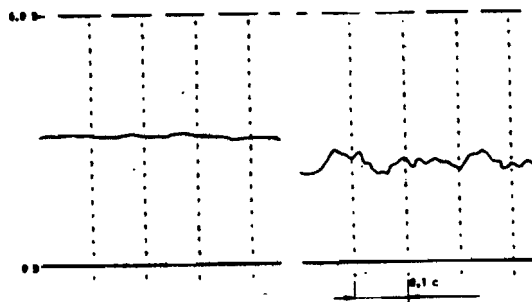


Рис.7.

Рис.6. Высотные вариации положения парных изолированных импульсов тока ните-  
радикальной ионной ловушки.

Рис.7. Вид ТМ-записи напряжения, связанного прямой функциональной зависимостью с величиной  $T_e$ , в те же моменты времени, что и для рис.3.

Рис.8. Вариации величины  $T_e$  на двух высотах. По горизонтали - время полета в секундах.

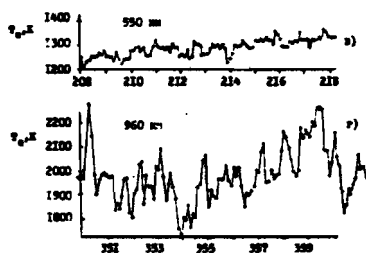


Рис.8

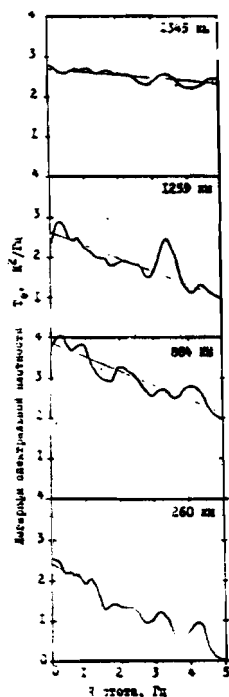


Рис.11

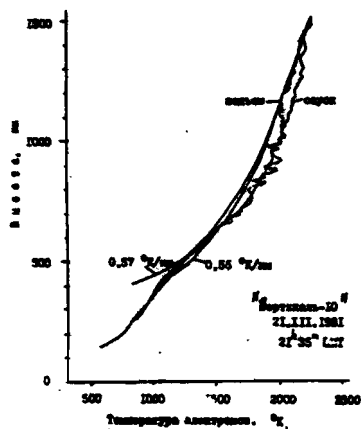


Рис.10.

Рис.9. Высотный ход флуктуаций  $T_e(h)$ .  $T_{max}$  и  $T_{min}$  - огибающие  $T_e(h)$ , построенные для каждого 10-км участка траектории.

Рис.10. Высотный ход  $T_e(h)$  и теоретические профили, определяемые теплопроводностью электронного газа для двух величин потоков тепла сверху ( $\sim 8,6 \cdot 10^6 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ), соответствующих двум величинам градиента температуры  $dT_e/dh$  (0,57 и 0,55<sup>0</sup> K / км ).

Рис.11. Спектральная плотность температуры элек. онов для разных высот.

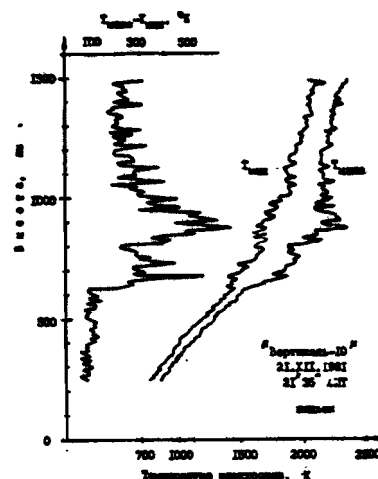


Рис.9.

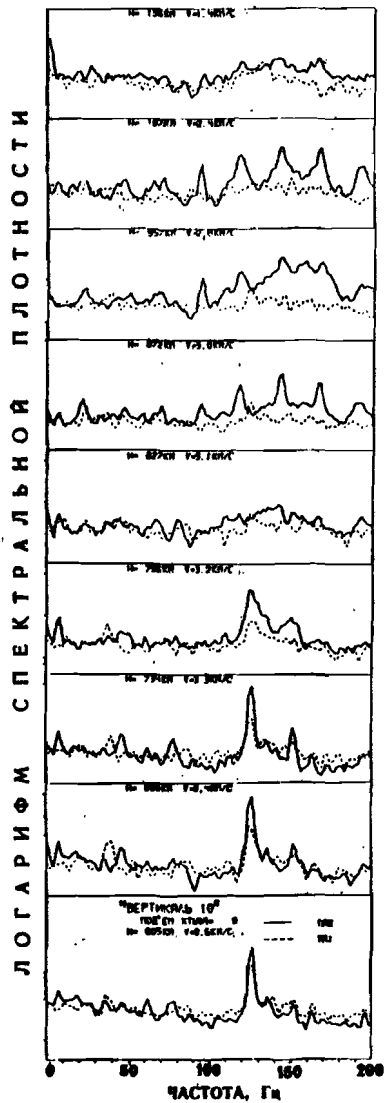


Рис. 12. Результаты спектрального анализа тока потока ионов с энергиями  $E \geq 6$  эВ в полосе частот 0..200 Гц

"хвостов", т.е.

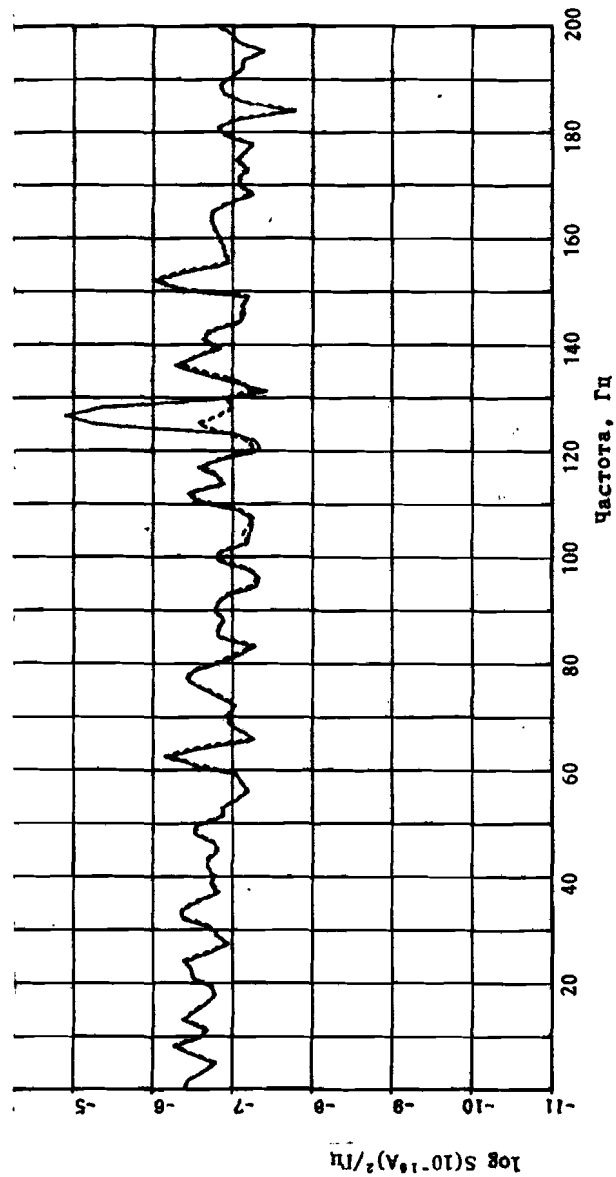


Рис. 13. Спектральная плотность тока ионов на высоте 742 км во время подъема ракеты (сплошная линия) и случайного остатка (пунктир) после вычитания из исходного сигнала гармонической составляющей.

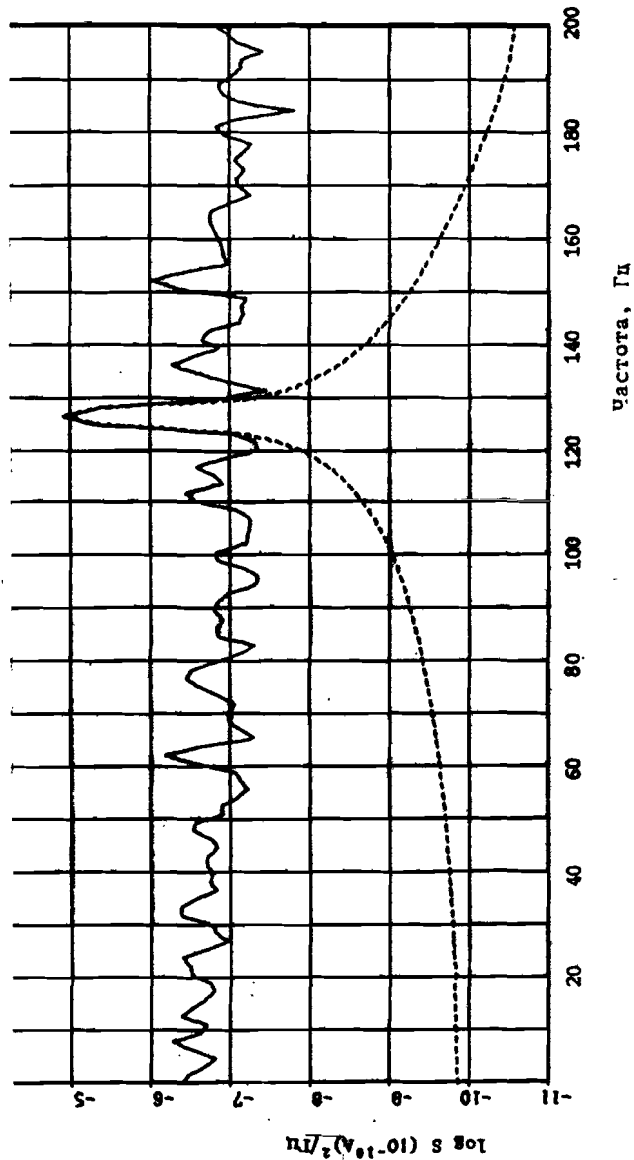


Рис. 14. Сравнение спектральной амплитуды нового тока (сплошная линия) со спектральной амплитудой гармонической компоненты (пунктир), амплитуда, фаза и частота которой определялись методом наименьших квадратов.

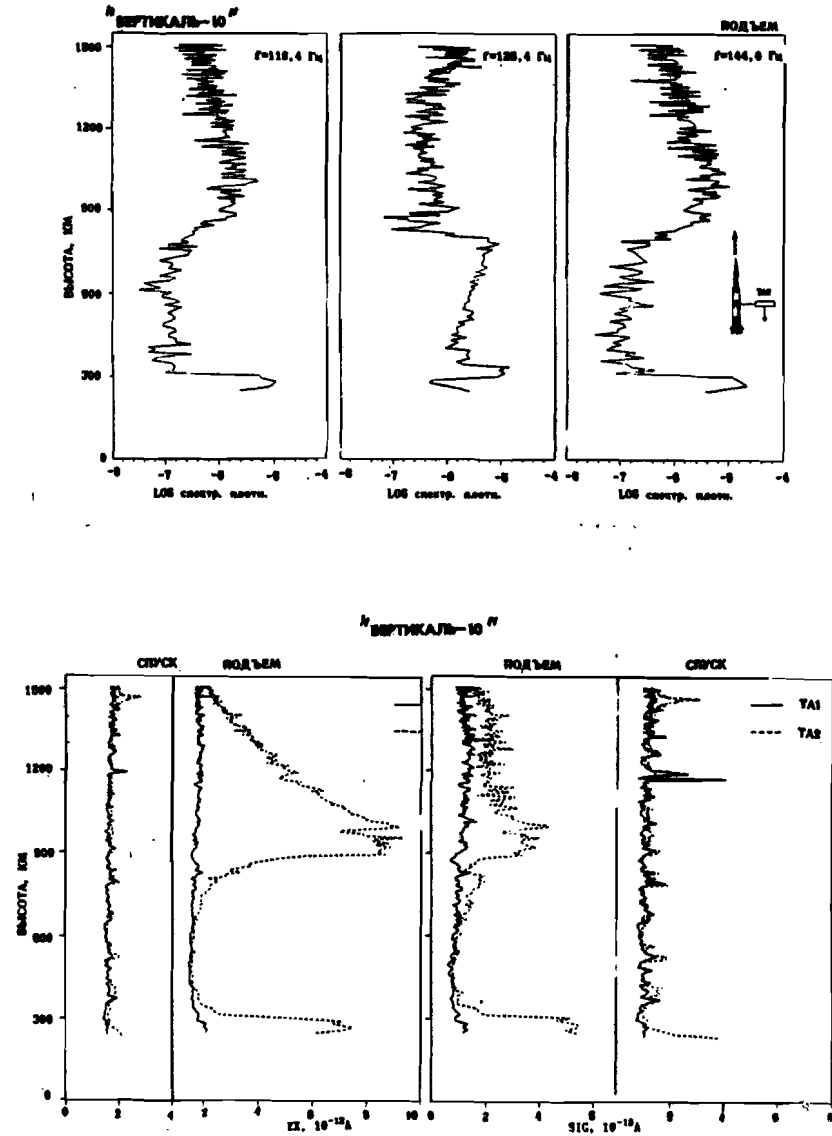


Рис. 15. Вверху приведены высотные ходы максимума спектральной плотности на частотах 118, 126 и 144 Гц во время подъема ракеты для ловушки, направленной вниз (ТА2), а внизу - математическое ожидание EX и среднее квадратическое отклонение SIG для ловушек ТА1 (сплошная линия) и ТА2 (пунктир).

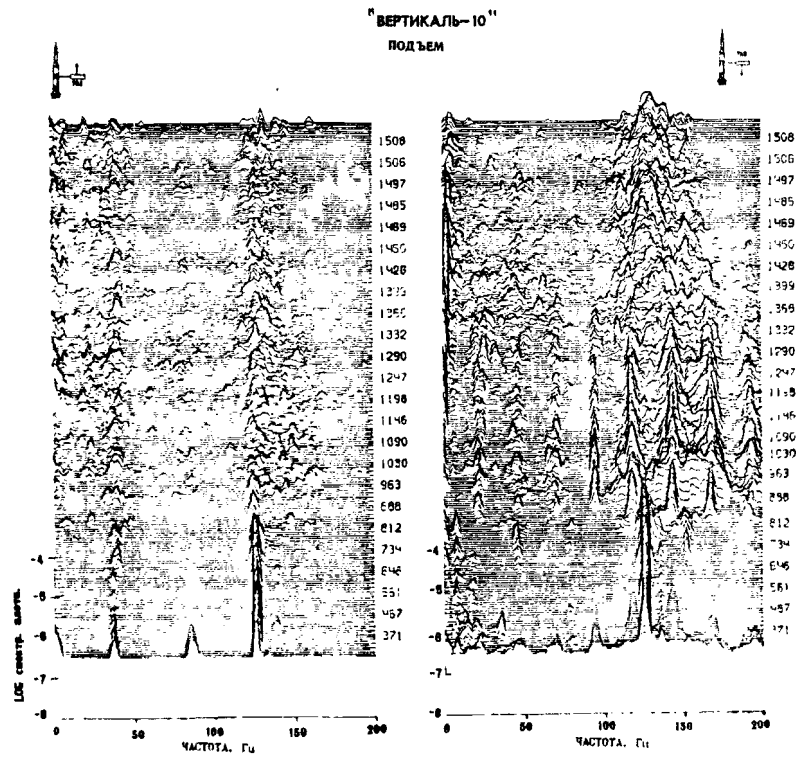


Рис. 16. Хроноспектрограмма — усредненные спектры, нарисованные последовательно с небольшим сдвигом по вертикали. Справа указаны высоты. Подъем.

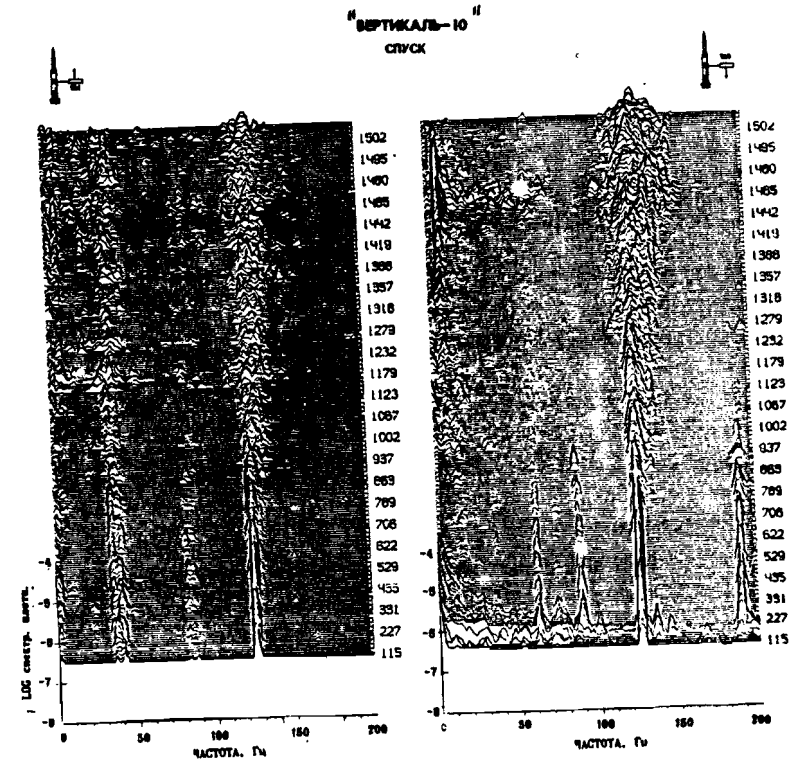


Рис. 17. Хроноспектрограмма — усредненные спектры, нарисованные последовательно с небольшим сдвигом по вертикали. Справа указаны высоты. Спуск.

055(02)2

Ротапринт ИКИ РАН

---

Подписано к печати 27.03.92

---

Заказ 8115

Формат 61x86/8

Тираж 100

2 уч.-изд.л.

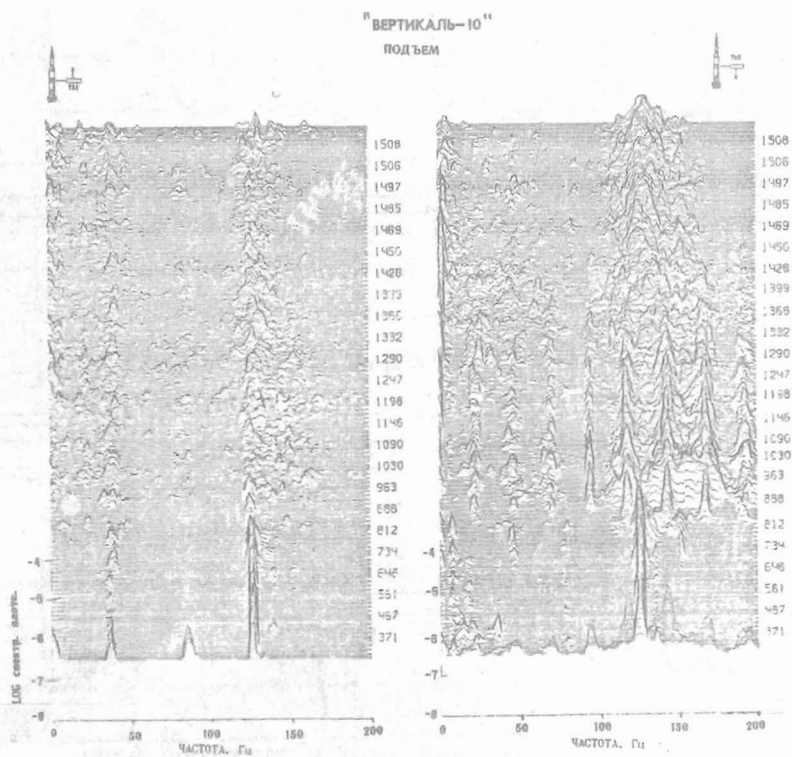


Рис. 16. Хроносpectрограмма - усредненные спектры, нарисованные последовательно с небольшим сдвигом по вертикали. Справа указаны высоты. Подъем.

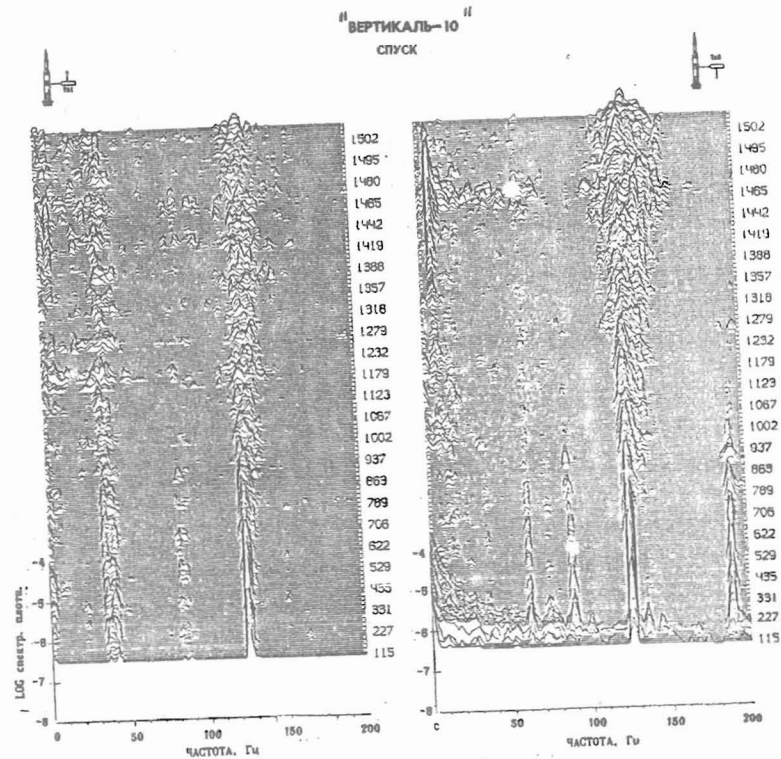


Рис. 17. Хроносpectрограмма - усредненные спектры, нарисованные последовательно с небольшим сдвигом по вертикали. Справа указаны высоты. Спуск.