

Министерство высшего и среднего специального образования  
РСФСР

Ордена Трудового Красного Знамени  
Научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

Препринт № 101

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ  
СОЛНЕЧНЫХ РАДИОВСПЛЕСКОВ ТИПА  
"ДРЕЙФУЮЩИЕ ПАРЫ" ВБЛИЗИ ЧАСТОТ  
25 И 12,5 МГц

Э.П.Абранин,  
Л.Л.Базелян,  
Н.Ю.Гончаров,  
В.В.Зайцев,  
Б.А.Зиничев,  
Б.Н. Левин,  
В.О.Рапопорт,  
Я.Г.Цыбко.

Горький - 1976 г.

## А н н т а ц и я

Двойная структура солнечных радиовсплесков типа **drift pairs** (дрейфующие пары) обычно связывается с явлением радиоэхо в регулярной сферически симметричной солнечной короне. При этом предполагается, что рассматриваемые двойные всплески возникают на частоте, близкой ко второй гармонике локальной плазменной частоты в области генерации.

В настоящей работе на основании наблюдений дрейфующих пар в частотных диапазонах  $12 + 13$  МГц и  $24 + 28$  МГц показано, что двойные всплески могут наблюдаться как на второй, так и на первой гармонике. Временной интервал между элементами двойного всплеска остается при этом практически неизменным. Это обстоятельство создает серьезные трудности при интерпретации двойных всплесков за счет явления радиоэхо в солнечной короне. Выдвигается предположение, что двойная (и вообще-многократная) структура всплесков может быть связана с последовательным прохождением пучком быстрых электронов областей двойного плазменного резонанса. Считается при этом, что излучение происходит за счет циклотронной неустойчивости на переднем фронте электронного пучка, движущегося вдоль убывающего магнитного поля коронального луча. Показано, что с помощью предлагаемого механизма образования дрейфующих пар можно объяснить свойства этих всплесков.

## 1. Введение

Всплески типа *drift pairs* (дрейфующие пары) впервые были изучены Робертсом [1]. Робертс отмечал, что всплески наблюдались в диапазоне частот от 40 МГц (нижняя частота его рабочего диапазона) до 70 МГц, причем частота их появления увеличивается к низкочастотному краю диапазона; на частотах выше 70 МГц всплески практически не наблюдались. Ноё и Педерсен [2], наблюдавшие дрейфующие пары в частотном диапазоне 20 + 80 МГц, также отмечали, что частота появления всплесков увеличивается к низкочастотному краю диапазона (по крайней мере вплоть до частоты 25 МГц). Дрейфующие пары с большим временным разрешением ( $\sim 0,02$  сек) наблюдались Эллисом [3] в частотном диапазоне 28 + 60 МГц.

Динамический спектр дрейфующих пар обычно представляют собой две сравнительно узкие полосы излучения, дрейфующие от низких частот к высоким со скоростью, несколько меньшей скорости дрейфа всплесков III типа, наблюдающихся в том же частотном диапазоне. Продолжительность каждого элемента двойного всплеска (при измерении на одной частоте) составляет 0,5 + 1 сек. Обе полосы излучения наблюдаются в одном и том же частотном диапазоне со сдвигом во времени на величину порядка 2 сек. Ширина частотного диапазона, занимаемого всплеском, составляет обычно 1,5 + 8 МГц.

Одной из наиболее характерных особенностей дрейфующих пар является относительно постоянное временно-

го сдвига между элементами всплеска, наблюдаемого на одной частоте. Робертс [1] отмечает, что у 80% наблюдавшихся всплесков временной интервал составлял  $1,5 + 2,0$  сек. Среднее значение временного интервала не изменяется при изменении частоты наблюдения в пределах от 20 до 80 МГц [1, 2].

Дрейфующие пары представляют собой сравнительно редкий тип всплесков. Обычно они связаны с бурями Ш типа, хотя сами бури Ш типа в декаметровом диапазоне представляют собой обычное явление. Отмечается [1, 2], что среди всплесков сравнительно часто наблюдаются всплески, идентичные одному элементу дрейфующей пары. Значительно реже встречаются всплески, состоящие из трех элементов. Другой разновидностью дрейфующих пар являются всплески, отличающиеся от обычных дрейфующих пар направлением частотного дрейфа. Частотный дрейф таких всплесков происходит от высоких частот к низким (прямой дрейф). Ноё и Педерсен указывают, что около 30% наблюдавшихся ими дрейфующих пар имели прямое направление дрейфа с той же средней скоростью, что и всплески с обратным дрейфом. Не наблюдалось дрейфующих пар с промежуточной скоростью дрейфа (т.е. со скоростью дрейфа, существенно меньшей средней), в то же время, наблюдаются всплески с аномально большой скоростью частотного дрейфа.

Ноё и Педерсен [2] отмечают, что дрейфующие пары имеют слабую круговую поляризацию, причем оба элемента двойного всплеска имеют одинаковый знак поляризации.

В настоящей работе на основании наблюдений дрейфующих пар в частотных диапазонах  $24 + 26$  МГц и  $12 + 18$  МГц показано, что существуют значительные трудности в предложенной Робертсом [1] интерпретации двойных всплесков на основе явления радиоэхо в солнечной короне.

Выдвигается объяснение происхождения дрейфующих пар на основе циклотронной неустойчивости переднего фронта электронного пучка в областях двойного плазменного резонанса при движении пучка в короне вдоль убывающего магнитного поля.

## П. НАБЛЮДЕНИЯ

Описываемые наблюдения солнечного радиоизлучения проводились в период со 2 июля по 22 августа 1974 года на северо-южном плече антенны УТР-2, работавшей в пятилучевом режиме. Аппаратура состояла из трехканального динамического спектрографа и комплекта радиометров, имевших фиксированные частоты настройки. Первый канал спектрографа работал в частотном диапазоне 12-13 МГц, второй и третий каналы - в частотном диапазоне 24-26 МГц. Входы первых двух каналов спектрографа были подключены к какому-либо одному из пяти лучей антенны. Выходные сигналы этих каналов записывались фоторегистраторами на киноплёнку, двигающуюся со скоростью 1 мм/сек - в первом канале и 2 мм/сек - во втором канале. Вход третьего канала спектрографа поочередно подключался к четырем лучам антенны. Продолжительность непрерывной работы на каждом луче в этом случае была равна одному периоду перестройки частоты гетеродина спектрографа ( $T_p = 0,08$  сек), так что полный период анализа по всем четырем лучам составлял 0,24 сек. Выходной сигнал третьего канала спектрографа записывался факсимильным аппаратом на непрерывно двигающуюся со скоростью 1 мм/сек электрохимическую ленту. Использование факсимильного аппарата позволяло получать динамический спектр сигнала практически в момент наблюдений. Частота развертки факсимильного аппарата ( $\sim 4,2$  Гц) была синхронизована с тактовой частотой спектрографа ( $\sim 16,7$  Гц) таким образом, что на ленте получались четыре дорожки, соответствующие спектру сигнала в каждом из четырех лучей антенны.

Разрешающая способность спектрографа по частоте составляла 10 кГц в первом канале и 20 кГц - во втором и третьем каналах; разрешающая способность по времени - в первых двух каналах (с записью сигнала на киноплёнку) составляла 0,08 сек, в третьем канале - 0,24 сек. Во всех трех каналах спектрографа запись спектра велась яркостным способом, динамический диапазон спектрографа составлял 10-12 дБ.

Для получения более точных количественных характе-

ристик исследуемого сигнала одновременно с наблюдениями на радиоспектрографе проводились записи интенсивности сигнала на двух фиксированных частотах (12,5 и 25,0 МГц) в каждом из пяти лучей антенны. Полоса пропускания радиометров на частотах 12,5 и 25,0 МГц составляла соответственно 5 и 10 кГц, постоянная времени цепи детектора — порядка 0,1 сек. Регистрация сигнала — амплитудная, динамический диапазон порядка 20 дБ.

Продолжительность каждого сеанса в течение всего периода наблюдений (со 2 июля по 22 августа) составляла около четырех часов вблизи местного полудня.

### III. РЕЗУЛЬТАТЫ

В период наблюдений (со 2 июля по 22 августа 1974 года) развитая солнечная активность в виде шумовых бурь III типа наблюдалась в течение 16 дней (2–8, 16–19, 23–29 июля) и была связана с прохождением нескольких групп солнечных пятен по диску Солнца. За этот период в частотном диапазоне 24–28 МГц было зарегистрировано большое количество всплесков типа "дрейфующие пары". Появляемость этих всплесков даже в периоды развитой солнечной активности была резко неравномерной (см. рис. 1) — подавляющее количество всплесков было зарегистрировано в сеансах от 5, 6, 7 и 27 июля. Резкий скачок появляемости дрейфующих пар, наблюдавшийся 5 июля, произошел на следующий день после протонной вспышки 4 июля. В период с 5 по 8 июля появляемость всплесков монотонно спадала. Связь дрейфующих пар с протонными вспышками (с задержкой на один-два дня) отмечалась также Ноё и Педерсоном [2].

Интересно отметить, что шумовая буря III типа, наблюдавшаяся с 16 по 19 июля (т.е. в тот период, когда группа пятен, давшая проточную вспышку, была на невидимой стороне солнечного диска) имела иной характер. В этот период совсем не наблюдались дрейфующие пары, однако, в большом количестве наблюдались всплески типа лепочек **stria** — так называемые всплески типа III

[4 - 6]. Напротив, в периоды, когда наблюдались дрейфующие пары, появляемость всплесков Ш<sup>ь</sup> была значительно меньшей.

В частотном диапазоне 12 - 13 МГц дрейфующие пары в значительном количестве наблюдались только один день - 5 июля, т.е. в тот же день, когда было зарегистрировано наибольшее число дрейфующих пар в частотном диапазоне 24 - 26 МГц. Общее количество описываемых всплесков в частотном диапазоне 12 - 13 МГц составило 53, (с учетом данных, полученных как на спектрографе, так и на радиометрах), что в несколько раз меньше количества дрейфующих пар, наблюдавшихся в частотном диапазоне 24-26 МГц в тот же день. Из 53 всплесков 30 всплесков были зарегистрированы на динамическом спектрографе, что позволило определить характерные параметры дрейфующих пар вблизи частоты 12,5 МГц.

Интенсивность зарегистрированных всплесков в обоих частотных диапазонах находилась в пределах  $3 \cdot 10^{-21} + 1 \cdot 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup> гц. Примеры дрейфующих пар, наблюдавшихся 5 июля 1974 г. во время шумовой бури Ш типа, приведены на рис. 2 (а, в) (частотный диапазон 24-26 МГц) и рис. 3 (А, в) (частотный диапазон 12 - 13 МГц), а также на рис. 6.

#### А. Параметры дрейфующих пар вблизи частоты 25 МГц.

Характеристики дрейфующих пар, наблюдавшихся в частотном диапазоне 24-26 МГц, в общем согласуются с известными данными для этого диапазона частот [2, 3]. Продолжительность отдельного элемента дрейфующих пар на фиксированной частоте обычно находилась в пределах от 0,5 до 1,5 секунд со средним значением 0,8 сек. Среднее значение временного интервала  $\Delta t_{12}$  между элементами двойных всплесков оказалось равным 2 сек (при измерении на одной частоте). Распределение всплесков в зависимости от величины временного интервала  $\Delta t_{12}$  наблюдавшееся 5 июля, приведено на рис. 4а. Не обнаружено четкой зависимости среднего значения временного интервала  $\Delta t_{12}$  от углового расстояния  $\angle$  активной области относительно центрального меридиана (м. табл 1).

ТАБЛИЦА 1

	5.07.74	6.07.74.	7.07.74	8.87.74.	22.07.74	27.07.74
$N_{\Sigma} = N_{-} + N_{+}$	81	54	31	10	15	44
$N_{-}$	19	22	17	6	14	32
$N_{+}$	62	32	14	4	1	12
$N_{-}/N_{\Sigma}$	0,24	0,41	0,55	0,60	0,93	0,73
$\Delta t_{12}$ (сек)	2,1	2,0	1,6	2,0	2,1	2,1
$\ell$	20°W	35°W	50°W	65°W		

Распределение дрейфующих пар в зависимости от величины скорости частотного дрейфа приведено на рис. 5 а. Создается впечатление (см. также [2]), что дрейфующие всплески четко разделяются на две группы событий — на события с положительной скоростью частотного дрейфа и на события с отрицательной скоростью частотного дрейфа. Из рис. 5а видно также, что распределение событий в зависимости от абсолютной величины скорости дрейфа в обеих группах примерно одинаково. Среднее значение абсолютной величины скорости дрейфа оказалось равным 1,47 МГц/сек, что близко к результатам, приводимым Эллисом [3] и Ноэ и Педерсеном [2].

Следует, однако заметить, что при построении распределения, представленного на рис. 5а, мы не учитывали некоторого количества всплесков, близких (либо тождественных) по структуре спектра к обычным дрейфующим парам, но отличающихся от последних аномально большой скоростью частотного дрейфа. Такие всплески при наблюдении в полосе 2 МГц (от 24 до 26 МГц) имели вид одиночных или двойных вертикальных полос продолжительностью (на фиксированной частоте) около 2 сек. Всплески с аномально большой скоростью дрейфа легко учесть, если строить гистограмму распределения в зависимости от



угла наклона всплесков по отношению к оси частот (т.е. фактически от величины  $dt/df$ ). В этом случае все всплески с аномально большой скоростью частотного дрейфа оказываются в нулевом столбце ( $dt/df \approx 0$ ). Такое распределение представлено на рис. 5в. Из рис. 5в видно, что всплески с аномально большой скоростью дрейфа объединяют обе группы всплесков, так что по-видимому существует непрерывное распределение с одним максимумом. Этот максимум приходится на область, соответствующую положительным скоростям частотного дрейфа. Это обстоятельство и дает основание сказать, что дрейфующие пары имеют преимущественное направление частотного дрейфа от низких частот к высоким (т.е. обратное направление дрейфа). Однако, соотношение между числом всплесков с положительной скоростью частотного дрейфа и числом всплесков с отрицательной скоростью частотного дрейфа значительно изменялось от сеанса к сеансу, что отобразено в таблице 1. Среди описываемых всплесков в значительном количестве наблюдались всплески, идентичные одному элементу дрейфующей пары. Такие одиночные всплески чаще встречались среди всплесков с прямым (от высоких частот к низким) направлением дрейфа. Кроме двойных и одиночных всплесков наблюдались также всплески с тремя (и более) элементами, разделенными между собой временными интервалами порядка 2 сек (см. рис. 6д). Однако, количество таких многоэлементных всплесков было невелико.

### В. Параметры дрейфующих пар вблизи частоты 12,5 МГц.

Из 53 всплесков, зарегистрированных на частоте 12,5 МГц, количество двойных всплесков составило 27, одиночных - 21 и тройных - 5. Анализ всплесков, зарегистрированных на динамическом спектрографе в полосе 12 - 13 МГц (30 всплесков из 53) показал, что количество всплесков с прямым и обратным направлениями частотного дрейфа оказалось одинаковым, количество одиночных всплесков среди всплесков с прямым направлением частотного дрейфа превысило по той же причине (8 всплесков из 15), в том числе как среди всплесков с обратным направлением час-

тотного дрейфа составило менее половины случаев (6 всплесков из 15). Характерное значение скорости частотного дрейфа оказалось близким к 0,5 МГц/сек, хотя здесь так же встречались всплески с аномально большой скоростью частотного дрейфа. Мгновенная ширина полосы частот всплесков находилась в пределах от 0,1 до 0,5 МГц.

Среднее значение величины временного интервала  $\Delta t_{12}$  между элементами двойных всплесков в диапазоне частот 12 + 13 МГц оказалось близким к 3 сек. Это значение в 1,5 раза больше значения соответствующей величины в диапазоне частот 24 + 26 МГц. Распределение всплесков в зависимости от величины временного интервала  $\Delta t_{12}$  в диапазоне частот 12 - 13 МГц показано на рис. 4 в. Таким образом, в отличие от результатов [1, 2], относящихся к диапазонам частот 40 + 70 МГц и 20 - 80 МГц, наши данные на частотах 25 и 12,5 МГц указывают на появление частотной зависимости временного интервала между элементами двойных всплесков. Продолжительность каждого элемента дрейфующей пары на фиксированной частоте так же, как и на частоте 25 МГц, находилась в пределах от 0,5 до 1,5 сек.

### С. Гармоническая связь всплесков.

Исследование гармонической связи дрейфующих пар, наблюдавшихся в частотных диапазонах 12 + 13 МГц и 24 - 26 МГц, производилось путем временного сопоставления этих всплесков. Считалось, что временное совпадение всплесков имеет место, если моменты максимумов всплесков на частотах 25 и 12,5 МГц различались не более чем на 2 сек. Такое различие могло быть связано либо с различием в групповых скоростях первой и второй гармоник, либо с различием траекторий распространения.

В результате исследования временной связи всплесков было установлено, что:

1) из общего количества (21) одиночных всплесков, наблюдавшихся на частоте 12,5 МГц, в шести случаях имело место временное совпадение одиночного всплеска на частоте 12,5 МГц с двойным всплеском, наблюдавшимся в частотном диапазоне 24 + 26 МГц. (см. рис. 6 в. с.)

2) из общего количества (32) двойных и тройных всплесков, наблюдавшихся на частоте 12,5 МГц в восьми случаях имело место временное совпадение двойного всплеска на частоте 12,5 МГц с двойным всплеском, наблюдавшимися в частотном диапазоне 24–26 МГц (см. рис. 8 в, г) и в одном случае место временное совпадение тройного всплеска на частоте 12,5 МГц с тройным всплеском на частоте 25 МГц (рис. 8д).

Установление факта гармонической связи двойных всплесков является весьма важным обстоятельством при рассмотрении вопроса о механизме образования дрейфующих пар. Ввиду этого была произведена оценка вероятности случайных совпадений во времени двойных всплесков на частоте 12,5 МГц с одиночными или двойными всплесками в диапазоне 24 + 26 МГц. Для этого была оценена вероятность  $p = \frac{\Delta t}{T}$  случайного совпадения для одного события на частоте 12,5 МГц. В выражении для  $p$  величина  $\Delta t$  — временной интервал допустимых отклонений от точного совпадения всплесков на частотах 12,5 и 25,0 МГц,  $T$  — средний временной интервал между двумя соседними всплесками на частоте 25 МГц. По оценкам, проведенным для периода времени (порядка одного часа), в течение которого появляемость всплесков в диапазоне 24 + 26 МГц была наибольшей, величина  $T$  оказалась равной  $T = 60$  сек. Величина допустимого временного отклонения при исследовании гармонической структуры всплесков бралась равной  $\Delta t = 2$  сек. Таким образом, вероятность случайного совпадения для одного события оказалась равной  $p \approx 7 \cdot 10^{-2}$ . Вероятность же того, что из общего числа (32) двойных (и тройных) всплесков на частоте 12,5 МГц произойдет  $m$  случайных совпадений со всплесками на частоте 25 МГц равна:

$$P = C_{32}^m p^m (1 - p)^{32 - m}$$

Вычисления показывают, что с вероятностью 0,98 число возможных случайных совпадений не превышает 4 и с вероятностью 0,98 оно не превышает 5. Поскольку наблю-

даемое число совпадений для двойных всплесков, как отмечалось выше, составило 9, то статистически можно считать доказанным факт гармонической связи двойных (тройных) всплесков, наблюдаемых на частотах 25 и 12,5 МГц. Статистическая оценка подтверждается также совпадением моментов появления на частотах 12,5 и 25 МГц весьма редких тройных всплесков (см. рис. 64). Для дальнейшего важно подчеркнуть, что временной интервал между элементами двойных всплесков примерно одинаков у всплесков как на второй, так и на первой гармонике.

## 1У. Обсуждение,

### А. Гипотеза образования дрейфующих пар за счет явления радиоэхо,

Для объяснения двойной структуры дрейфующих пар и наблюдаемого постоянства временной задержки между элементами всплеска Робертс [1] предположил, что:

- 1) двойная структура возникает в результате двухлучевого распространения всплеска из области генерации к наземному наблюдателю — вдоль прямого луча и вдоль луча, отраженного от нижележащих слоев солнечной короны (явление радиоэхо);
- 2) радиоизлучение всплеска возникает на второй гармонике локальной плазменной частоты.

Предполагается также, что распространение происходит в регулярной, сферически симметричной короне, градиент электронной плотности в которой в 1,5 раза больше, чем в модели короны Баумбаха-Аллена.

Робертс отмечал, что прямым следствием выдвинутой им гипотезы образования дрейфующих пар должно являться существование зависимости временной задержки между элементами всплеска от положения активной области относительно центра солнечного диска. Однако все известные результаты наблюдений дрейфующих пар [1 - 3] не согласуются с этим выводом. Характерным свойством дрейфующих пар является постоянство средней величины временной задержки во всплесках. Наши данные также не

подтверждают существования зависимости временной задержки от гелиографической долготы активной области, хотя она изменялась в широких пределах (см. таблицу 1).

Другим следствием гипотезы Робертса должно являться существование гармонически связанных всплесков, причем всплеск на первой гармонике должен быть одиночным (для этого всплеска прямой и отраженный лучи практически сливаются). Обнаружение в [2] двух случаев гармонической связи одиночного дрейфующего всплеска и дрейфующей пары на удвоенной частоте рассматривалось как некоторое подтверждение гипотезы Робертса. Однако обнаруженная в наших наблюдениях гармоническая связь двойных всплесков с одинаковыми временными интервалами между элементами показывает, что дрейфующие пары могут существовать как на второй, так и на первой гармониках. Такой вывод, по-видимому, полностью противоречит гипотезе Робертса [1].

#### В. Возможность образования дрейфующих пар в областях двойного плазменного резонанса.

Как уже отмечалось, дрейфующие пары тесно связаны со всплесками III типа, имеют скорость частотного дрейфа, сравнимую со скоростью дрейфа всплесков III типа, и так же как последние, могут образовывать гармоническую структуру. Это дает основание предположить, что дрейфующие пары, как и всплески III типа, генерируются потоками быстрых частиц в короне. Однако спектральные особенности этих всплесков свидетельствуют о различии в механизмах генерации дрейфующих пар и всплесков III типа.

Известно, что всплески III типа генерируются в результате возбуждения плазменных волн за счет черенковской неустойчивости пучка ( $\omega_H = k_H V_H$ ), движущегося в плазме. При этом максимальный инкремент неустойчивости имеют плазменные волны, волновой вектор которых направлен вдоль магнитного поля [7].

В случае нестабилизированного разлета обратное действие плазменных волн на пучок приводит к образованию плато на функции распределения пучка по продольным (по

отношению к магнитному полю) скоростям с некоторой граничной скоростью [8]:

$$V_s(z, t) = 2z/t, \quad (V_s(z, t) \leq V_{s,0}) \quad (1)$$

Если лучок разлетается в расходящемся магнитном поле, то всегда имеется тенденция к неустойчивости пучка в отношении генерации плазменных волн на циклотронных гармониках.

Действительно, принимая во внимание законы сохранения при движении частицы в неоднородном магнитном поле:

$$V_{\parallel}^2 + V_{\perp}^2 = \text{const}, \quad V_{\perp}^2/H(z) = \text{const}. \quad (2)$$

легко видеть, что при движении пучка вдоль убывающего магнитного поля  $H(z)$  продольная составляющая скорости частиц увеличивается, притом тем больше, чем больше была начальная поперечная скорость этих частиц. Это приводит к тому, что после прохождения пучком определенного расстояния, зависящего от величины градиента магнитного поля и параметров пучка, край пучка деформируется таким образом, что в некоторой области продольных скоростей  $V_{\parallel} > V_s$  возникает участок с положительной производной от функции распределения пучка по поперечным скоростям:

$$\frac{dF}{dV_{\perp}} > 0, \quad (V_{\parallel} \gtrsim V_s) \quad (3)$$

Пучок с функцией распределения (3) неустойчив в отношении генерации плазменных волн на нормальном эффекте Дошлера. Можно показать, что максимальной инкремент неустойчивости реализуется в тех слоях короны, где выполняется условие двойного плазменного резонанса:

$$\omega_r = k_{\parallel} \cdot V_{\parallel}^* + n\omega_H \quad (4)$$

где  $\omega^2 \approx \omega_p^2 + \omega_H^2$ ,  $\omega_p$  - верхняя гибридная частота;  $\omega_p$  и  $\omega_H$  соответственно плазменная частота и гирочастота электронов,  $k_{||}$  - продольная (вдоль  $\vec{H}$ ) компонента волнового вектора возбуждаемой плазменной волны,  $V_{||}^*$  - характерная величина продольной составляющей скорости электронов пучка в области неустойчивости,  $n$  - целое положительно число.

При последовательном прохождении передним фронтом пучка областей двойного плазменного резонанса в них возникает интенсивная генерация плазменных волн. Возбуждаемые плазменные волны распространяются под большими углами к направлению магнитного поля. Частота  $\omega_H$  возбуждаемых плазменных волн близка к гибридной частоте соответствующей области двойного плазменного резонанса ( $\omega_H \approx \omega_p$ ). Поскольку, однако, область неустойчивости (3) привязана к граничной скорости  $V_g$  плато, а величина граничной скорости изменяется со временем ( $V_g \sim 2Z/t$ ), то легко видеть, что положение двойного плазменного резонанса и, следовательно, частоты возбуждаемых плазменных волн также будут изменяться со временем. Действительно, предполагая  $k_{||} \approx \omega_p/c$ , соотношение (4) можно переписать в виде:

$$V_{||}^*/c = 1 - n \frac{\omega_H(Z)}{\omega_p(Z)} \quad (4a)$$

На рис. 7 зависимость от координаты  $Z$  величины  $\Phi_n(Z) \equiv 1 - n \frac{\omega_H(Z)}{\omega_p(Z)}$  условно изображена в виде семейства монотонно возрастающих функций, а прямые линии, выходящие из начала координат, отображают зависимость от  $Z$  величины  $V_{||}^*(Z, t)/c$  в различные моменты времени  $t$ . Точки пересечения этих линий очевидно определяют координаты областей двойного плазменного резонанса в заданные моменты времени.

Из приведенного рисунка видно, что наклон прямых линий относительно оси  $Z$  со временем уменьшается. Это вызывает непрерывное смещение точек пересечения вдоль каждой отдельной линии из семейства  $\Phi_n(Z)$ . В случае, изображенном на рис. 7, координаты точек пе-

пересечения (и, следовательно, координаты областей двойного плазменного резонанса) уменьшаются, т.е. смещение происходит во все более плотные слои солнечной короны. Это приводит к тому, что частота возбуждаемых плазменных волн будет со временем увеличиваться (обратный частотный дрейф).

Легко видеть, что если зависимость от  $\xi$  величины  $\Phi_n(\xi) \equiv 1 - n \frac{\partial \Phi_n(\xi)}{\partial r(\xi)}$  образует семейство монотонно убывающих функций, то точки пересечения при уменьшении наклона прямых линий будут смещаться в противоположную сторону.

Частота плазменных волн в этом случае будет со временем уменьшаться (прямой частотный дрейф). Очевидно также, что аномально большая скорость частотного дрейфа возникает в тех случаях, когда производные по  $\xi$  функций  $\Phi_n(\xi)$  и  $V_n^*/c$  в области их пересечения близки по величине.

Возбуждающиеся в областях двойного плазменного резонанса плазменные волны также, как и в случае всплесков III типа, трансформируются в электромагнитное излучение с образованием первой и второй гармоник. Относительно небольшое число элементов в дрейфующих парах может быть объяснено исчезновением области (3) на функции распределения пучка в результате интенсивного возбуждения плазменных волн в нескольких ближайших областях двойного плазменного резонанса. При дальнейшем движении пучка неустойчивость типа (3) уже практически не восстанавливается, т.к. вдали от области инжекции пучок имеет гораздо меньше частиц с большими поперечными скоростями, чем тот же пучок вблизи от области инжекции. Различное число элементов во всплесках (практически от одного до трех) может быть объяснено различием в функциях распределения пучка (вблизи области инжекции) по поперечным скоростям.

Сравнительно малая продолжительность всплесков на фиксированной частоте естественным образом объясняется как узкостью области неустойчивости (в пространстве скоростей), которая возникает лишь на участке спада плато, так и узкостью линии двойного плазменного резонанса.



Напомним, что продолжительность всплесков III типа (на фиксированной частоте) определяется всей областью плазмы.

Характерная величина временного интервала  $\Delta t_{12}$  между элементами двойного всплеска, наблюдаемыми на одной и той же частоте, может быть оценена следующим образом. За время  $\Delta t_{12}$  граничная скорость  $V_S$  плазмы должна измениться на величину  $\Delta V_S$ , удовлетворяющую соотношению:

$$k_H \cdot \Delta V_S = \omega_H$$

Последнее следует из соотношения (4) при условии постоянства частоты  $\omega_r \approx \omega_H$ .

С другой стороны, изменение скорости можно непосредственно связать с величиной  $\Delta t_{12}$ . Учитывая, что  $V_S \approx 2z/t$ , получим:  $\Delta V_S \approx V_S \cdot \Delta t_{12} / t \approx V_S^2 \cdot \Delta t_{12} / 2z$ . Полагая далее  $k_H \approx \omega_r / c$ , находим, что

$$\Delta t_{12} \approx \frac{2z c}{V_S^2} \cdot \frac{\omega_H}{\omega_r} \quad (5)$$

Из (5) видно, что: 1) если в достаточно обширной области пространства отношение  $\omega_H(z) / \omega_r(z) \approx \omega_H(z) / \omega_p(z) \sim 1/z$  то  $\Delta t_{12} \approx \text{const}$ . 2) принимая  $V_S / c \approx 0,3$  найдем, что для объяснения наблюдаемого значения величины  $\Delta t_{12}$  ( $\Delta t_{12} \approx 2$  сек) на расстояниях  $z \approx \frac{2}{3} R_0$  необходимо положить  $\omega_H / \omega_r \approx \omega_H / \omega_p \approx 2 \cdot 10^{-2}$ , что представляется вполне естественным.

Детальное рассмотрение возможности образования дрейфующих пар за счет доплеровской неустойчивости в областях двойного плазменного резонанса будет дано в последующей работе.

Авторы выражают благодарность С.Я. Брауде, В.В. Железнякову, А.В. Менью и Н.А. Митякову за содействие данной работе, а также Л.М. Ерухимову за полезное обсуждение.

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1. Распределение (по дням) всплесков типа **drift pairs**, наблюдавшихся в частотном диапазоне 24 + 26 МГц со 2 июля по 22 августа 1974 г. (зачерненные прямоугольники под цифрами, обозначающими дату, показывают дни, когда наблюдалась развитая шумовая буря III типа).
- Рис. 2. Примеры записи дрейфующих пар, наблюдавшихся в частотном диапазоне 24 + 26 МГц во время шумовой бури III типа 5 июля 1974 года.
- Рис. 3. Примеры записи дрейфующих пар, наблюдавшихся в частотном диапазоне 12 + 13 МГц во время шумовой бури III типа 5 июля 1974 года.
- Рис. 4. Распределение дрейфующих пар от величины временного интервала  $\Delta t_{12}$  между элементами, наблюдавшееся 5 июля 1975 г.:
- а) частотный диапазон 24 + 26 МГц
  - б) частотный диапазон 12 + 13 МГц
- Рис. 5. Распределение дрейфующих пар, наблюдавшееся в частотном диапазоне 24 + 26 МГц:
- а) в зависимости от величины  $df/dt$  (без учета всплесков с аномально большой скоростью частотного дрейфа),
  - б) в зависимости от величины  $dt/df$
- Рис. 6. Примеры гармонической связи дрейфующих пар, наблюдавшихся 5 июля 1974 г. на частоте 12,5 МГц с событиями на частоте 25,0 МГц. Вверху приведены динамические спектры всплесков в диапазоне 24 + 26 МГц.
- Рис. 7. К вопросу о временной зависимости координат областей двойного плазменного резонанса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J.A.Roberts, Austral.J.Phys., II, 215, 1958.
2. J.de la Noë and B.Moller Pedersen, Astron. and Astrophys., 12, 371, 1971.
3. G.R.A.Ellis, Austral.J.Phys., 22, 177, 1969.
4. G.R.A.Ellis, P.M.McCulloch, Austral.J.Phys., 20, 583, 1967.
5. J.de la Noë and A.Boischot, Astron.and Astrophys., 20, 55, 1972.
6. L.L.Baselyan, N.Yu.Goncharov, V.V.Zaitsev V.A.Zinichev, V.O.Rapoport and Ya.G.Tsybko, Sol.Phys., 39, 223, 1974.
7. В.В.Зайцев. *Астрономический журнал*, 51, 801, 1974.
8. В.В.Зайцев, М.В.Кунилов, Н.А.Митяков, В.О.Репорт. *Астрономический журнал*, 51, 252, 1974.

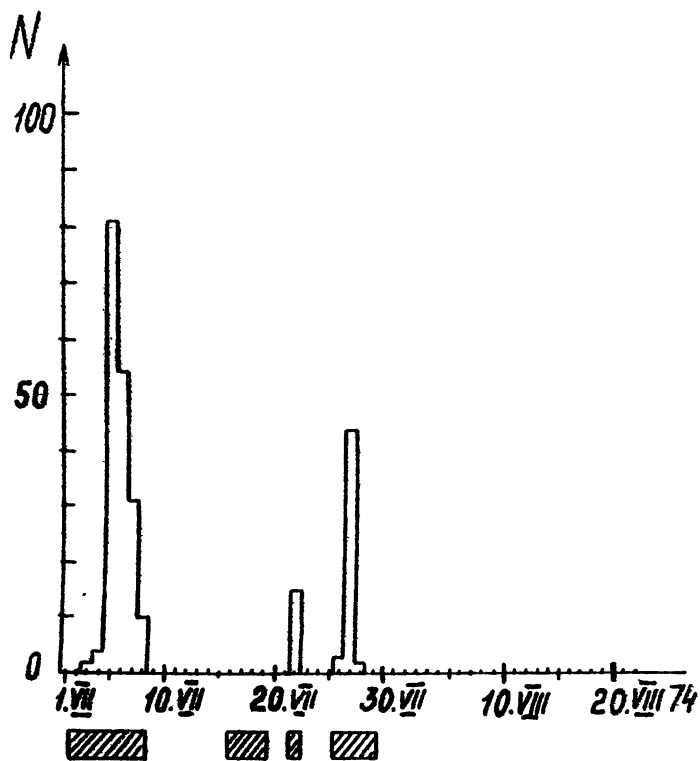


Рис. 1.

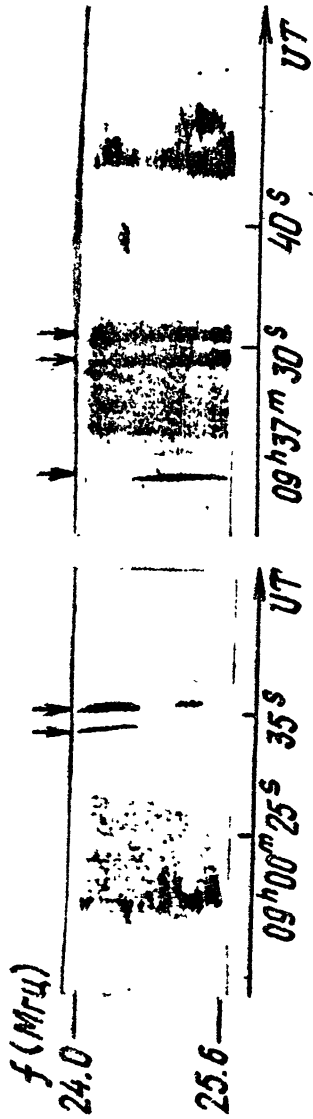
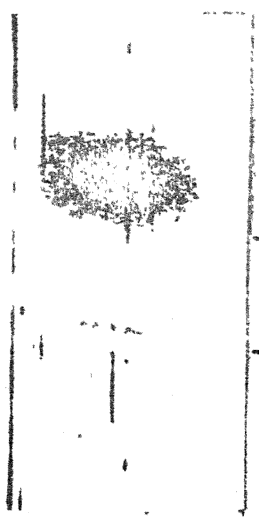
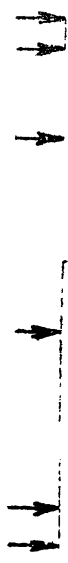


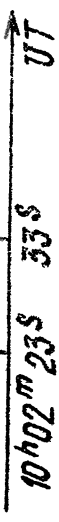
Рис. 2

$f(MF4)$

24.0



25.6



09<sup>h</sup>00<sup>m</sup> 25<sup>s</sup> 35<sup>s</sup> UT

10<sup>h</sup>02<sup>m</sup> 23<sup>s</sup> 33<sup>s</sup> UT

a)

b)

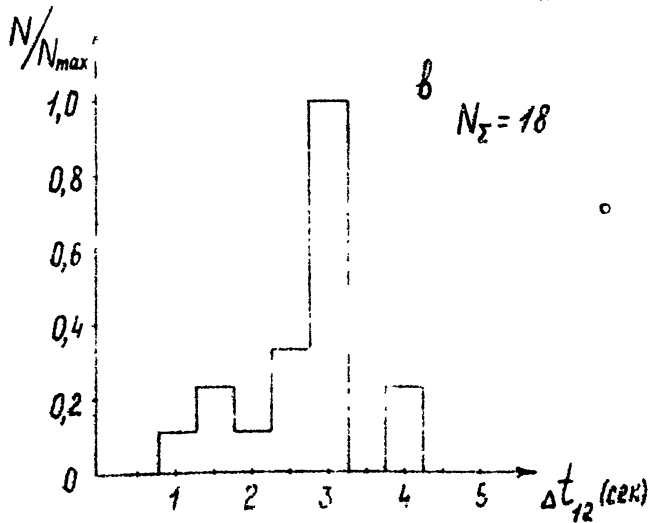
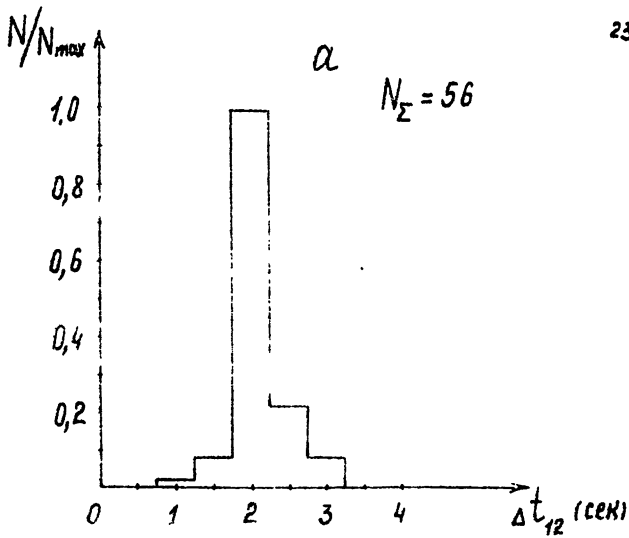


Рис. 4.

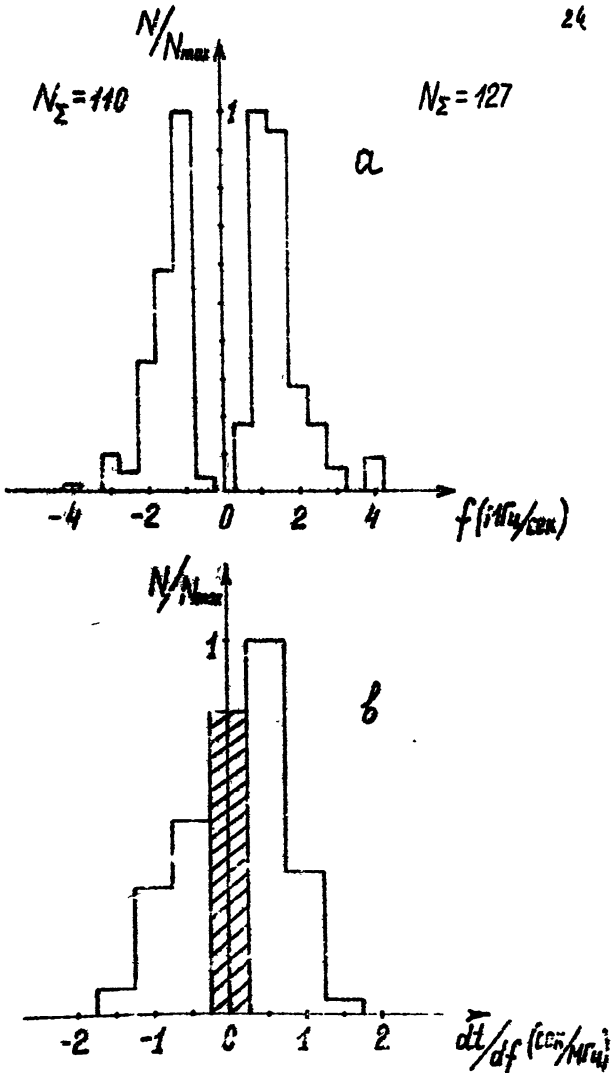


Рис. 5.



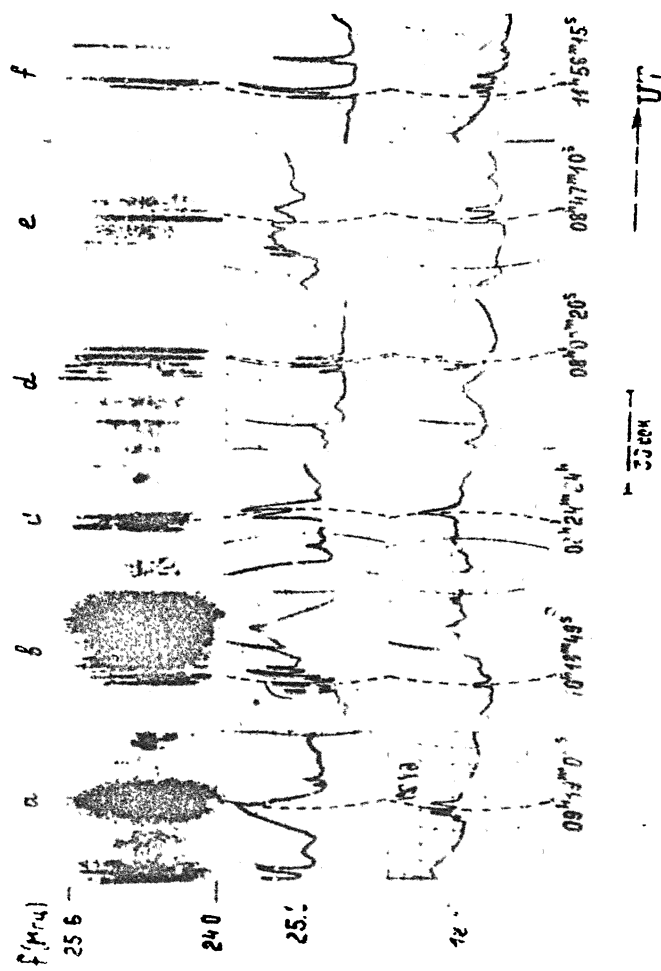


FIG. 9.

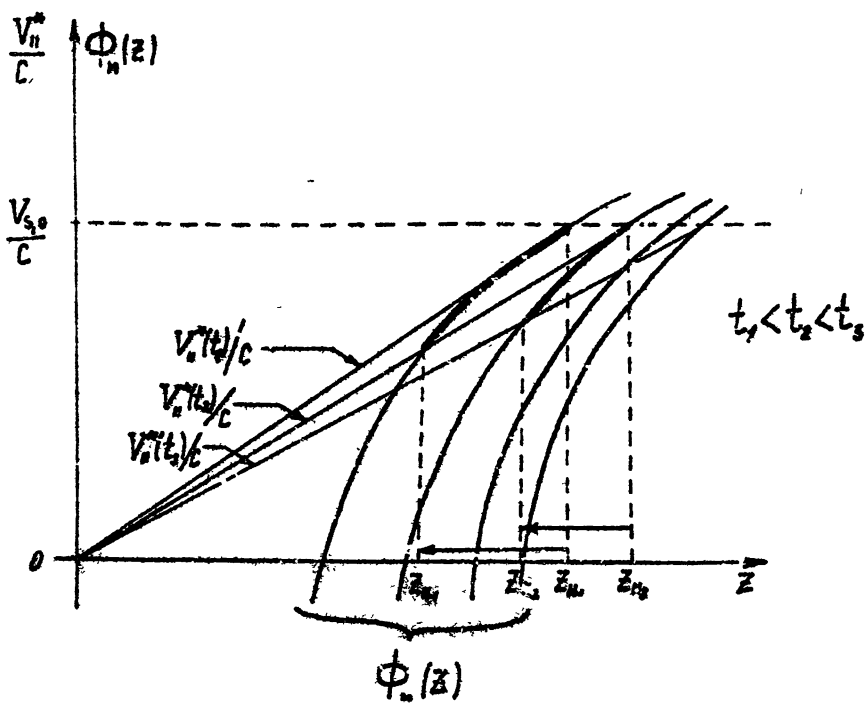


Рис. 7.