

## СОДЕРЖАНИЕ

|  |      |
|--|------|
| Фомичев В. В., Черток И. М. Тонкая структура солнечных радиовсплесков на метровых волнах (обзор) . . . . .   | 1255 |
| Крат В. А. Движения и магнитные поля на Солнце . . . . .   | 1302 |
| Пикельнер С. Б., Каплан С. А. Проблемы теории солнечных вспышек . . . . .  | 1310 |
| Брей Р. Дж. Управляемые компьютером узкополосные оптические фильтры в солнечной астрономии . . . . .   | 1318 |
| Шеридан К. В., Смерд С. Ф. Исследование корональных дыр в радио- и дальнем ультрафиолетовом диапазонах . . . . .   | 1331 |
| Стюарт Р. Т. Некоторые замечания о наблюдаемых связях между солнечными радиовсплесками типа I и типа III . . . . .   | 1338 |
| Мак-Лейн Д. Дж., Нельсон Г. Дж. Новые данные о радиовсплесках II типа . . . . .  | 1359 |
| Мелроуз Д. В. О плазменном механизме излучения и его роли в происхождении солнечных всплесков . . . . .  | 1369 |
| Зайцев В. В. К теории солнечных радиовсплесков II и III типов . . . . .  | 1379 |
| Базелян Л. Л., Зиничев В. А., Рапопорт В. О. Всплески III типа с тонкой структурой спектра в декаметровом диапазоне волн . . . . .                           | 1399 |
| Мак-Каллох П. М., Эллис Дж. Р. А. Тонкая структура солнечного радиоизлучения . . . . .   | 1413 |
| Сузуки С., Шеридан К. В. Наблюдения круговой поляризации во всплесках III типа на первой и второй гармониках в диапазоне частот от 24 до 220 $MHz$ . . . . . | 1432 |
| Железняков В. В., Злотник Е. Я. О распространении радиоволн в неоднородном магнитном поле солнечной короны . . . . .   | 1444 |

УДК 523.164.32

## ТОНКАЯ СТРУКТУРА СОЛНЕЧНЫХ РАДИОСПЛЕСКОВ НА МЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

(Обзор)

*B. B. Фомичев, И. М. Черток*

## СОДЕРЖАНИЕ

## Введение

1. Шумовые бури и всплески I типа
  - 1.1. Минутные флуктуации интенсивности шумовых бурь
  - 1.2. Всплески I типа
2. Всплески III типа
  - 2.1. Всплески типа III b
  - 2.2. U-всплески
  - 2.3. Поляризационные профили
  - 2.4. Гармоники в радиосплесках III и V типов
  - 2.5. Y-всплески
  - 2.6. Зебра-структура, связанная со всплесками III типа
  - 2.7. Всплески III типа и спайки
3. Всплески II типа
  - 3.1. «Клочковатая» структура
  - 3.2. Спайки на фоне всплесков II типа
  - 3.3. Быстrodрейфующий всплеск в поглощении
4. Всплески IV типа
  - 4.1. Отдельные элементы
  - 4.2. Сложные формы тонкой структуры
  - 4.3. Интерпретация

## Заключение

## ВВЕДЕНИЕ

Сporадическое радиоизлучение Солнца с точки зрения интенсивности, разнообразия и сложности всплесков в наиболее развитой форме проявляется в метровом и декаметровом диапазонах волн. Это отражает, во-первых, фундаментальные свойства различных возмущений, сопровождающих вспышки (потоков частиц, ударных волн, выбросов плазмы), во-вторых, особенности короны как среды, в которой распространяются эти возмущения (сложную конфигурацию магнитного поля, присутствие неоднородностей и т. д.), и, наконец, многообразие форм взаимодействия волн, возбуждаемых в корональной плазме, между собой, а также с энергичными частицами и частицами фоновой плазмы.

В результате обширных экспериментальных и теоретических исследований удалось выяснить многие наблюдательные характеристики радиосплесков основных пяти спектральных типов и существенно продвинуться в понимании их физической природы [1-3]. Однако остаются все еще не выясненными детали механизмов генерации всех без исключения компонент спорадического радиоизлучения Солнца. Для дальнейшего прогресса в этом направлении необходимо не только привлечение

новейших достижений физики плазмы, но и получение дополнительной информации о свойствах всплесков и их источниках.

В последние годы получило большое развитие фактически новое направление в солнечной радиоастрономии — изучение тонкой структуры всплесков. Оно связано с переходом к широким наблюдениям на инструментах с высоким разрешением по частоте и по времени [4—12]. Под тонкой структурой понимают различные детали интенсивности, динамического спектра и поляризации, относящиеся к известным типам всплесков, а также некоторые узкополосные и кратковременные всплески, представляющие собой самостоятельные группы явлений.

Анализу тонкой структуры радиовсплесков посвящено довольно значительное число работ. Естественно, что дать систематическое и полное изложение состояния исследований этих вопросов в рамках краткого обзора не представляется возможным. Поэтому ниже мы остановимся лишь на некоторых наиболее интересных, с нашей точки зрения, явлениях тонкой структуры, обращая особое внимание на последние достижения в этой области. Здесь будет обсуждаться в основном тонкая структура метровых радиовсплесков, поскольку соответствующие явления в декаметровом диапазоне рассмотрены в [13, 14].

При изложении материала целесообразно классифицировать явления тонкой структуры, исходя из основных типов всплесков, с которыми они наиболее тесно связаны.

## 1. ШУМОВЫЕ БУРИ И ВСПЛЕСКИ I ТИПА

Динамический спектр шумовых бурь чрезвычайно богат различными деталями, которые можно рассматривать как тонкую структуру (см. [1, 2]). На фоне континуума здесь фиксируются многочисленные всплески I типа с характерной пространственно-временной структурой истоинников [15] и более кратковременные всплески типа «spike» (спайки) [4, 7, 16], разнообразные по форме и длительности цепочки [17—21], в том числе расщепленные цепочки, состоящие из звеньев, имеющие форму «вилки» [22] и т. д., а также мощные группы всплесков I типа. Для шумовых бурь характерно наличие низкочастотной границы, на которой осуществляется резкий переход к активности в виде бури всплесков III типа [23]. Мы остановимся здесь лишь на двух свойствах шумовых бурь: минутных флюктуациях интенсивности и тонкой структуре отдельных всплесков I типа.

### 1.1. Минутные флюктуации интенсивности шумовых бурь

Временные вариации электромагнитного излучения Солнца, в частности, радиоизлучения, а также некоторых других параметров (магнитного поля, допплеровских скоростей и т. д.) являются важным средством изучения колебательных процессов в солнечной атмосфере.

Наряду с квазипериодическими вариациями сантиметрового радиоизлучения (см. [24]), несущими информацию о динамике верхней хромосферы и нижней короны, большой интерес представляют также флюктуации радиоизлучения шумовых бурь в метровом диапазоне волн. Последние, как известно, генерируются над активными областями на высотах  $(0,1 \div 0,5) R_{\odot}$  и позволяют судить о процессах, протекающих высоко в короне. Вариации интенсивности шумовых бурь можно лишь условно отнести к тонкой структуре, так как для регистрации этих вариаций не требуется высокое разрешение по частоте или по времени. Их следует рассматривать скорее как тонкую структуру шумовых бурь по интенсивности.

Основным источником информации о минутных вариациях интенсивности шумовых бурь являются наблюдения на фиксированных частотах (см. [25, 26]). При таких наблюдениях вариации хорошо заметны на глаз, так как их амплитуда достигает десятков процентов от среднего уровня. Солнечное происхождение этих флюктуаций подтверждается идентичностью записей, полученных на далеко отстоящих друг от друга обсерваториях (рис. 1). Установлено, что значительные флюктуации испытывают как всплесковая, так и континуальная составляющая шумовых бурь, причем статистические характеристики флюктуаций этих составляющих могут отличаться.

11.01.71 г.

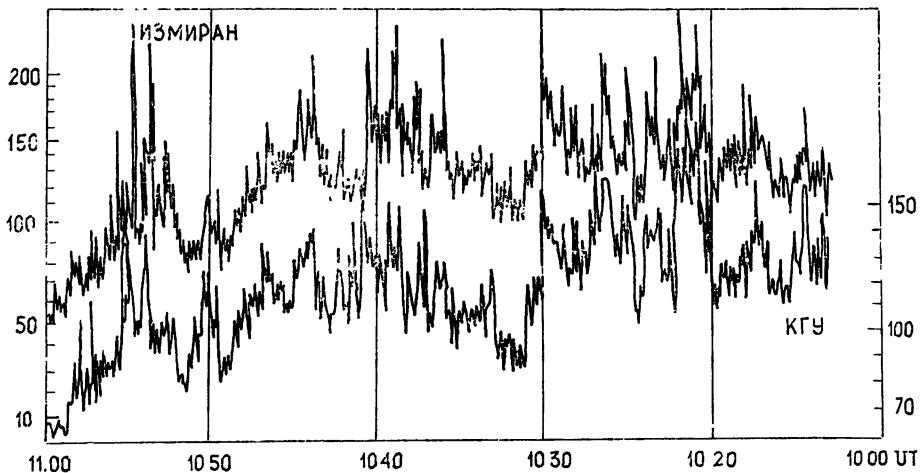


Рис. 1. Записи интенсивности шумовых бурь на частоте 204 МГц, полученные двумя обсерваториями [26].

Анализ спектров мощности показывает, что часто во флюктуациях присутствуют отчетливые квазипериодические компоненты (КПК) с периодами 3—15 минут. В данной шумовой буре диапазон частот, в котором проявляются КПК с определенными периодами, по-видимому, ограничен несколькими десятками мегагерц. Известны случаи, когда интенсивные КПК наблюдались лишь в низкочастотной части диапазона, занимаемого шумовой бурей. Каждая шумовая буря характеризуется своим набором КПК с амплитудами и периодами, изменяющимися в ходе развития источника [27].

Усиление флюктуаций интенсивности и появление в них КПК обнаруживают положительную корреляцию со всплесковой активностью в сантиметровом и дециметровом диапазонах, а также с периодами повышенных вариаций магнитных полей пятен.

Интересны поляризационные характеристики флюктуаций радиоизлучения шумовых бурь. Флюктуации интенсивности в полностью поляризованных шумовых бурях не сопровождаются какими-либо изменениями в степени поляризации. В шумовых бурях со слабой или умеренной поляризацией флюктуации фиксируются обычно в каналах с левой и правой поляризацией без заметного сдвига фазы. При этом результирующая степень поляризации ведет себя по-разному, в частности, иногда она флюктирует в противофазе с полной интенсивностью шумовой бури.

С точки зрения дальнейших исследований минутных флюктуаций большое значение имела бы постановка соответствующих наблюдений на радиогелиографах в Кулгуре и Нансе, а также на других инструментах с высоким угловым разрешением.

Относительно природы описанных флюктуаций можно сделать лишь самые общие замечания. Это, в частности, связано с тем, что механизм генерации самих шумовых бурь все еще остается невыясненным (см., например, [28, 29]).

Если предположить, что генерация шумовых бурь связана с неустойчивостями, которые могут иметь место в магнитной ловушке, то среди вероятных причин появления флюктуаций можно отметить следующие: во-первых, изменения напряженности магнитного поля вблизи оснований ловушки, связанные с динамикой активной области; во-вторых, колебания или раскачка всей ловушки в целом, вызванные, например, желобковой неустойчивостью [30]; в-третьих, колебательные режимы неустойчивостей, в частности, пучковой и конусной [31]; в-четвертых, квазипериодические вариации концентрации излучающих частиц, связанные с повторяющейся времена от времени инжекцией частиц в ловушку. Колебательные режимы ускорения частиц, в принципе, возможны при формировании токовых слоев. Такие слои возникают как на высотах, где происходят вспышки, так и высоко в короне в поле шлемовидной конфигурации (см. [32]). Наконец, динамика частиц внутри ловушки, например, изменение плотности частиц вдоль ловушки со временем.

Остается открытym вопросом о том, могут ли эти процессы обеспечить наблюдаемую амплитуду и характерные времена флюктуаций.

## 1.2. Всплески I типа

*а) Спектр.* Всплески I типа сами по себе являются весьма миниатюрными образованиями. Вблизи  $200 \text{ MГц}$ , например, их средняя длительность — порядка  $0,4 \text{ с}$ , а ширина полосы — порядка нескольких мегагерц [4]. Однако во многих шумовых бурях, как, впрочем, и во всплесках других спектральных типов, наблюдаются еще более кратковременные всплески — спайки (см. [7, 16]). На фиксированной частоте они характеризуются длительностью  $0,1—0,15 \text{ с}$ , а их мгновенная полоса  $1—2 \text{ MГц}$ .

Наблюдения с высоким разрешением показывают, что эти две разновидности кратковременных всплесков тесно связаны между собой [16]. В частности, зафиксированы явления, в которых дрейфующие по частоте спайки являются предвестниками всплесков I типа или следуют непосредственно за ними (последействие). Они могут наблюдаваться также на фоне всплесков I типа. Недрейфующие спайки иногда располагаются на низкочастотной или высокочастотной границе всплесков I типа.

Миниатюрные элементы с параметрами, характерными для спайков, образуют тонкую структуру всплесков I типа [16]. Такие всплески состоят из отдельных ядер или полосок, налагающихся друг на друга (рис. 2). Тонкая структура всплесков I типа проявляется не только на динамических спектрах. Она видна также на временных профилях в виде соответствующих выбросов и подъемов интенсивности. Согласно [33] такие колебания совпадают в мельчайших деталях на профилях всплесков I типа, полученных в ИЗМИР АН СССР (Москва) и Нансе (Франция), что свидетельствует об их солнечном происхождении.

*б) Поляризация.* Большое значение для выяснения природы всплесков I типа имеет исследование их поляризационной структуры. Как показывает анализ [20, 21], в полностью поляризованных шумовых бурях степень поляризации остается постоянной на протяжении всего времени жизни всплесков I типа. Это относится и к отдельным элементам — спайкам, составляющим тонкую структуру всплесков I типа (см. рис. 2).

Степень поляризации не меняется также у большинства всплесков I типа с умеренной и слабой поляризацией [21, 34]. Постоянство степени поляризации имеет место во всплесках с различными спектральными и другими характеристиками.

Однако известны явления, когда в составе умеренно поляризованных шумовых бурь наблюдалась всплески I типа с заметным изменением степени поляризации во время всплеска. В таких всплесках максимальные значения степени поляризации регистрировались чаще всего вблизи максимума интенсивности (рис. 3). Подобная закономерность имеет место и в некоторых цепочках всплесков I типа.

На рис. 3 в показано явление со сменой знака поляризации. Насколько можно судить по динамическому спектру и временному профилю, это явление представляет собой по существу два всплеска. Тот факт, что в течение некоторого времени до явления и после него не наблюдалось никакой активности, указывает на то, что это сочетание всплесков не является случайным. Интересно, что первый из двух всплесков поляризован по правому кругу, а второй обнаруживает левую поляризацию, типичную практически для всех явлений в данной шумовой буре.

Наличие наряду со всплесками, имеющими постоянную степень поляризации, также всплесков с меняющейся со временем степенью поляризации указывает на необходимость дальнейших исследований этого вопроса.

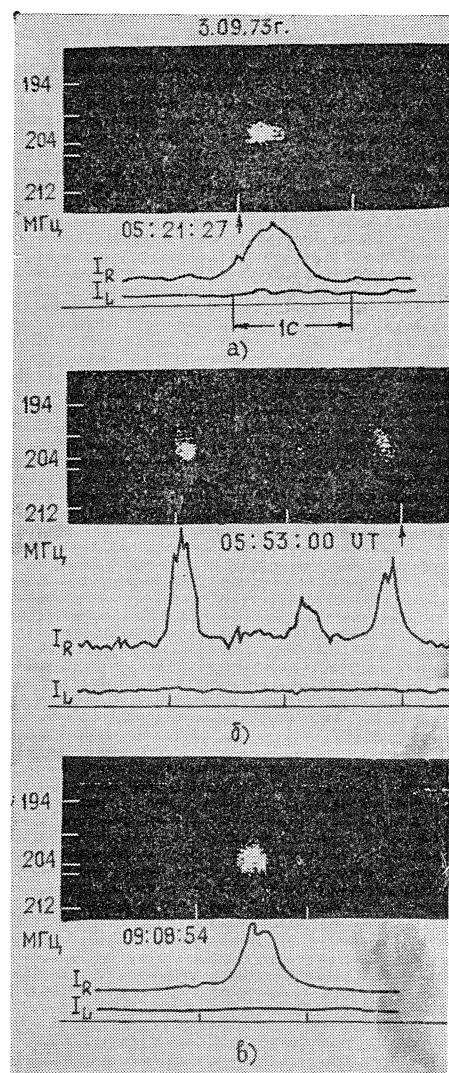


Рис. 2. Спектры и временные профили на 204 МГц всплесков I типа с тонкой структурой [16].

## 2. ВСПЛЕСКИ III ТИПА

В отсутствие шумовых бурь I типа большинство всплесков солнечного радиоизлучения в метровом диапазоне относится к III типу. Их спектральные, поляризационные свойства, а также параметры источников достаточно хорошо исследованы и описаны, например, в [1-3]. В этом разделе мы остановимся на некоторых видах тонкой структуры всплесков этого спектрального класса.

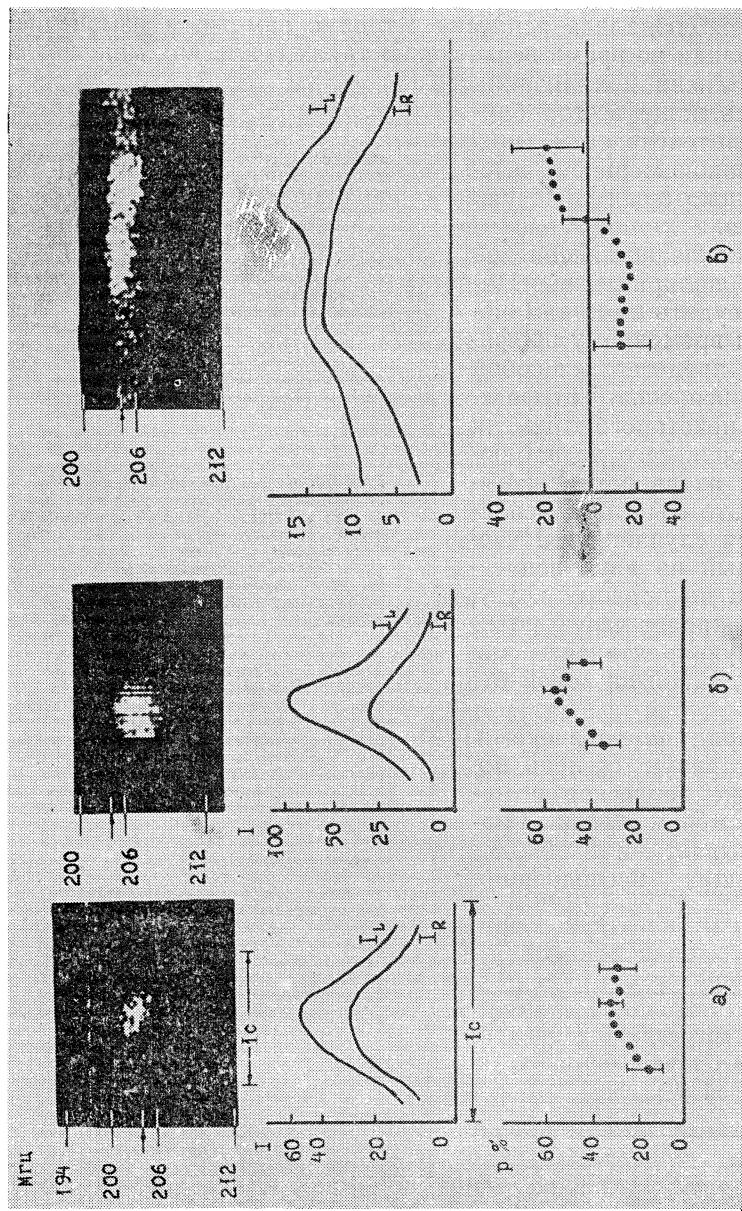


Рис. 3. Всплески I типа с меняющейся степенью поляризации [2].

## 2.1. Всплески типа III b

Среди большого числа видов тонкой структуры, обнаруженных в составе всплесков III типа, наибольший интерес вызывают всплески типа III b [35]. Эти всплески представляют собой набор узкополосных элементов («*stria*»), группирующихся на плоскости частота — время в цепочки, дрейфующие от высоких частот к низким со скоростями, характерными для обычных всплесков III типа или превышающими ее (рис. 4). Элементы «*stria*» в составе всплесков типа III b, как и вне их, могут регистрироваться в виде одиночных полос, расщепленных пар или сочетаний из трех элементов — триплетов [36–38].

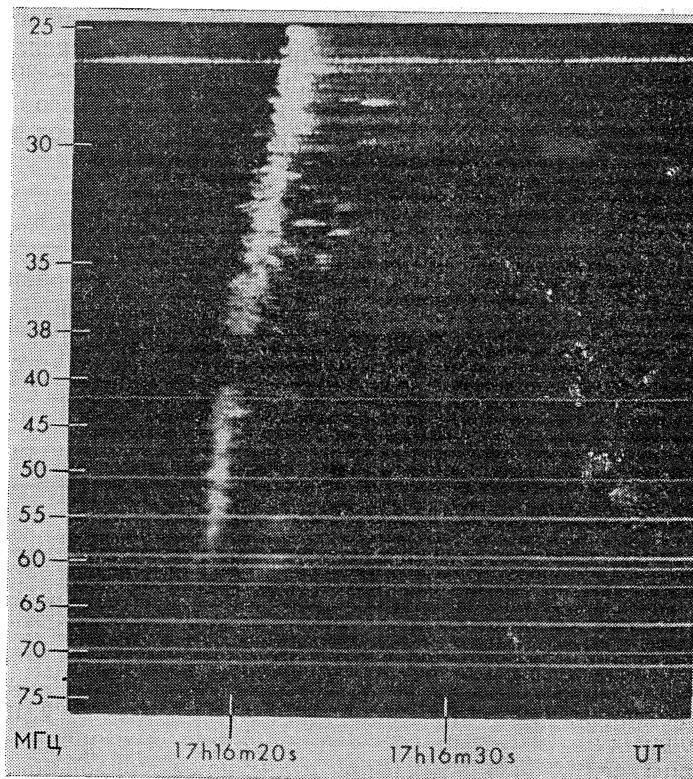


Рис. 4. Всплеск типа III b и следующий за ним всплеск III типа [40].

Ширина полосы отдельных элементов составляет в среднем  $100 \text{ кГц}$ , и примерно в 1,5 раза превышает полосу элементов в парах и триплетах. Средняя длительность «*stria*»-всплесков составляет около  $0,6 \text{ с}$  в диапазоне  $40\text{--}80 \text{ МГц}$  и  $1 \text{ с}$  в диапазоне  $20\text{--}40 \text{ МГц}$ , что примерно в 4,5 раза меньше, чем длительность обычных всплесков III типа. Только небольшое число элементов имеют частотный дрейф ( $\sim 20\%$ ), причем его величина меняется от  $-10$  до  $-150 \text{ кГц/с}$  (только в 2% случаев частотный дрейф положителен).

Знак поляризации для всех элементов данного всплеска III b совпадает, хотя степень поляризации может изменяться от одного элемента к другому. В среднем степень поляризации всплесков III b значительно превышает степень поляризации всплесков типа III [38, 39].

Расщепление в парах и триплетах составляет примерно  $100 \text{ кГц}$  на частоте  $30 \text{ МГц}$  и увеличивается до  $200 \text{ кГц}$  на  $60 \text{ МГц}$ . Не обнаружено

зависимости величины расщепления от гелиографической долготы. В среднем низкочастотный элемент в паре опережает высокочастотный и является более кратковременным. В 60% пар интенсивности компонент равны и в 30% высокочастотная компонента является более интенсивной.

В триплетах средний элемент играет роль оси симметрии по отношению к двум другим компонентам (по ширине полосы, длительности, расщеплению, отношению интенсивностей). Вполне возможно, что расщепленные пары представляют собой вырождение триплета. Для окончательного решения этого вопроса, а также того, какая компонента при этом исчезает, необходимы дальнейшие спектральные исследования этих явлений [36].

В основном всплески типа III b регистрируются на частотах ниже 60 МГц. Максимум в гистограмме распределения числа всплесков III b по частоте, на которой они появляются, приходится на  $f \sim 30$  МГц, т. е. эти всплески являются характерными для декаметрового диапазона. Свойства всплесков типа III b и составляющих их элементов в этом диапазоне описаны в [13].

Всплески типа III b обнаруживают тесную связь со следующими за ними обычными всплесками III типа. Эта связь, по-видимому, не является случайной. Статистический анализ материалов наблюдений в диапазонах 20—40 и 40—80 МГц, а также анализ долготных распределений вероятности появления всплесков типа III и III b позволяет заключить, что, во-первых, всплески III b являются предвестниками всплесков III типа, и, во-вторых, излучение всплесков III b наблюдается в основном из источников на лимбе, а следовательно, генерируется под большими углами к магнитному полю [40, 41].

Согласно [37, 38] всплески типа III b являются излучением основного тона всплесков III типа, в то время как следующие за ними диффузные всплески представляют излучение второй гармоники.

Наиболее убедительно такая связь доказана на примере разновидности всплесков III типа — гармонического *U*-всплеска, зарегистрированного 11 мая 1974 г. при помощи спектрографа в Културе в диапазоне 40—200 МГц [42]. Основной тон этого всплеска состоял из многочисленных узкополосных медленно дрейфующих элементов, а вторая гармоника не обнаружила такой структуры. «*Stria*»-всплески наблюдались как на восходящей, так и на нисходящей ветвях *U*-всплеска, причем частоты отдельных элементов не совпадали. С другой стороны, были зарегистрированы всплески III типа, в которых как основной тон, так и вторая гармоника состояли из «*stria*». В этих случаях замечена тенденция к повторению отдельных полос на обеих гармониках [38].

По данным [10], относящимся к декаметровому диапазону, наряду с обычными «*stria*»-всплесками наблюдаются диффузные всплески, которые имеют длительность около 10 с и несколько более широкую полосу. Совокупность диффузных «*stria*»-всплесков составляет всплески типа III d. В отличие от всплесков III b всплески типа III d фиксируются, как правило, после непрерывных всплесков III типа и являются их второй гармоникой. В тех редких случаях, когда всплески типов III b и III d следуют один за другим, они также представляют собой первую и вторую гармоники соответственно.

Вопрос о происхождении всплесков типа III b остается открытым до настоящего времени. Для объяснения частотного расщепления в радиовсплесках был предложен ряд механизмов (см. [37]). Согласно [43, 44] наиболее перспективной является гипотеза, основанная на взаимодействии возбуждаемых потоком частиц плазменных волн с ионно-звуковыми волнами. Однако не все свойства расщепленных элементов находят свое

объяснение в рамках этих теорий. В частности, трудно понять наблюдаемый иногда третий элемент. Кроме того, эти теории не учитывают общей схемы генерации всплесков III типа.

С другой стороны, для объяснения всплесков III b в [38] предположено, что корона обладает неоднородной, волокнистой структурой с повышенной плотностью. При входе в эти неоднородности поток частиц встречает области с пониженным градиентом плотности, а при выходе — с повышенным. Тем самым, в первом случае создаются более благоприятные условия для генерации излучения на фиксированной частоте и, следовательно, для появления «*stria*»-всплесков\*. Следует заметить, однако, что в рамках данной гипотезы трудно объяснить появление расщепленных пар и триплетов.

В [10] высказывается предположение, что всплески, состоящие из «*stria*», генерируются потоками электронов, которые движутся со скоростями, вдвое большими, чем в случае непрерывных всплесков III типа, а возникновение самих «*stria*» обусловлено особенностями трансформации плазменных волн в электромагнитные на частоте основного тона и второй гармоники.

## 2.2. *U*-всплески

До сих пор мало что сообщалось о тонкой структуре *U*-всплесков. Известен лишь один случай (упоминавшийся выше) регистрации гармонического *U*-всплеска, в котором полоса основного тона напоминала по своей структуре всплески типа III b [42]. Тонкая структура другого типа описана в [46] (рис. 5).

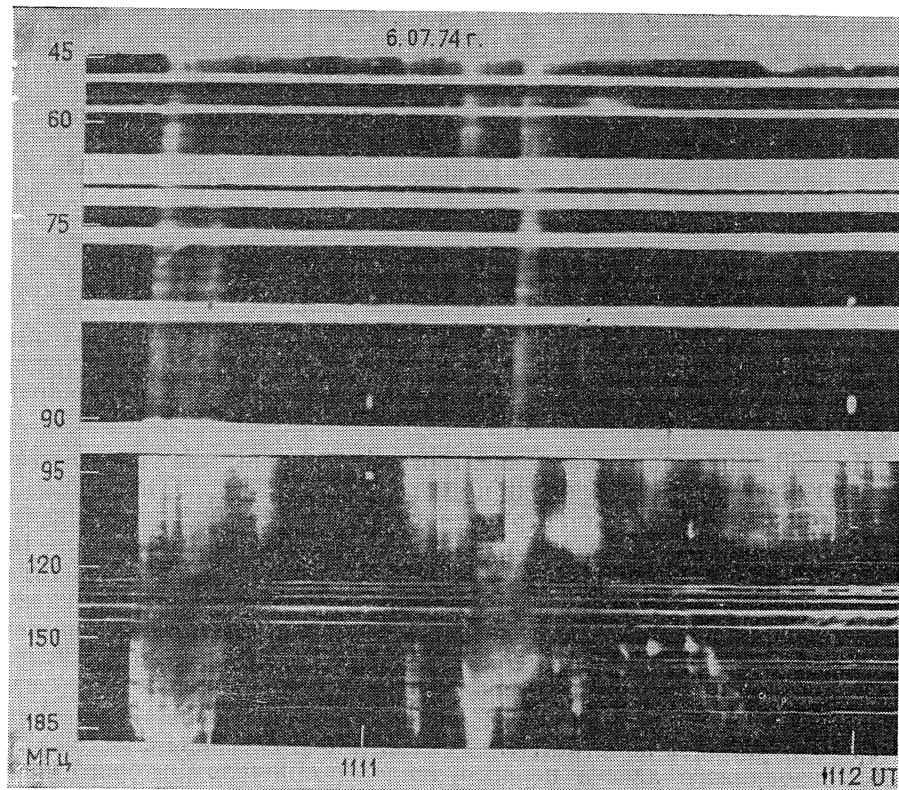


Рис. 5. *U*-всплеск, состоящий из отдельных элементов [46].

\* Эта схема по существу аналогична механизму расщепления в радиовсплесках II типа, предложенному в [45].

В данном случае *U*-образные всплески состояли из ярких элементов, имеющих длительность 1,5—2 с и ширину полосы порядка 5 МГц. По своим параметрам эти элементы тонкой структуры нельзя отнести к «*stria*»-всплескам (последние более узкополосны и кратковременны). Кроме того, они не столь многочисленны; частотное разделение между элементами на быстрорефлюзирующих участках обеих ветвей динамического спектра достигает 5—10 МГц, а временной интервал в области поворота составляет 2—4 с. Интересно, что если на восходящей ветви *U*-всплеска элементы выстраиваются вдоль одной линии, то на нисходящей ветви происходит раздвоение, т. е. элементы повторяются примерно через 3 с на тех же частотах, образуя две нисходящие линии. Отметим также, что наиболее интенсивные элементы наблюдаются вблизи вершины *U*-всплеска.

Появление такой структуры в *U*-всплесках может быть связано с гирорезонансным поглощением плазменных волн в областях двойного плазменного резонанса, т. е. на уровнях, где  $\omega_L \approx s\omega_H$  [47]. Дополнительное поглощение в этих областях может значительно понизить уровень энергии плазменных волн и привести к появлению на динамических спектрах полос поглощения, параллельных оси времени.

Такая интерпретация тонкой структуры дает возможность оценить напряженность магнитного поля *H* в солнечной короне, поскольку величина частотного интервала между полосами поглощения  $\Delta\omega$  и ширина полосы  $\delta\omega$  определяются значением *H*. Получить оценки поля *H*, исходя непосредственно из величин  $\Delta\omega$  и  $\delta\omega$ , в данном случае не представляется возможным, поскольку неизвестны характерные пространственные масштабы изменения электронной концентрации и магнитного поля. Однако информация о магнитном поле может быть получена из отношения  $\delta\omega/\Delta\omega \approx 2\sqrt{2}s\frac{V_T}{V_s}$ . Полагая скорость частиц  $V_s \sim 10^{10} \text{ см/с}$  и используя наблюдаемое значение  $\delta\omega/\Delta\omega \sim 1$ , получим, что на уровнях, где  $\omega_L \sim \sim 165 \div 175 \text{ МГц}$ ,  $s \approx 7$  и  $H \sim 8 \text{ Э}$ .

### 2.3. Поляризационные профили

Для уточнения механизма генерации всплесков, а также для выяснения механизма образования поляризации излучения большое значение представляет информация о зависимости степени поляризации от времени в ходе отдельных всплесков.

На 60-канальном радиоспектрографе-поляриметре в диапазоне 315—200 МГц зарегистрирована пара всплесков III типа, первый из которых обладал прерывистой структурой, а второй был обычным диффузным всплеском III типа (рис. 6а) [48]. Изменение степени поляризации в ходе этих всплесков показано на рис. 6б. Интересным является то, что в течение короткого интервала времени ( $\sim 0,02 \text{ с}$ ) в начале первого всплеска поляризация излучения была полной, а затем степень поляризации  $p$  быстро уменьшалась до 10% в момент максимума интенсивности. Аналогичное поведение степени поляризации  $p(t)$  имеет место и для второго всплеска, однако начальное значение  $p$  здесь значительно ниже. Автор эксперимента полагает, что это могло быть связано с наложением неполяризованного хвоста первого всплеска с началом второго при их примерно равных интенсивностях. Поэтому истинная начальная степень поляризации второго всплеска должна быть выше 50%. Напомним, что всплески III типа с уменьшающейся к концу всплеска степенью поляризации наблюдались также в [20].

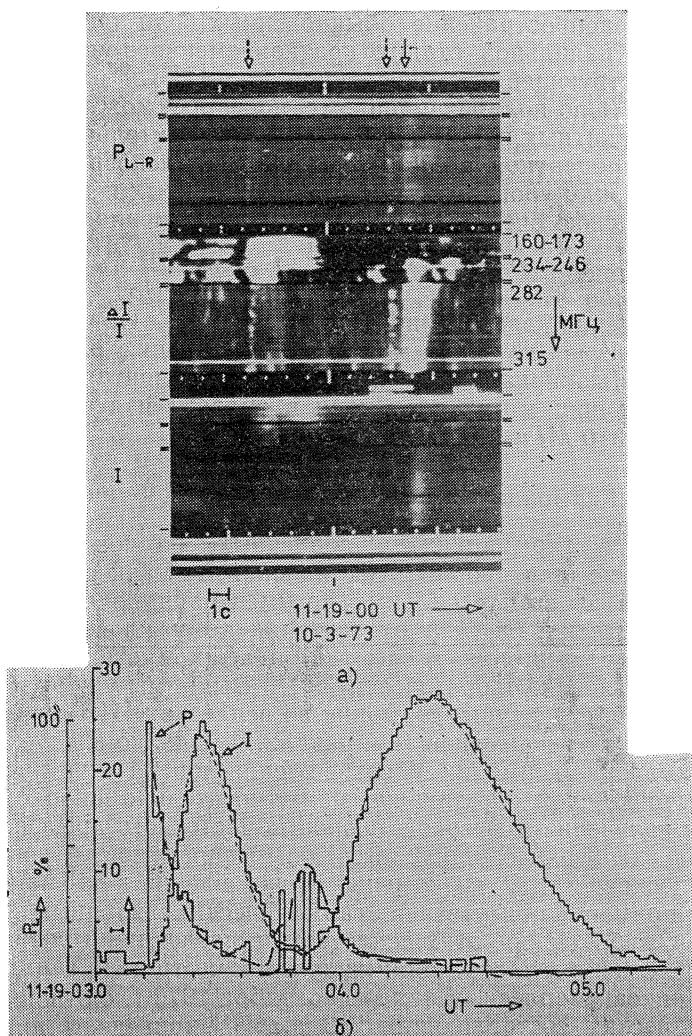


Рис. 6. Спектр и поляризационный профиль всплесков III типа [48].

Полученные поляризационные профили всплесков III типа хорошо согласуются со схемой, предполагающей, что поляризация основного тона этих всплесков является результатом влияния условий выхода и распространения в короне и что источник излучения на фиксированной частоте имеет конечные размеры [49, 50]. На этом основании, а также с учетом подобия изменения степени поляризации в ходе всплесков в [48] сделан вывод, что оба радиовсплеска из зарегистрированной пары являются излучением основного тона несмотря на значительные различия их динамических спектров. С другой стороны, в [51] приведены аргументы в пользу того, что второй всплеск представляет собой излучение второй гармоники, в том числе обращено внимание на возможность изменения  $p(l)$  для второй гармоники (аналогично основному тону) при учете группового запаздывания прихода обычных и необычных волн.

В рамках модели, предполагающей, что вторая гармоника наблюдается в отраженных лучах, при оценках временной задержки необходимо учитывать также эффект отражения обычных волн от более глубоких слоев короны. Этот эффект может в принципе скомпенсировать

более быстрое распространение обыкновенных волн или даже привести к появлению на начальной стадии кратковременного участка с поляризацией, соответствующей необыкновенной волне [52].

Согласно [49] по поляризационному профилю можно получить информацию о магнитных полях в источнике. Действительно, длительность участка  $\Delta t$  стопроцентной поляризации связана непосредственно с расстоянием  $\Delta R$  между уровнями выхода обыкновенных и необыкновенных волн, которое в свою очередь определяется напряженностью магнитного

поля соотношением  $\Delta R = \frac{\omega_H}{\omega} L$ , где  $L = N \left( \frac{dN}{dR} \right)^{-1}$  — характерный

масштаб изменения электронной концентрации. Принимая скорость потока частиц  $V_s \sim 10^{10} \text{ см/с}$  и модель распределения электронной концентрации «2 Ньюкирка», получим для экспериментального значения  $\Delta t \sim 0,02 \text{ с}$  величину магнитного поля в области излучения всплесков III типа на  $f \approx 310 \text{ МГц}$   $H \approx 2,2 \text{ Э}$ .

#### 2.4. Гармоники в радиовсплесках III и V типов

а) Вопрос о гармониках в солнечных радиовсплесках имеет большое значение для теории этих явлений, так как их обнаружение является одним из самых сильных аргументов в пользу плазменного механизма. Всплески III типа относятся к тому классу явлений, для которых наличие гармоник достаточно надежно установлено экспериментально и объяснено теоретически [1-3]. Выше мы уже отметили особенности тонкой структуры гармоник во всплесках III типа, проявляющейся в виде «стрия»-всплесков (см. разд. 2.1). Однако следует заметить, что отождествление гармоник в составе всплесков III типа представляет собой достаточно сложную задачу из-за относительно широкой мгновенной полосы излучения и высокой скорости частотного дрейфа. Решение этой задачи значительно упрощается для разновидностей всплесков III типа — всплесков типа  $U$  и  $J$ . Именно такие явления дают наиболее убедительные примеры присутствия гармонически связанных компонент. В частности, наблюдения этих всплесков за последние годы вновь указывают на возможность генерации излучения на третьей гармонике.

В [53] описан всплеск V типа 25 октября 1972 г. с отношением частот гармонических составляющих 2:3, а в [54] приведены два примера  $J$ -всплесков с таким же отношением частот отдельных компонент. В обоих случаях наблюдаемые компоненты были отождествлены с излучением на второй и третьей гармониках локальной плазменной частоты.

С теоретической точки зрения появление электромагнитного излучения на третьей гармонике можно объяснить двумя путями [55]: 1) в результате слияния трех плазменных волн (процесс  $l_1 + l_2 + l_3 \rightarrow t_3$  или 2) путем комбинационного взаимодействия двух плазменных волн с образованием электромагнитного излучения на удвоенной частоте (процесс  $l_1 + l_2 \rightarrow t_{11}$ ) и последующего взаимодействия этого электромагнитного излучения с плазменными волнами ( $t_{11} + l_3 \rightarrow t_{31}$ ). Оценки эффективности этих двух возможностей с учетом интенсивности гармоник наблюдавшихся всплесков свидетельствуют в пользу двухступенчатого процесса образования третьей гармоники.

Свойства радиоизлучения существенно зависят от того, является ли спектр плазменных волн в источнике изотропным или одномерным. В случае квазиодномерного спектра (что, по-видимому, выполняется для всплесков III типа [137]) излучения на второй и третьей гармониках приобретают характерные направленности, причем их диаграммы не совпадают и наблюдаемое отношение интенсивностей третьей и второй гармоник может быть значительно большим по сравнению со случаем

изотропного спектра [138]. Пренебрежение этим обстоятельством привело авторов [54] к неверным выводам о том, что источник третьей гармоники состоит из большого числа не разрешаемых наблюдениями источников с очень высокой яркостной температурой  $T_y \sim 10^{15}$ .

Необходимо обратить внимание также на работы [56, 57], в которых ставится под сомнение вопрос о присутствии гармоник в составе радиовсплесков III типа. На основании корреляционного анализа максимальных интенсивностей на частотах 30, 38, 60 и 76 МГц в этих работах делается вывод о несостоятельности гипотезы «основной тон — гармоника» применительно к парам всплесков III типа, которые обычно считались гармонически связанными. Кроме того, наблюдения пространственно-временной структуры источников таких пар на радиогелиографе на  $f = 169$  МГц позволили сделать предположение о том, что генерация этих всплесков может быть обусловлена общим агентом в двух близких областях с некоторой временной задержкой либо модуляцией процесса ускорения частиц [58].

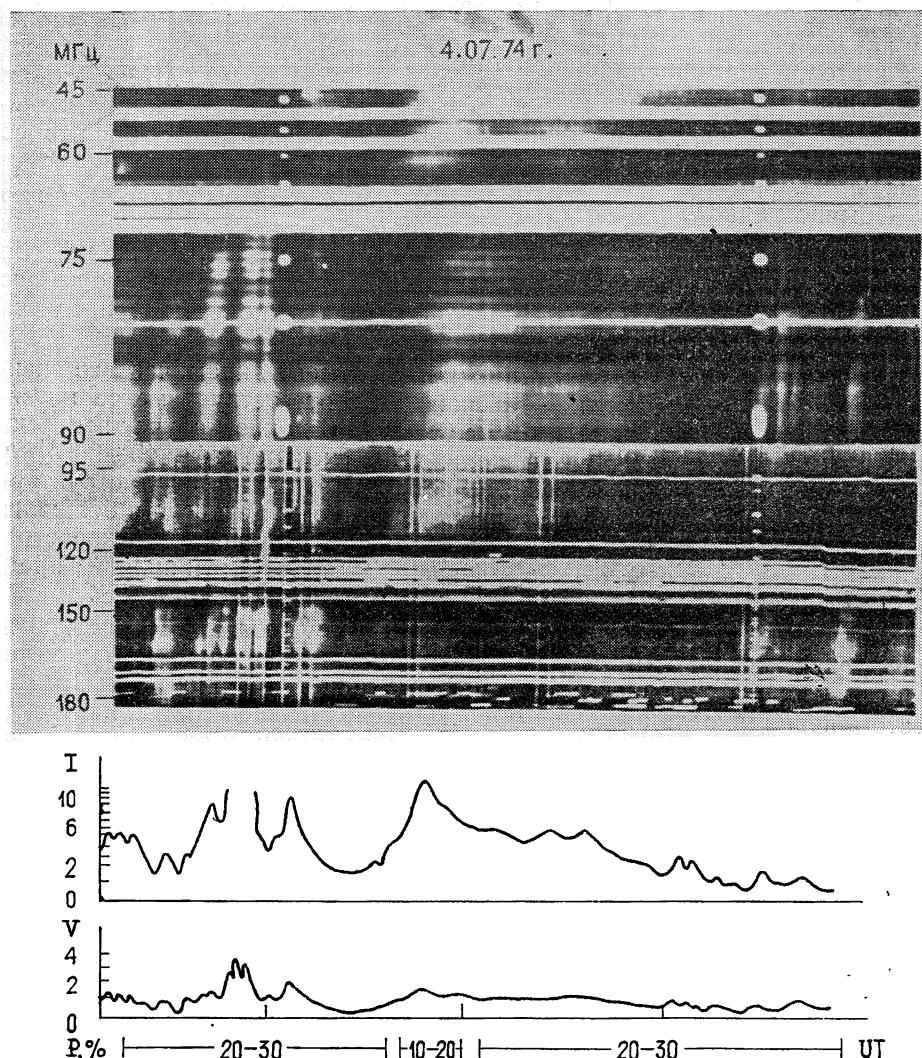


Рис. 7. Всплески V типа с гармонической структурой [16].

б) Плазменный механизм излучения привлекается также для объяснения всплесков V типа [59–62]. Однако лишь недавно был зарегистрирован гармонический всплеск V типа, включающий в себя вторую и третью гармоники [53]. Ниже мы опишем несколько всплесков V типа, в которых отчетливо проявляется излучение на частоте основного тона и второй гармоники [46].

На рис. 7 показан динамический спектр и временные профили каналов I и V поляриметра на  $f=74 \text{ МГц}$  одного из таких всплесков. Здесь мы имеем «отсоеяненный» (т. е. отстоящий на определенный временной интервал от группы всплесков III типа) всплеск V типа, состоящий из высокочастотной и низкочастотной компонент примерно одинаковой продолжительности — около 30 с. Основные особенности динамического спектра свидетельствуют о том, что низкочастотная компонента представляет собой излучение основного тона, а высокочастотная — второй гармоники. В первую очередь, это кратность частот, на которых в данный момент повторяются детали динамического спектра; скорости частотного дрейфа передних кромок высокочастотной ( $\sim 8 \text{ МГц/с}$ ) и низкочастотной компонент ( $\sim 4 \text{ МГц/с}$ ) тоже относятся примерно как 2:1. Как показывает анализ динамического спектра, интенсивности основного тона и второй гармоники сравнимы между собой. О поляризации всплесков V типа можно судить по записи поляриметра на 74 МГц, которая относится ко второй гармонике (рис. 7). Степень поляризации излучения гармоники составляет 10—20%, т. е. понижена по сравнению со степенью поляризации соседней группы всплесков III типа.

Обычно радиовсплески V типа наблюдаются очень редко. Однако на рис. 8 показано интересное явление, в котором в течение нескольких минут наблюдается сразу несколько таких всплесков. Обращает на себя внимание гомология этих всплесков: они имеют относительно короткую длительность ( $\sim 10 \text{ с}$ ), наиболее интенсивные компоненты приходятся на частоты выше 80 МГц.

В некоторых всплесках (см. нижний фрагмент динамического спектра на рис. 8) высокочастотной компоненте соответствует менее интенсивная компонента на частотах ниже 65 МГц. В данном случае всплески V типа были зарегистрированы только на спектрографе 45—90 МГц. Поэтому трудно однозначно решить вопрос о гармонической структуре этих всплесков. Тем не менее, исходя из одновременности и большого сходства высокочастотных компонент, с одной стороны, и низкочастотных компонент, с другой, можно предположить, что эти явления представляют собой всплески V типа с первой и второй гармониками.

Сопоставляя описанные выше всплески V типа с гармонической структурой, можно отметить, что явление, показанное на рис. 7, в котором интенсивности первой и второй гармоники примерно равны, имело место в период, когда активная область располагалась вблизи центрального меридиана (W 04). С другой стороны, всплески V типа с ослабленным излучением на первой гармонике (рис. 8) зарегистрированы при приближении активной области к западному лимбу (W 61). Не исключено, что это различие в соотношении интенсивностей гармонических компонент обусловлено более высокой направленностью излучения на первой гармонике.

## 2.5. У-всплески

В рамках плазменной гипотезы знак частотного дрейфа свидетельствует о направлении движения агента. Так, классические всплески III типа характеризуются дрейфом от высоких частот к низким. Отрицательный частотный дрейф предполагает движение электронных потоков в более высокие слои короны. Динамический спектр всплесков типа U указывает на движение частиц вдоль дугообразных силовых

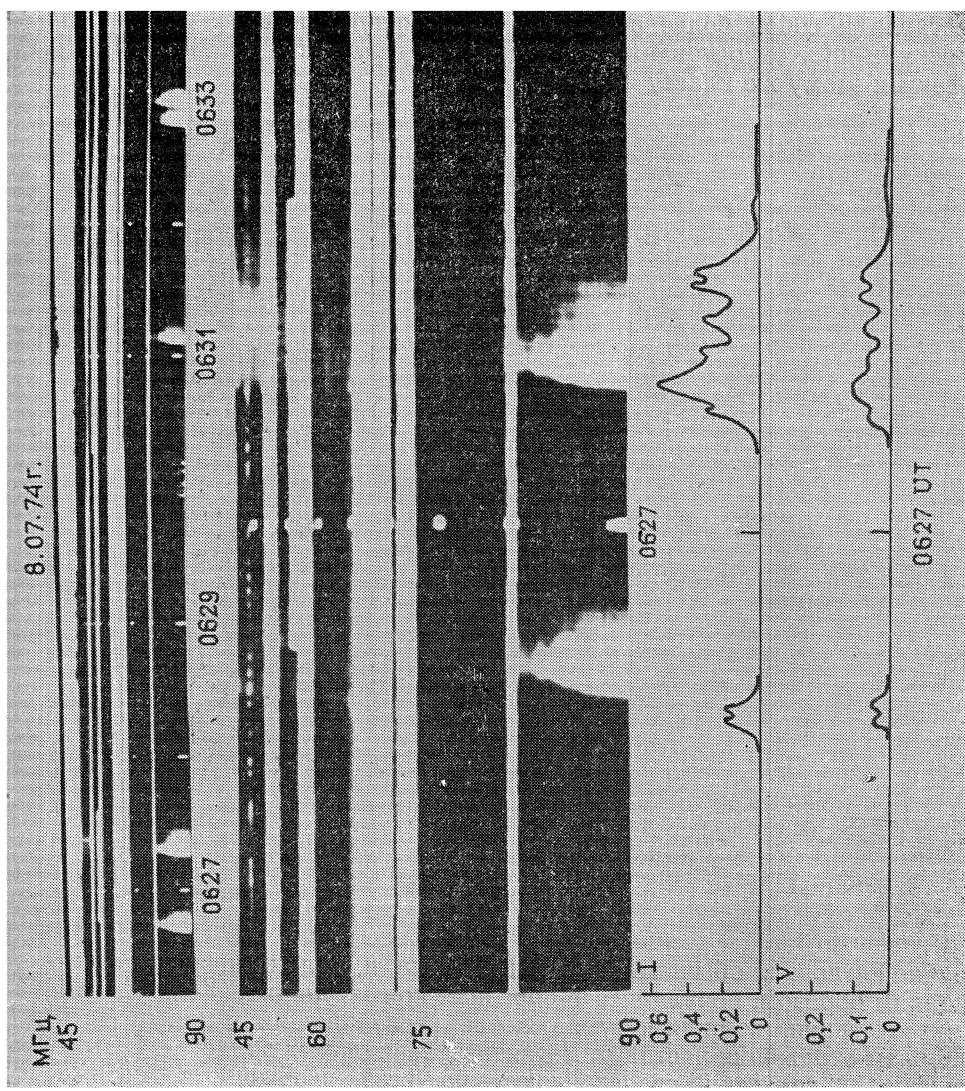


Рис. 8. Серия гармонических всплесков V типа [46].

линий магнитного поля. Согласно [63] существуют также всплески III типа с дрейфом от низких частот к высоким (тип III-RS), т. е. потоки частиц должны в этом случае двигаться в сторону солнечной поверхности.

Около 30 таких всплесков III типа с обратным дрейфом зарегистрированы в диапазоне 200—420 МГц. По своим параметрам (величине частотного дрейфа, длительности) всплески типа III-RS не отличаются от классических всплесков III типа (рис. 9). Два всплеска этого типа представляли собой более развитую нисходящую ветвь U-образного всплеска, и на этом основании все остальные всплески типа III-RS в [63] отнесены к этому же классу явлений.

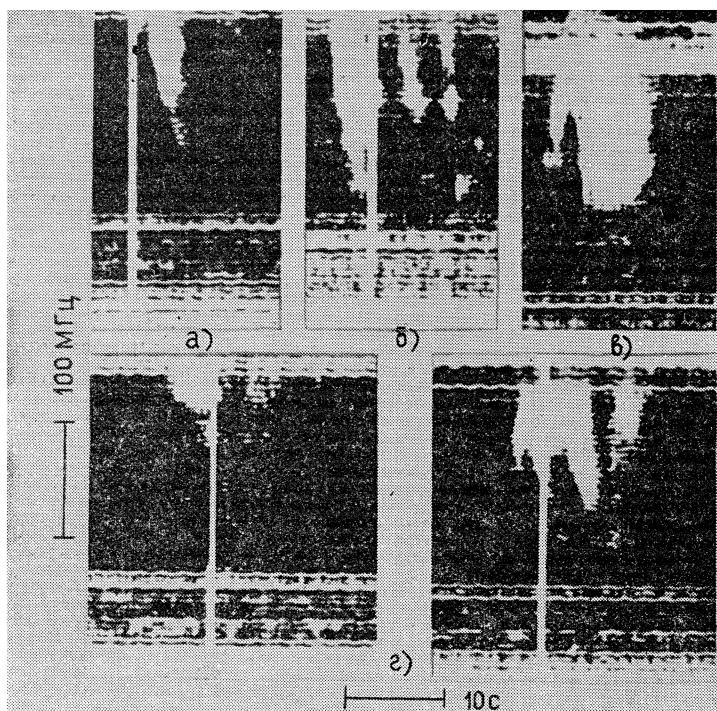


Рис. 9. Спектры всплесков III типа с обратным дрейфом [63].

Интересно, что в нескольких случаях после всплесков типа III-RS сразу же следовали обычные всплески III типа, и на динамическом спектре, таким образом, появлялись Y-образные конфигурации (Y-всплески). Такие сочетания, по-видимому, являются неслучайными и могут быть следствием отражения частиц от магнитных зеркальных областей. В этом отношении Y-всплески представляют, по всей вероятности, первые наблюдения подобного явления.

## 2.6. Зебра-структура, связанная со всплесками III типа

Известно, что зебра-структура иногда регистрируется на динамических спектрах некоторых континуальных всплесков IV типа на частотах  $f > 150 \div 170$  МГц (см. разд. 4.2). Однако, как показали недавние наблюдения [46], в ряде случаев она фиксируется также на фоне групп всплесков III типа или следует непосредственно за ними (рис. 10). Причем в этих явлениях зебра-структура имеет место на более низких частотах,

чем во всплесках IV типа. В частности, она хорошо видна на динамическом спектре в диапазоне 95—80 МГц, а, судя по временному профилю, простирается вплоть до 74 МГц. Зебра-структура продолжается в течение десятков секунд и представляет собой систему полос, дрейфующих от высоких частот к низким со скоростью 0,5—1 МГц/с. Другие параметры полос следующие: длительность на фиксированной частоте (0,7—1) с, мгновенная ширина полосы и частотный интервал между соседними полосами около 2 МГц.

Аналогично зебра-структуре во всплесках IV типа данная зебра-структура характеризуется повышенной степенью поляризации. На 74 МГц степень поляризации радиоизлучения в моменты наиболее интенсивных всплесков III типа не превышает 8—10%, а в моменты наиболее отчетливой зебра-структуры возрастает до 20—25% (см. рис. 10).

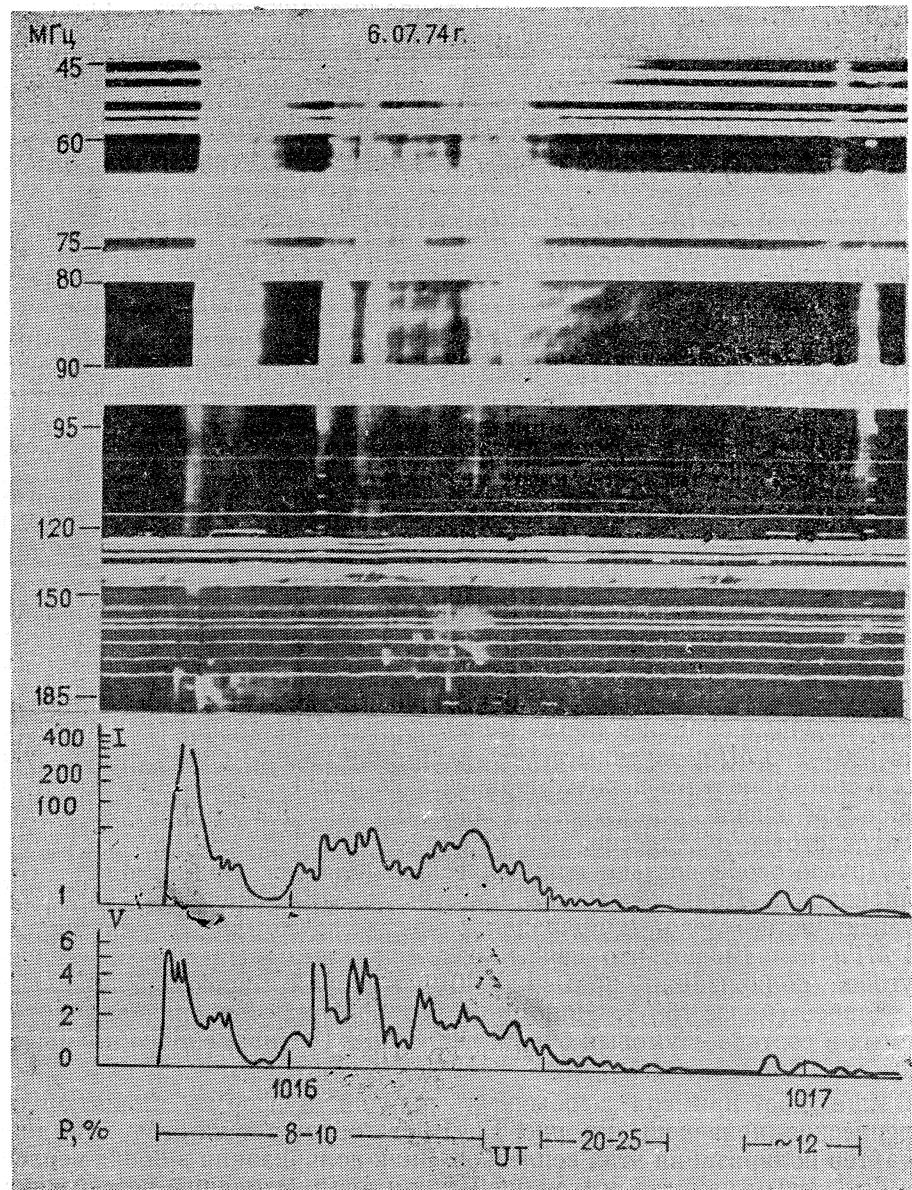


Рис. 10. Зебра-структура, связанная со всплесками III типа [46].

Интересно отметить, что всплески III типа с зебра-структурой сопровождаются на частотах 160—180 МГц *U*-всплесками, состоящими из дискретных элементов (см. разд. 2.2).

В диапазоне 80—100 МГц [46] зарегистрирована также зебра-структура, которая, в отличие от описанных выше случаев, не связана с каким-либо определенным всплеском и состоит из полос с положительным частотным дрейфом, разбивающихся на отдельные клочки.

## 2.7. Всплески III типа и спайки

Большой наблюдательный материал о спайках в различных диапазонах частот свидетельствует о их тесной связи с другими типами всплесков [6, 7, 64—67]. Выше мы уже рассматривали спайки в составе шумовых бурь и их связь со всплесками I типа. В этом разделе мы остановимся на свойствах спайков и их связи с радиовсплесками III типа.

а) Спектральные наблюдения в диапазонах 135—155, 180—190 и 235—255 МГц [7, 69, 70] позволили разработать следующую классификацию спайков: 1) быстродействующие — *fd* ( $\left| \frac{df}{dt} \right| \geq 100 \text{ МГц/с}$ ), имеющие полосу  $\Delta f \sim (3 \div 20) \text{ МГц}$  (рис. 11б); 2) всплески с умеренным дрейфом — *md* ( $\left| \frac{df}{dt} \right| < 100 \text{ МГц/с}$ ) (рис. 11в, г); 3) простые — *s*, характеризующиеся полосой  $\Delta f \sim 1 \text{ МГц}$  и длительностью менее 0,1 с.

Абсолютное большинство спайков (90%) относится к типу *fd*, причем большая их часть (63%) приходится на средний из трех рабочих диапазонов 180—190 МГц. Как отмечено в [7], возможен непрерывный переход величины  $\left| \frac{df}{dt} \right|$  между спайками типа *md* и *fd*, так же как непрерывное изменение полосы  $\Delta f$  между спайками типа *s* и *md*, *fd*. Спайки, наблюдавшиеся группами, имеют чаще всего положительный частотный дрейф (рис. 11а) и иногда обнаруживают квазипериодичность.

Принятая в [7] классификация спайков не охватывает всего разнообразия этих всплесков. Там же сообщается о спайках с непостоянным частотным дрейфом, а также о цепочках спайков, каждый всплеск в которых имел различный по величине и знаку частотный дрейф.

Необычные спайки в форме миниатюрных *U*- и *J*-всплесков в диапазоне 190—220 МГц описаны в [67, 68]. Пример группы спайков, образующих в совокупности *J*-всплеск, приведен на рис. 12, где видно довольно резкое увеличение частотного дрейфа на начальном участке самого высокочастотного всплеска.

Другой особенностью этих всплесков является их довольно слабая поляризация. Приведенные на этом же рисунке временные профили интенсивностей лево- и правополяризованных компонент на частоте 204 МГц показывают, что первый всплеск имеет в максимуме степень круговой поляризации, примерно 40%, а второй всплеск поляризован еще слабее (менее 15%). Напомним, что большинство спайков, наблюдавшихся в составе шумовых бурь и всплесков IV типа, сильно поляризованы, часто полностью.

Еще два примера необычных спайков в форме миниатюрных *U*-всплесков приведены на рис. 13. Вновь обращает на себя внимание характер поляризации этих всплесков. Знак поляризации в обоих всплесках был левым как для восходящих, так и для нисходящих ветвей динамического спектра. Для всплеска на рис. 13б поляризация обеих ветвей была полной. Во всплеске на рис. 13а степень поляризации на

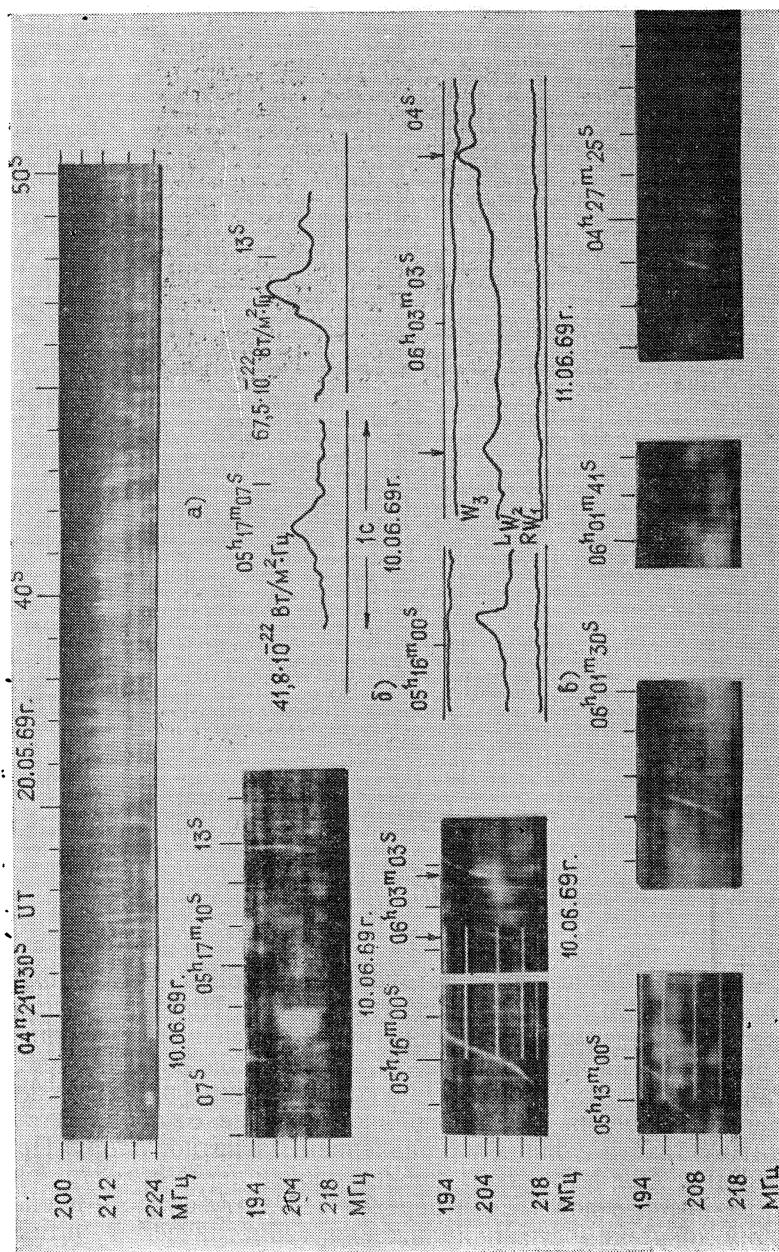


Рис. 11. Примеры динамических спектров спайков [10].

$f=204$  МГц на восходящей ветви уменьшается со временем и при переходе на нисходящей ветви излучение становится полностью поляризованным.

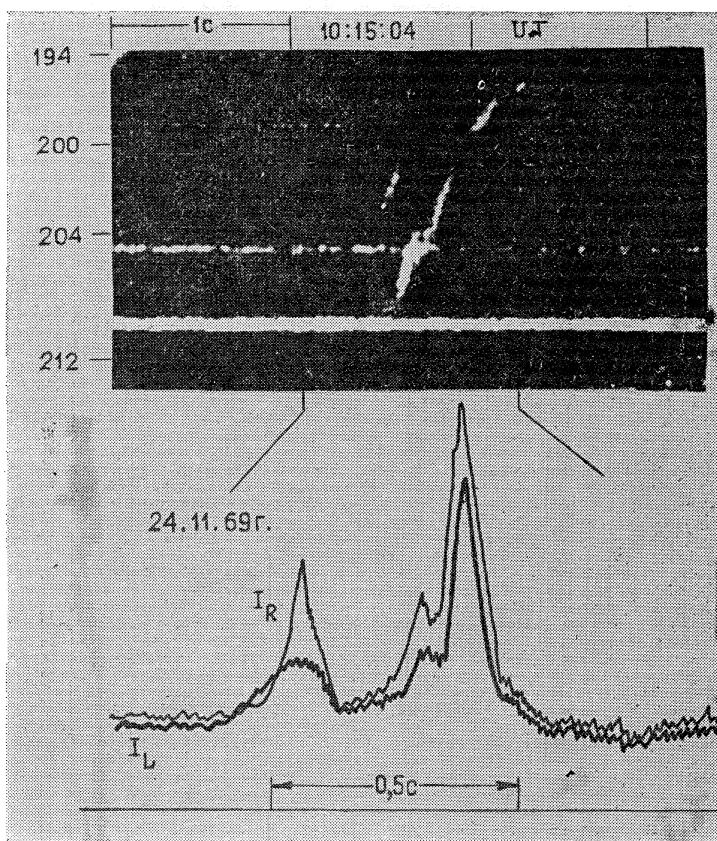


Рис. 12. Спектр и временной профиль необычного спайка на частоте 204 МГц [6].

Обычно  $U$ -всплески связывают с потоками электронов, движущихся вдоль дугообразных силовых линий магнитного поля. Поскольку излучение на восходящей и нисходящей ветвях всплеска связано с противоположно поляризованными источниками, то, казалось бы, должно иметь место обращение знака поляризации. Однако необходимо иметь в виду, что по мере распространения в короне радиоизлучение от обоих источников переходит в область с одним направлением магнитного поля. При этом излучение одного из источников должно пройти через область квазиперечного магнитного поля. Если переход через эту область происходит в условиях применимости приближения геометрической оптики (слабое взаимодействие), то знаки поляризации излучения от обоих источников должны стать одинаковыми в полном соответствии с обсуждаемыми свойствами  $U$ -всплесков [139].

Другое возможное объяснение этих данных, как показано в [71], заключается в том, что траектория агента, возбуждающего  $U$ -всплеск, может проходить с одной стороны от вершины магнитных петель и условия распространения будут одинаковыми для излучения как на восходящей, так и на нисходящей ветвях  $U$ -всплеска.

Анализ временных профилей спайков на нескольких близких частотах в диапазоне 160—180 МГц четко указывает на увеличение длительности дрейфующих всплесков с понижением частоты. При этом одновременно растет отношение времени роста интенсивности  $t_r$  ко времени спада  $t_d$ , т. е. длительность спайков увеличивается в основном за счет роста величины  $t_r$  при примерно одинаковом времени затухания. Исследования характера спада излучения свидетельствуют об экспоненциальном затухании с постоянной затухания  $\tau_d \sim 0,02 \div 0,03$  с на этих частотах [72]. Определенной зависимости между временем роста и спада для каждого всплеска не установлено. Аналогичный результат получен также в [73].

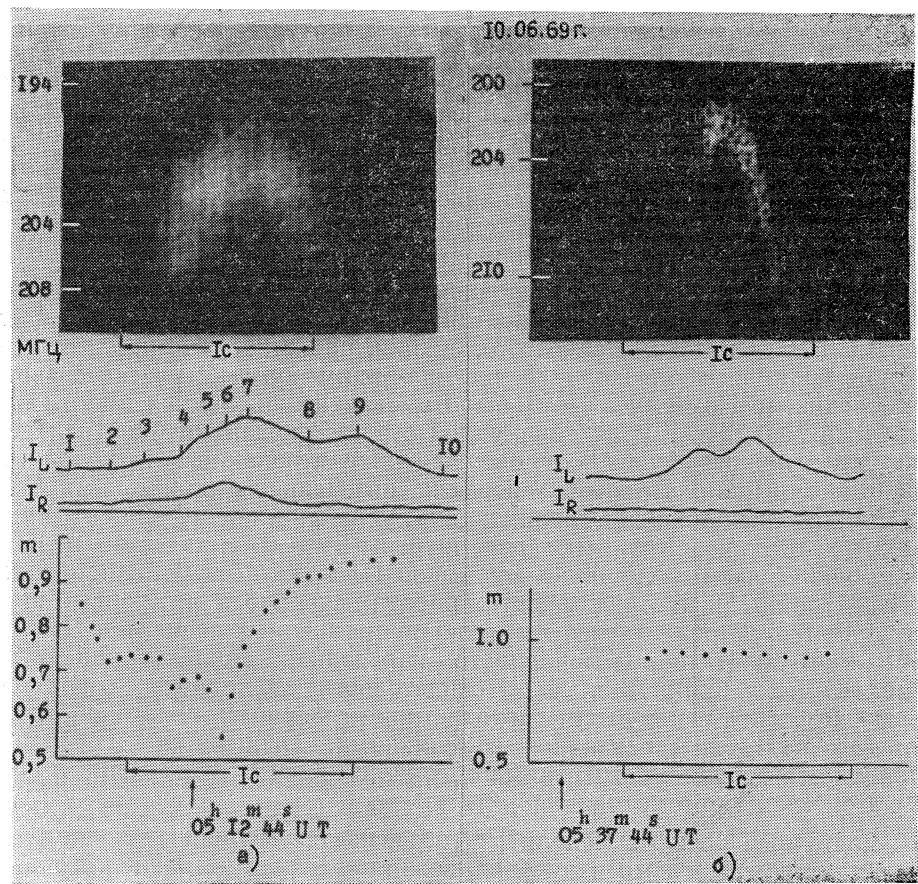


Рис. 13. Миниатюрные *U*-всплески [71].

Спайки регистрируются и в других диапазонах частот. В диапазонах 315—340 и 500—535 МГц они встречаются либо в виде быстродрейфующих широкополосных всплесков с длительностью 0,1—0,2 с и менее, либо в виде узкополосных всплесков ( $\Delta f \sim 1 \div 2$  МГц) с такой же длительностью [74, 75].

В декаметровом диапазоне обнаруживается качественно новая совокупность кратковременных всплесков; спайки имеют несколько большую длительность  $\sim 0,2 \div 0,3$  с и полосу менее 300 кГц [76].

Что касается связи спайков с радиовсплесками III типа, то обнаружено три класса этой связи [7, 16]. К первому классу относится появление спайков типа *s* и *md* на высокочастотном крае динамического спек-

тра всплесков III типа. Средняя частота спайков в этих случаях на  $3-20 \text{ МГц}$  выше начальной частоты всплесков III типа. Иногда спайки, наблюдающиеся с высокочастотного края всплесков III типа, относятся к типу  $fd$  и дрейфуют в широкой полосе  $\Delta f \geq 20 \text{ МГц}$ .

Ко второму классу связи относится появление спайков типа  $s$  и  $md$  в пределах полосы всплесков III типа как одновременно, так и после них.

К третьему классу относятся явления, в которых спайки типа  $fd$ , дрейфующие в очень широкой полосе  $\Delta f \geq 20-50 \text{ МГц}$ , регистрируются на фоне групп всплесков III типа. Причем всплески III типа могут быть при этом весьма малой длительности  $\sim 0,1-0,2 \text{ с}$ , так что их трудно отличить от спайков.

б) Прежде чем перейти к обсуждению механизма генерации спайков, отметим, что сопоставление временных профилей этих всплесков на частоте  $169 \text{ МГц}$ , полученных в сильно разнесенных пунктах (Нансе, Франция и ИЗМИРАН, Москва), показало их полное совпадение и отсутствие временных запаздываний [33]. С одной стороны, это доказывает солнечное происхождение спайков, с другой — является аргументом против гипотезы, объясняющей спайки как результат дифракции излучения на корональных неоднородностях.

В настоящее время на основании тесной связи спайков со всплесками III типа для их интерпретации выдвинута и разрабатывается плазменная гипотеза. Более того, спайки, наблюдаемые на высокочастотной границе всплесков III типа, по-видимому, генетически связаны с последними. Поэтому в [7, 70] было высказано предположение о связи излучения спайков с кратковременной стадией квазилинейной релаксации электронного пучка, «мгновенно» инжектированного в корону из области вспышки. Процесс генерации интенсивных плазменных волн на стадии квазилинейной релаксации пучка и их последующее затухание из-за столкновений были рассмотрены в [77, 78] в качестве первого этапа общей схемы генерации всплесков III типа нестабилизированными электронными потоками. В этих работах считалось, что первый этап, как правило, не реализуется при генерации типичных всплесков III типа вследствие достаточно медленного нарастания концентрации пучка в области инжекции. Данные [7] свидетельствуют, вероятно, о возможности быстрого включения потока при генерации некоторой части всплесков III типа, связанной со спайками. Особенности генерации спайков этой группы и их взаимная связь с излучением III типа в рамках этой схемы рассмотрены в [79].

Частотный дрейф в модели [79] объясняется групповым запаздыванием электромагнитного излучения, возникающего в источнике, а ширина спектра спайков  $\Delta f$  — протяженностью области инжекции  $\Delta x$ , т. е.  $\Delta f = \frac{\omega_L}{4\pi} \frac{\Delta x}{|L|}$ . При  $\Delta f \sim 3-20 \text{ МГц}$ ,  $|L| \sim 10^{10} \text{ см}$  и  $f_L \sim 200 \text{ МГц}$  получим  $\Delta x \sim 3-20 \text{ тыс. км}$ .

В [78] рассмотрена также роль индуцированного рассеяния плазменных волн на частицах холодной плазмы. Если  $\gamma^{-1} < \tau_i$  ( $\gamma$  — инкремент пучковой неустойчивости,  $\tau_i$  — время индуцированного рассеяния), то после квазилинейной релаксации максимум энергии плазменных волн смещается в область малых волновых векторов, где они затухают из-за соударений. Тогда длительность излучения основного тона  $d_f$  будет определяться временем затухания плазменных волн из-за столкновений в короне, т. е.  $d_f \approx \nu_{\text{эфф}}^{-1}$  ( $\nu_{\text{эфф}}$  — эффективное число электронно-ионных столкновений). Для  $\nu_{\text{эфф}} \sim 10-30 \text{ с}^{-1}$  ( $f_L \approx 100-200 \text{ МГц}$ )

получаем  $d_f \sim 0,1 \div 0,03$  с. Отсюда следует, что столкновительное затухание не может объяснить более кратковременных событий с  $d_f \leq 0,01$  с.

Однако для излучения на второй гармонике, обусловленного комбинационным рассеянием плазменных волн друг на друге, возможность появления очень кратковременных событий существует. Она связана с тем, что законы сохранения при таком рассеянии выполняются лишь

в течение времени спектральной перекачки  $d_{2f} \approx \tau_i \leq 10^2 \left( \frac{V_{Te}}{V_s} \right)^4 \times$

$$\times \frac{m_i}{m_e} \frac{n_0}{n_s} \omega_L^{-1} \sim 0,003 \div 0,03 \text{ с (для } f_L = 200 \text{ МГц, } n_0 \sim 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}, n_s \sim \sim 10 \div 10^2 \text{ см}^{-3}, V_s/V_{Te} \sim 20\text{). Характерным отличием этих всплесков должна быть не только меньшая длительность, но также и отсутствие заметной поляризации.}$$

Во время спектральной перекачки плазменных волн их частота приближается к локальной плазменной частоте, что облегчает выполнение условия  $\frac{\omega_L^2}{\omega^2} > 1 - \frac{\omega_H}{\omega}$ , при котором излучение основного тона будет

полностью поляризовано в обыкновенной моде. Это обстоятельство позволяет объяснить сильную поляризацию спайков без предположения о сильных магнитных полях в источнике. При этом малая роль спектральной перекачки при генерации типичных всплесков III типа объясняет значительное различие в поляризации тех и других всплесков.

Положение спайков с высокочастотного края всплесков III типа связано с тем, что неустойчивость, приводящая к генерации всплесков III типа, появляется в результате разлета быстрых электронов из-за неоднородности переднего фронта на некотором удалении от области инжекции.

Несколько иной подход к интерпретации спайков в рамках плазменного механизма (вне их связи с радиовсплесками III типа) использован в [67, 72], где предполагается, что источником излучения является мгновенно рождающийся поток частиц, у которого концентрация  $n_s$  и скорость частиц  $V_s$  увеличиваются к заднему фронту. Отличительным для этого подхода являются значительно меньшие значения скорости частиц  $V_s \sim (3 \div 5) \cdot 10^9 \text{ см/с}$ , дисперсии  $\Delta V/V < 0,1$  и протяженности потока  $\Delta x \sim 5 \cdot 10^7 \text{ см}$ .

Поскольку соотношения между размерами потока  $\Delta x$ , а также значениями  $n_s$ ,  $V_s$  и  $\Delta V/V$  на переднем и заднем фронтах потока могут быть различными, то появляется возможность объяснить наблюдаемое разнообразие характеристик спайков. В частности, при соответствующих комбинациях этих параметров расчетные относительные временные профили находятся в удовлетворительном согласии с наблюдаемыми.

В обоих рассмотренных выше моделях затухание излучения обусловлено столкновениями в короне. Оценки кинетической температуры по времени затухания спайков приводят к значениям  $T \sim (4 \div 7) \cdot 10^5 \text{ К}$ . Вполне возможно, что эти оценки отражают действительную ситуацию, т. е. источниками излучения спайков являются области в короне с пониженной температурой. Другое объяснение более быстрого затухания плазменных волн заключается в учете затухания Ландау плазменных волн на быстрых частицах потока (где  $\frac{\partial f}{\partial V} < 0$ ) при индуцированном рассеянии этих волн на тепловых ионах короны [72]. Заметим, однако, что в процессе спектральной перекачки плазменные волны будут подвержены затуханию Ландау только в течение времени однократного рассеяния (очень малого), а затем вообще выйдут из резонанса с пучком (из-за  $\Delta V/V \ll 1$ ).

### 3. ВСПЛЕСКИ II ТИПА

#### 3.1. «Клочковатая» структура

Радиовсплески II типа отличаются большим разнообразием тонкой структуры. Хорошо известны, в частности, «елочная» структура, расщепление, гармоники (см. [1–3]). Наблюдения с высоким разрешением показывают, что тонкая структура отдельных всплесков II типа на частотах ниже 100 МГц проявляется также в форме многочисленных кратковременных пятен, или «клочек», излучения, напоминающих всплески I типа [80, 81] (рис. 14).

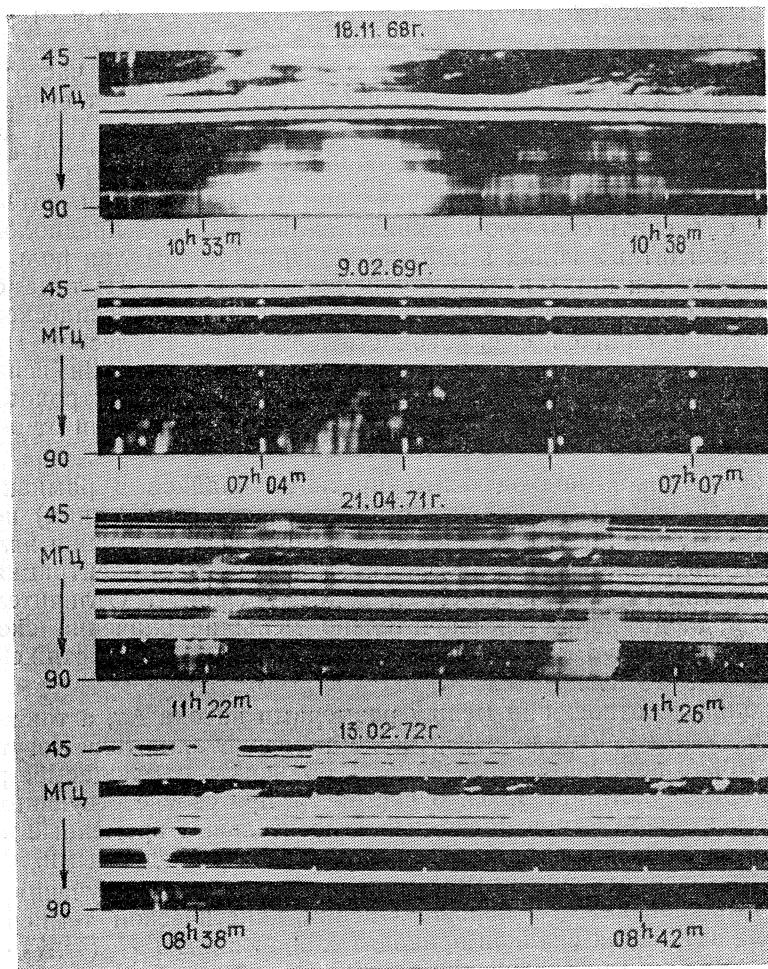


Рис. 14. Всплески II типа с клочковатой структурой [81].

Клочковатая структура во всплесках II типа характеризуется довольно сложным расположением отдельных элементов внутри полос излучения. Последние чаще всего состоят из последовательности нерегулярно появляющихся элементов, причем внутри каждой из полос (в том числе и в полосах расщепления, образующих расщепленные первую и вторую гармоники) элементы, как правило, располагаются в 2–3 ряда. Иными словами, в каждый момент времени в данной полосе может наблюдаться несколько отдельных элементов. Однако имеются

всплески, в которых каждая полоса образована одним рядом клочков. В некоторых случаях на отдельных участках динамического спектра фиксируются миниатюрные цепочки, состоящие из последовательности нескольких подобных по форме клочков. Для таких цепочек обычно характерен дрейф по частоте, скорость которого примерно равна скорости дрейфа всей полосы в целом.

Интересной особенностью клочковатой структуры является также то, что как расщепленные полосы, так и гармоники данного всплеска не обнаруживают соответствия с точки зрения количества, формы и детального расположения отдельных элементов. Подавляющее большинство клочков не имеет дрейфа по частоте. В тех же сравнительно редких случаях, когда дрейф наблюдается, его знак обычно совпадает, а величина близка к соответствующим значениям для всего всплеска.

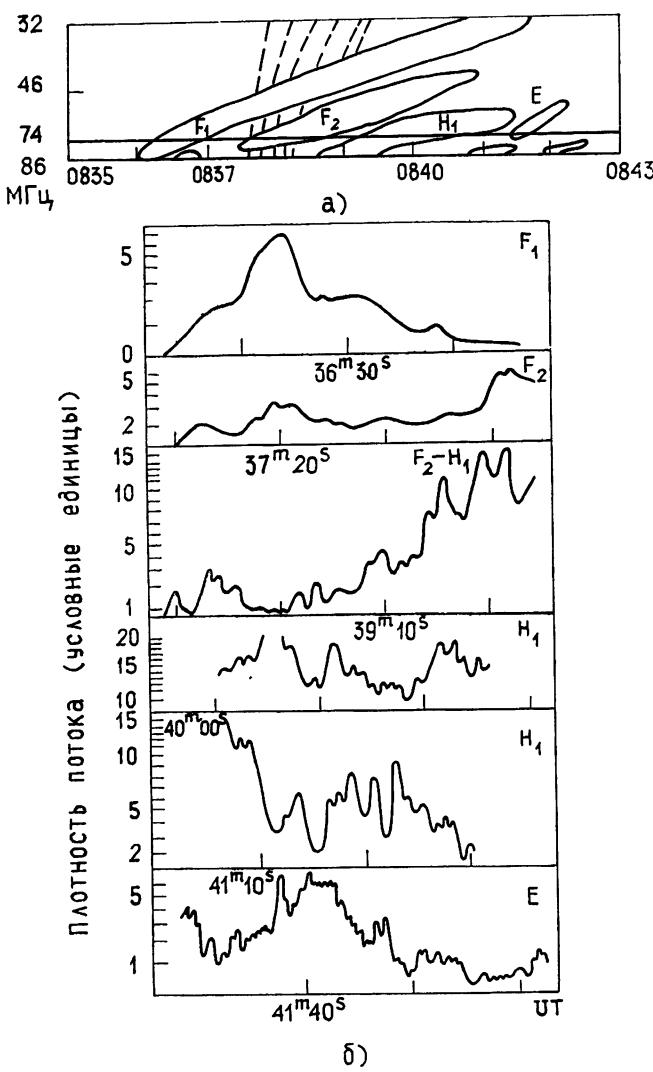


Рис. 15. Вариации интенсивности во всплесках II типа на 74 МГц [82].

Как показывает статистический анализ [81], ширина полосы отдельных элементов мало меняется с частотой: средняя величина  $\Delta f$  составляет 1,9 МГц в диапазоне 90—70 МГц и 2,3 МГц на частотах 70—

45 МГц. Гораздо более значительной является разница времененных характеристик ключков, наблюдаемых в двух указанных поддиапазонах: продолжительность ключков в низкочастотном поддиапазоне ( $\Delta t \sim 3,4$  с) в среднем существенно больше, чем в высокочастотном ( $\Delta t \sim 2,1$  с).

При наблюдениях на фиксированной частоте ключковатая структура всплесков II типа проявляется в виде многочисленных флюктуаций потока радиоизлучения. Согласно [82, 83] с течением времени, т. е. при переходе от первой гармоники ко второй, временной масштаб флюктуаций в данном всплеске в среднем уменьшается в 1,5—3 раза (рис. 15).

С ключковатой структурой, по-видимому, связаны также наблюдаемые на радиогелиографе в Културе мерцания источников всплесков II типа (см. [3]).

Наиболее вероятной причиной возникновения ключков во всплесках II типа является наличие различного рода неоднородностей электронной плотности, а также направления и напряженности магнитного поля в короне [80—82]. При распространении ударных волн, вызывающих всплески II типа, в среде с такими неоднородностями имеют место флюктуации параметров ударных волн, что приводит в конечном счете к вариациям интенсивности радиоизлучения. Как показывают оценки, изменения потока радиоизлучения в 1,5—2 раза могут быть обеспечены, например, флюктуациями напряженности магнитного поля в пределах 10—15% или концентрации на 15—20%.

При оценках пространственных размеров неоднородностей, кроме временного масштаба флюктуаций, необходимо иметь в виду характер изменения скорости распространения ударных волн, проявляющийся, в частности, в величине скорости частотного дрейфа радиоизлучения. Эта скорость во многих случаях возрастает при удалении ударных волн на расстояния  $(0,3 \div 1,5) R_{\odot}$  от фотосферы [82, 84, 85]. С учетом этого обстоятельства данные о ключковатой структуре и о всплесках II типа в целом свидетельствуют о том, что квазирадиальный размер неоднородностей составляет  $l_{\parallel} \sim (2 \div 7) \cdot 10^8$  см и увеличивается с расстоянием от поверхности Солнца [80—82].

Что касается поперечных (по отношению к направлению распространения ударных волн) размеров неоднородностей, то необходимо сделать следующее замечание. Тот факт, что флюктуации радиоизлучения во всплесках II типа отчетливо наблюдаются и что обычно на динамическом спектре одновременно видно небольшое число ключков, говорит о том, что в данный момент времени ударный фронт пересекает всего лишь несколько неоднородностей. С другой стороны, как показывают наблюдения на радиогелиографе (см. [3]), источники всплесков II типа весьма протяженные и часто их размер превышает  $10^{10}$  см. Отсюда, при указанных выше квазирадиальных размерах неоднородностей, можно заключить, что неоднородности в короне представляют собой весьма вытянутые вдоль поверхности Солнца образования.

Не исключено, что определенную роль в образовании ключков во всплесках II типа играют процессы трансформации ленгмюровских плазмонов, возбуждаемых ударными волнами, в электромагнитное излучение на частоте основного тона и второй гармоники [83].

### 3.2. Спайки на фоне всплесков II типа

Элементы, аналогичные ключкам, фиксируются во всплесках II типа и на более высоких частотах. По данным [86] в диапазоне 180—220 МГц они характеризуются длительностью 0,5—3 с и полосой 3—10 МГц. Кроме того, здесь на динамическом спектре наблюдаются и более мелко-масштабные элементы длительностью  $\Delta t \sim 0,1$  с и с мгновенной полосой

1—2 МГц, которые могут быть отнесены к спайкам (рис. 16). Они представляют собой нитевидные всплески, имеющие как отрицательный, так и положительный частотный дрейф. Эти элементы микроструктуры отличаются от известной «елочной» структуры, часто наблюдаемой во всплесках II типа, меньшей длительностью и сравнительно небольшим диапазоном занимаемых ими частот ( $\Delta f \sim 10$  МГц). Умеренный дрейф (примерно —30 МГц/с) многих из них плавно уменьшается почти до нуля, образуя J-образную форму всплесков.

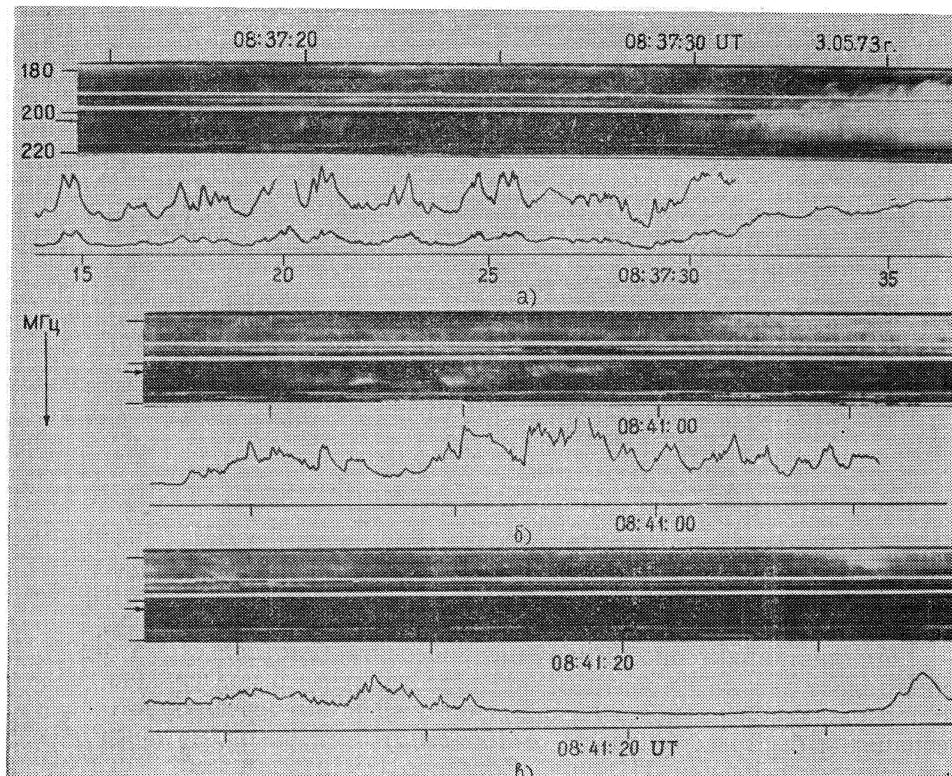


Рис. 16. Спектр и профили интенсивности на 204 МГц всплеска II типа с микроструктурой [86].

В отличие от сильнополяризованных спайков, наблюдаемых в шумовых бурях и всплесках IV типа, элементы микроструктуры всплесков II типа, как и сами медленно дрейфующие всплески, неполяризованы. Последовательность нитевидных всплесков образует своеобразные цепочки, длиющиеся несколько секунд. Примечательной является резкая высокочастотная граница обрезания таких цепочек. Например, на спектре, приведенном на рис. 16 б, она сначала медленно дрейфует к низким частотам, а затем занимает практически фиксированное положение вблизи 205 МГц. Аналогичное резкое обрезание со стороны высоких частот иногда имеет место также в цепочках всплесков I типа [6, 7, 67].

### 3.3. Быстродействующий всплеск в поглощении

Всплеск II типа с необычной тонкой структурой зарегистрирован при помощи спектрографа и радиогелиографа в Кулгуре [87]. На динамическом спектре (рис. 17) на фоне расщепленного всплеска II типа видна резкая темная полоса длительностью  $\Delta t \sim 2$  с, которая дрейфует от высоких частот к низким со скоростью около 10 МГц/с и представ-

ляет собой всплеск III типа или *U*-всплеск в поглощении. В момент поглощения не наблюдалось каких-либо изменений в структуре источников расщепленных компонент всплеска II типа. Поглощение сопровождалось лишь уменьшением яркостной температуры от  $T \sim 10^9$  до  $T \sim 1.8 \cdot 10^8$  К.

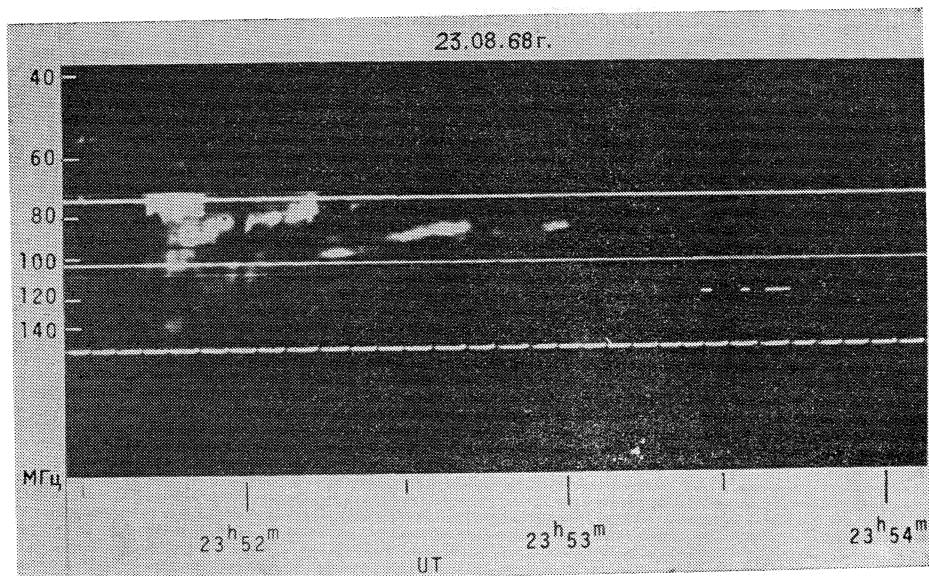


Рис. 17. Всплеск II типа с быстродрейфующим всплеском в поглощении [87].

Анализ характеристик и геометрических обстоятельств этого явления делает весьма вероятным предположение, что поглощение связано с прохождением радиоизлучения всплеска II типа через область распространения быстрых (скорость  $\sim 10^{10}$  см/с) электронов, которые обычно генерируют всплески III типа. Согласно [88] наблюдаемое поглощение не может быть обусловлено индуцированным рассеянием электромагнитных волн на плазменных волнах, возбуждаемых потоком электронов, так как в этом случае падающие электромагнитные волны должны иметь слишком высокую яркостную температуру. Альтернативный механизм образования наблюдаемого поглощения [89] предполагает, что поток возбуждает ионно-звуковую турбулентность, которая эффективно рассеивает электромагнитное излучение.

#### 4. ВСПЛЕСКИ IV ТИПА

Из всех типов радиовсплесков всплески IV типа характеризуются, пожалуй, наиболее сложной и разнообразной тонкой структурой, в частности, на частотах выше 100 МГц. Сейчас еще неясно, насколько типична такая структура для всплесков IV типа вообще. Можно лишь отметить, что большинство наблюдавшихся до сих пор явлений с развитой тонкой структурой было связано с мощными вспышками и представляло собой интенсивные многокомпонентные всплески IV типа.

Многообразие видов тонкой структуры, которая фиксируется на фоне континуума IV типа, делает затруднительной ее классификацию. Тем не менее можно указать основные элементы тонкой структуры, а также наиболее характерные сочетания этих элементов.

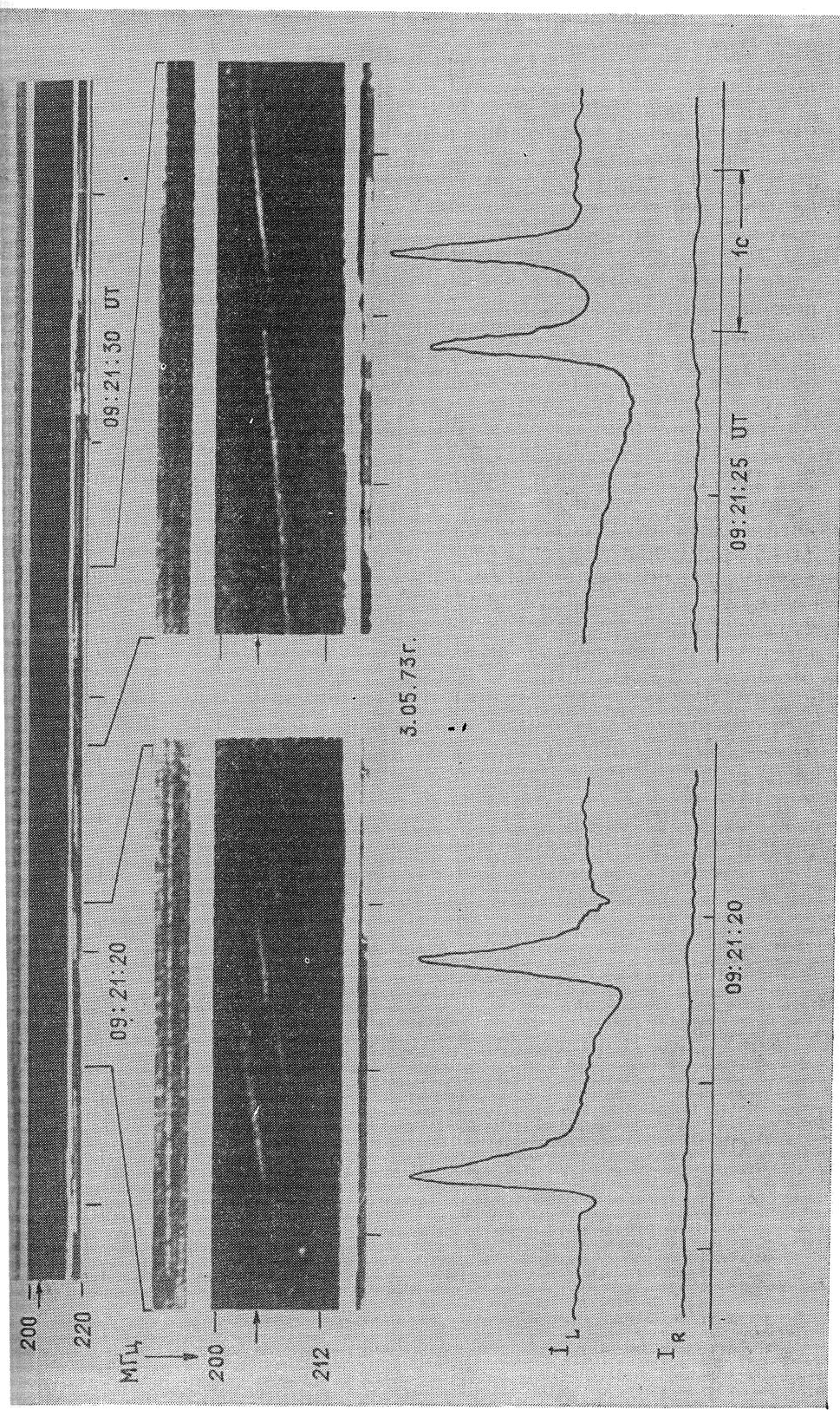


Рис. 18. Спектры и временные профили волокон [86].

#### 4.1. Отдельные элементы

а) *Волокна* («fiber»-всплески) выглядят на динамическом спектре как узкополосное дрейфующее уярчение континуума, сопровождающееся с низкочастотной стороны аналогичной полосой в поглощении [86, 90–94] (рис. 18). Параметры полос в излучении и поглощении примерно одинаковы: мгновенная полоса 0,3–2 МГц, длительность на фиксированной частоте около 0,2 с.

Анализ записей на поляриметре на 204 МГц показывает, что интенсивность в яркой полосе возрастает примерно в два раза, а в полосе поглощения понижается лишь на 30% по сравнению с интенсивностью континуума [86]. Кроме того, волокна, как и фоновый континуум, обычно сильно поляризованы (иногда до 100%), причем знак поляризаций обеих составляющих соответствует, по-видимому, волнам обыкновенно-го типа (см. рис. 18).

Волокна обладают частотным дрейфом, величина которого (2–10 МГц/с) является промежуточной между скоростью дрейфа всплесков II и III типов. Отсюда еще одно название волокон — всплески с промежуточным частотным дрейфом. В большинстве случаев характер частотного дрейфа отдельных волокон не меняется в течение времени жизни (1–5 с) и направлен от высоких частот к низким. Встречаются также волокна и с положительным частотным дрейфом.

б) *Головастики*. Эти редко наблюдаемые элементы тонкой структуры представляют собой кратковременные (0,2–0,3 с), широкополосные ( $\Delta f$  порядка нескольких десятков мегагерц) образования, ориентированные на динамическом спектре приблизительно параллельно оси частот [93] (рис. 19). Название этих элементов отражает их своеобразную структуру. Головастики состоят из яркого, почти точечного ( $\Delta f \sim 1 \div 2$  МГц) «глаза», локализованного вблизи высокочастотной границы во второй (по времени) половине головастика, «тела» в поглощении ( $\Delta f \sim 10 \div 50$  МГц) и менее интенсивного низкочастотного «хвоста» в излучении ( $\Delta f \sim 25$  МГц). Наблюдаются разновидности головастиков, лишенные «тела» или «хвоста».

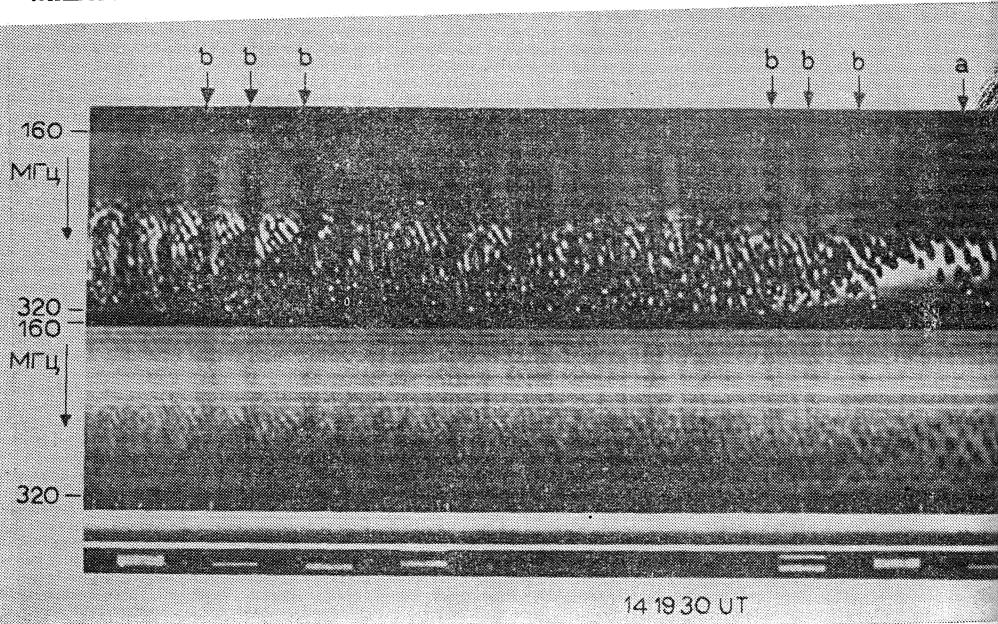
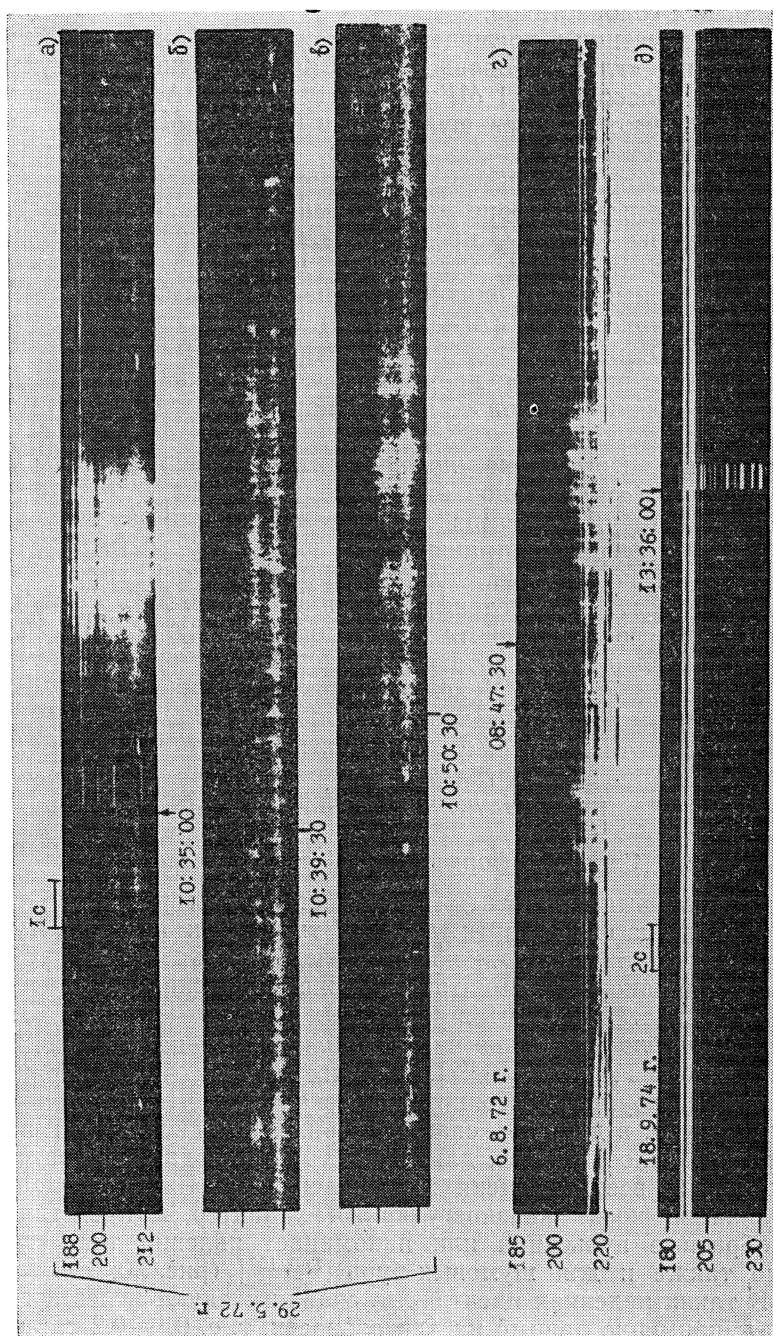


Рис. 19. Зебра-структура, головастики и клинообразные поглощения во всплеске IV типа [1]



Кроме описанных выше широкополосных головастиков, в некоторых явлениях присутствуют также миниатюрные головастики [95]. Полоса и длительность у таких головастиков примерно в 3 раза меньше, чем у широкополосных головастиков.

в) *Точки* в излучении и поглощении. По своим параметрам эти элементы аналогичны «глазу» головастиков: яркие точки в излучении характеризуются полосой  $\Delta f \sim 1 \text{ МГц}$  и длительностью  $\Delta t \sim 0,1 \text{ с}$ , а точки в поглощении имеют еще меньшую полосу ( $\Delta f \sim 0,3 \text{ МГц}$ ) и длительность ( $\Delta t \sim 0,03 \text{ с}$ ) [95, 96].

г) *Спайки*. По наблюдениям на фиксированных частотах [66, 97–99], спайки, регистрируемые на фоне континуума IV типа, не отличаются от спайков в шумовой буре и представляют собой кратковременные ( $\sim 0,1 \text{ с}$ ), сильно поляризованные всплески. Данные спектральных наблюдений [68, 100] показывают, однако, что спайки во всплесках IV типа обычно более широкополосные ( $\Delta f \sim 20 \text{ МГц}$ ), чем аналогичные явления в шумовых бурях. Они характеризуются быстрым ( $\sim 100 \text{ МГц/с}$ ), чаще всего отрицательным частотным дрейфом. Многие спайки практически одновременно появляются в полосе частот порядка десятков мегагерц (рис. 20).

д) *Поглощения*. Кроме уже упоминавшихся элементов, наблюдаемых в поглощении («тело» головастиков, темные точки), на динамических спектрах континуума IV типа видны также другие разновидности поглощений. Наиболее распространенные из них — это своего рода аналоги спайков, т. е. поглощения, длящиеся  $0,1—0,2 \text{ с}$  и занимающие полосу частот от десятков до сотен мегагерц [93] (рис. 21). У наиболее широкополосных поглощений время жизни достигает  $0,4 \text{ с}$ . Существуют клинообразные поглощения, у которых длительность монотонно возрастает при понижении частоты (рис. 19). При этом передняя граница клина характеризуется быстрым положительным, а задняя — быстрым отрицательным частотным дрейфом. Ослабление континуума в момент поглощений может превышать 3 дБ. Многие виды поглощений сопровождаются слабой каймой в излучении на низких частотах.

#### 4.2. Сложные формы тонкой структуры

Перечисленные выше элементы тонкой структуры редко наблюдаются изолированно на фоне континуума IV типа. Как правило, имеют место их различные сочетания, включая последовательность по времени или по частоте одинаковых элементов, а также наложения, иногда очень сложные, совокупностей элементов различных типов.

а) *Группы спайков* довольно часто наблюдаются на динамических спектрах всплесков IV типа [68, 100]. В одних случаях — это спорадически появляющиеся группы, состоящие из нескольких спайков и длящиеся несколько секунд, в других — спайки с примерно одинаковыми параметрами (дрейф, полоса частот, длительность) наблюдаются практически на протяжении всего времени жизни всплеска. Часто последовательность спайков носит квазирегулярный характер и представляет собой своеобразные пульсации или напоминает явления типа «rain», характерные также и для шумовых бурь [5, 6, 102] (рис. 20; см. также рис. 11 а). В таких явлениях идентичные спайки следуют через временной интервал, примерно равный их длительности, т. е.  $0,1—0,2 \text{ с}$ , в течение десятков секунд или нескольких минут [99].

б) *Последовательности поглощений*, регистрируемые во время сложных всплесков IV типа, можно разделить на две группы [93, 99]. Во-первых, это спорадические серии из 5—20 более или менее случайно распределенных по времени поглощений переменной длительности (рис. 21). Во-вторых, квазипериодические последовательности почти

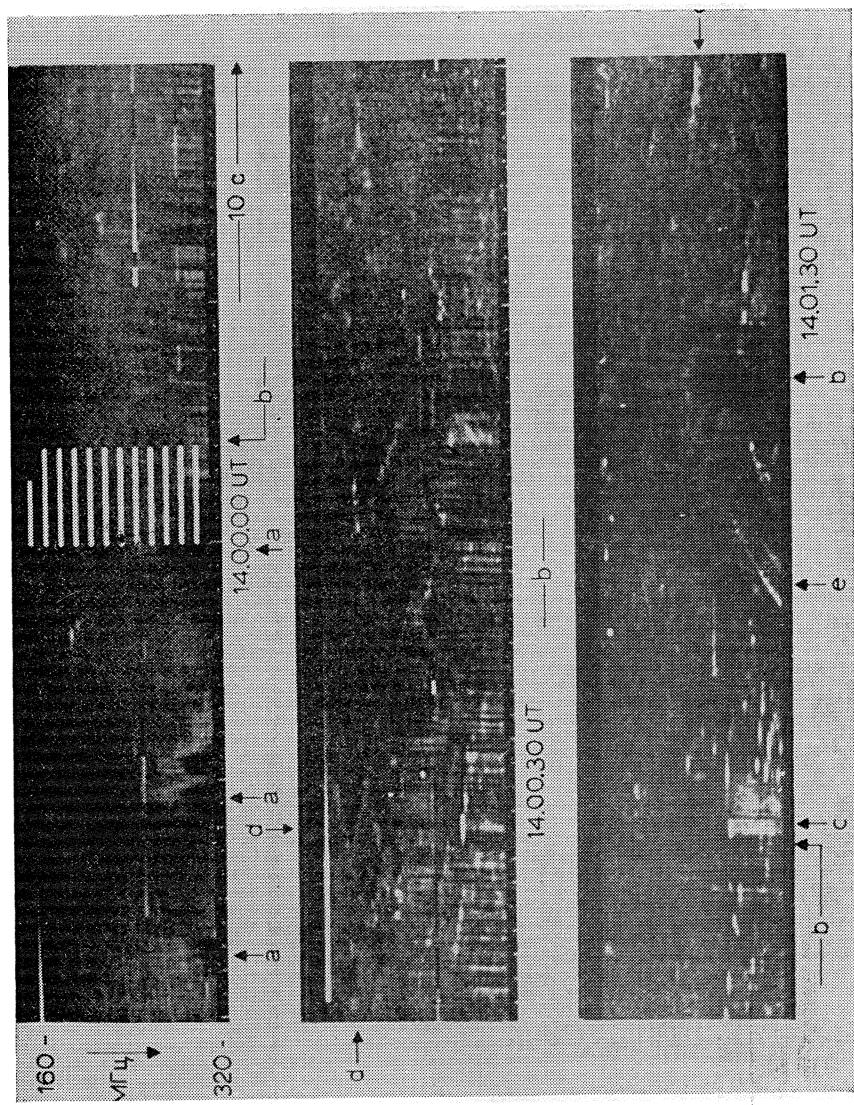


Рис. 21. Спектр всплеска IV типа с поглощениями [93].

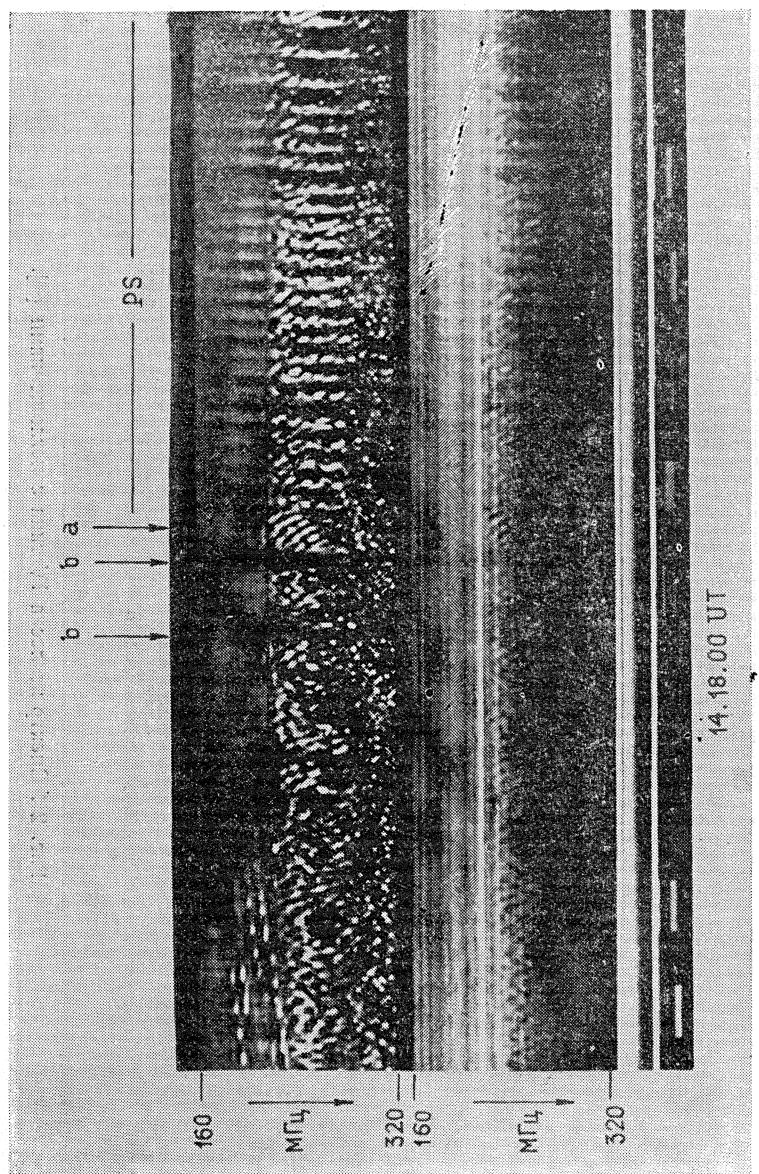


Рис. 22. Зебра-структуря, состоящая из головастиков, а также клинообразные поглощения и пульсации [33].

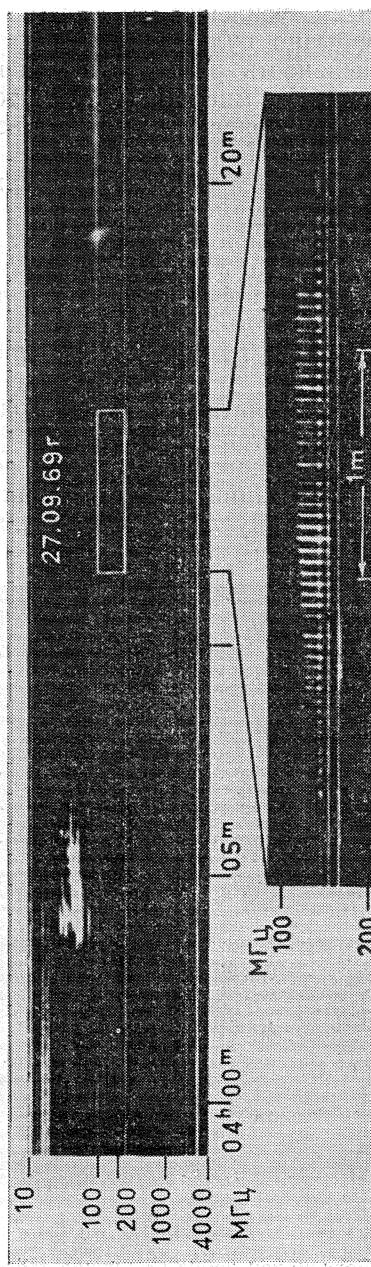


Рис. 23. Пульсации, следующие за всплеском II типа [109].

идентичных поглощений, повторяющихся с характерным временем 0,1—0,3 с на протяжении нескольких десятков секунд (рис. 19). Эти образования наблюдаются обычно на фоне других разновидностей тонкой структуры (см. ниже).

в) *Пульсации* представляют собой квазирегулярную последовательность широкополосных усилий и ослаблений континуума [96, 98, 99, 102, 103] (рис. 22). Обычно пульсации без заметного частотного дрейфа модулируют интенсивность радиоизлучения в полосе частот от десятков до сотен мегагерц. Их минимальная частота в большинстве случаев превышает 100  $MHz$ . В ряде явлений пульсации охватывают и частоты дециметрового диапазона [90, 104–107].

Амплитуда вариаций потока радиоизлучения может превышать  $\pm 50\%$  от среднего уровня континуума. Характерное время пульсаций 1—5 с. В отдельных явлениях период следования пульсаций удивительно постоянен, а временем профиль вариаций практически симметричен [99, 108]. Полная продолжительность фазы пульсаций достигает 1—3 минут. Иногда пульсации на  $f > 100 \div 150$  МГц наблюдаются в момент, когда на более низких частотах имеет место всплеск II типа [109] (рис. 23).

Наблюдаются явления, в которых пульсации модулируют континуум с другими разновидностями тонкой структуры [93–95] (см. ниже). Измерения структуры пульсирующих источников всплесков IV типа показывают, что генерация пульсаций осуществляется в сравнительно небольшой части источника континуального излучения [110–112].

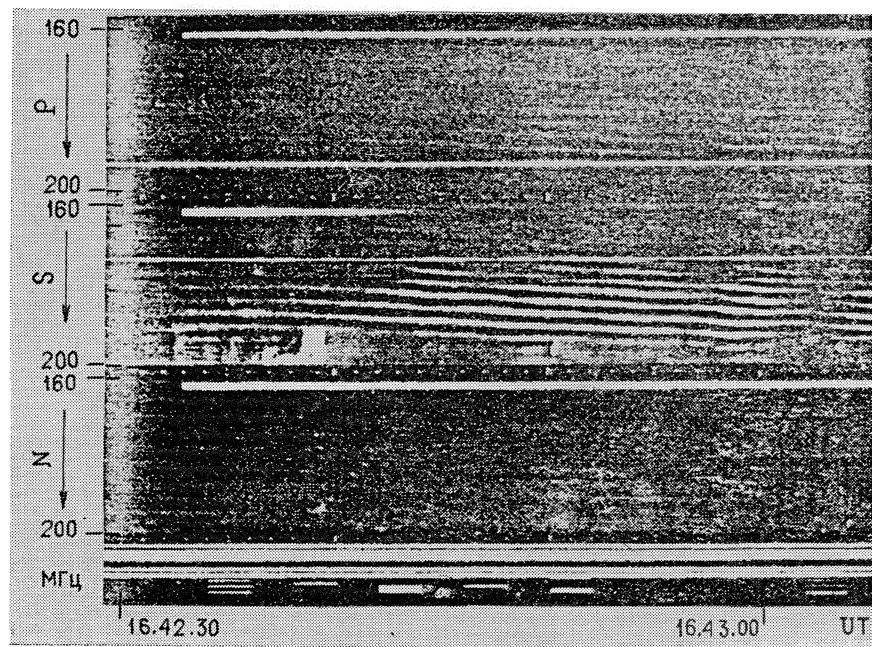


Рис. 24. Регулярная зебра-структура [94].

г) *Зебра-структура* — это система чередующихся по частоте многочисленных полос в излучении и поглощении длительностью от нескольких секунд до десятков секунд [4, 6, 7, 93–95, 113–116]. Простейшей формой такой структуры является *регулярная зебра-структура* (рис. 24). Она выглядит на динамическом спектре как совокупность волокон и харак-

теризуется почти постоянным (как отрицательным, так и положительным) или плавно меняющимся частотным дрейфом всей совокупности полос. Регулярная зебра-структура охватывает диапазон частот порядка десятков мегагерц и насчитывает иногда более 10 идентичных полос. Характерный интервал между соседними полосами в среднем растет с частотой от 3 МГц в диапазоне 160—200 МГц до 20 МГц на частотах 800—900 МГц. Этот интервал не остается постоянным и в каждом отдельном явлении [92].

Наиболее характерной для всплесков IV типа является, по-видимому, *нерегулярная* или *нестационарная* зебра-структура [4, 7, 86, 95]. Эта разновидность зебра-структуры представляет собой набор полос с различным по величине и направлению частотным дрейфом (рис. 25). Ширина полос в такой структуре не остается постоянной как по частоте, так и по времени, иногда не подчиняясь какой-либо определенной закономерности. Нестационарность зебра-структуры может проявляться также в резких неоднократных изменениях величины и направления частотного дрейфа полос. Чаще всего эти скачкообразные изменения происходят практически одновременно в большинстве полос, составляющих данную зебра-структуру. В этих случаях полосы зебра-структуры имеют форму пилы. Возможны также более медленные колебательные изменения дрейфа полос.

Еще одну разновидность зебра-структуры образуют явления, в которых каждая полоса состоит из различного рода элементов микроструктуры, таких, например, как точки в излучении и поглощении, головастики и т. д. [4, 93—95] (рис. 19, 20). В таких явлениях элементы микроструктуры, в частности головастики, как бы выстраиваются вдоль полос, составляющих зебра-структуру. Иногда такая структура вырождается в простую последовательность головастиков с постепенно меняющимся наклоном. Известно явление, в котором имело место наложение двух зебра-структур, состоящих из головастиков, причем одна зебра-структура имела положительный, другая — отрицательный частотный дрейф [93]. Такая зебра-структура может прерываться наложением многочисленных широкополосных поглощений, а также переходить в пульсирующий режим (см. рис. 22).

Наконец, нестационарная зебра-структура может проявляться как доминирующая форма микроструктуры пульсаций длительностью 1—5 с [95] (рис. 26). При этом зебра-структура, представляющая собой набор полос с резко меняющимися по частоте и по времени параметрами, наблюдается совместно с другими элементами микроструктуры: отдельными полосами, точками, миниатюрными головастиками, поглощениями хаотической формы, спайками и т. д.

Общим свойством зебра-структуры, независимо от особенностей ее динамического спектра, как, впрочем, и других форм тонкой структуры всплесков IV типа, является высокая поляризация радиоизлучения [4, 86, 95, 99, 115, 117] (рис. 25). Сравнение с поляризацией континуума, а также сопоставление с преобладающей полярностью магнитного поля в соответствующих группах пятен показывают, что знак поляризации, так же как и континуума, на фоне которого она обычно наблюдается, соответствует волнам обычного типа [86, 95]. Это еще одно свойство, подчеркивающее физическую связь между полосами зебра-структуры и волокнами.

Частотные профили зебра-структуры, полученные путем микрофотометрирования динамических спектров [95] (рис. 27), позволяют заключить, что в линиях излучения континуум усиливается до 2—5 раз, а в линиях поглощения уровень излучения составляет 0,5—0,7 от интенсивности окружающего континуума.

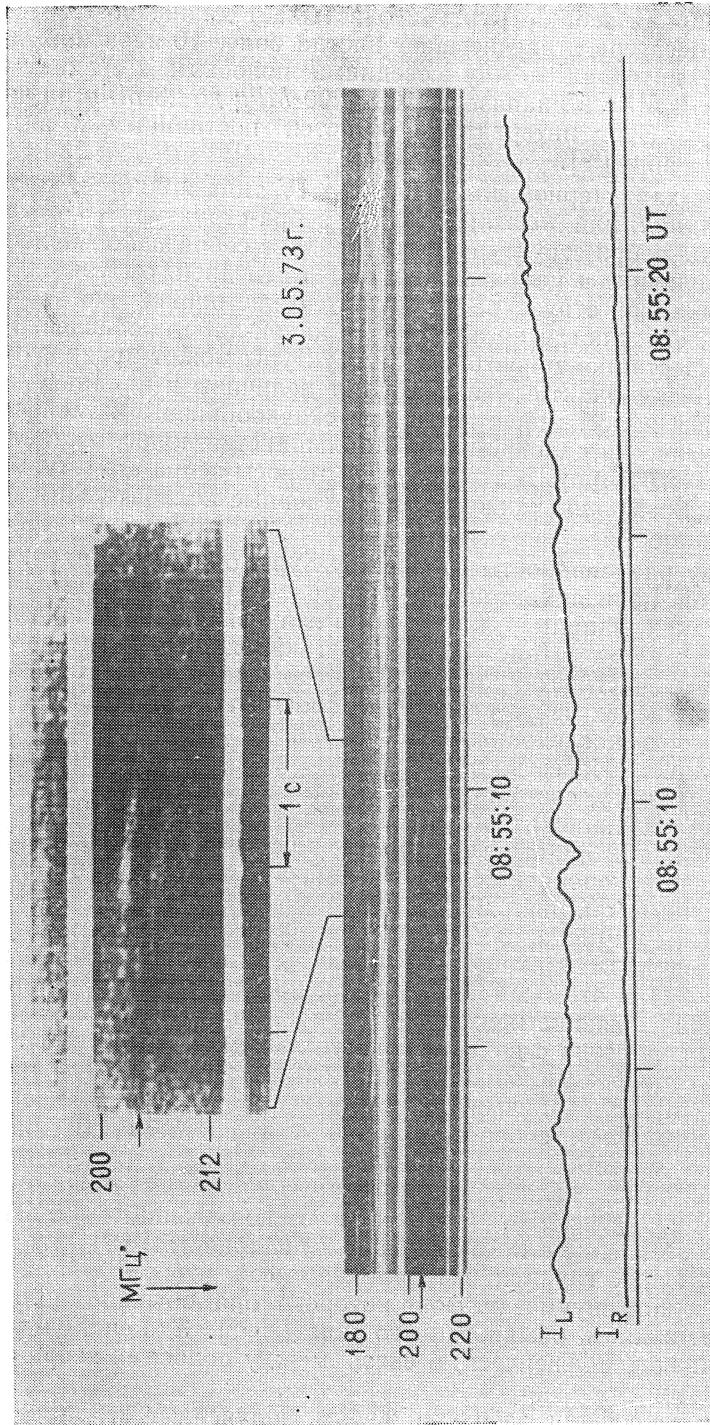


Рис.25. Нестационарная зебра-структура [87].

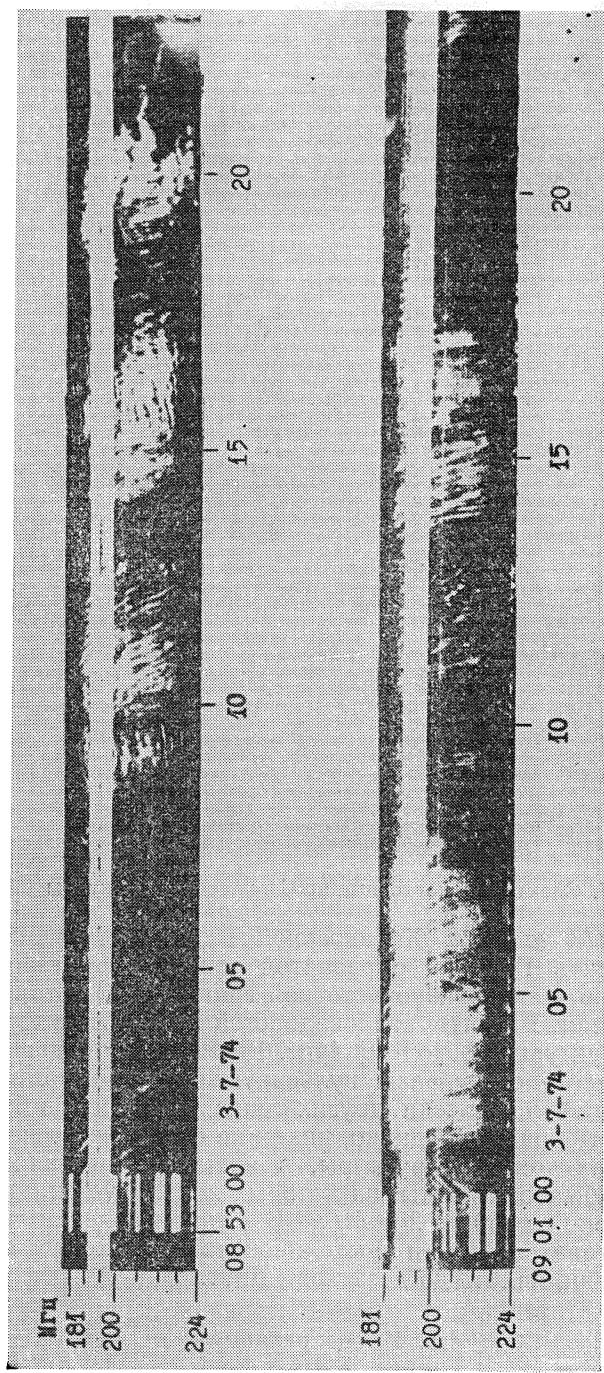


Рис. 26. Нестационарная зебра структура в виде микроструктуры пульсаций [95].

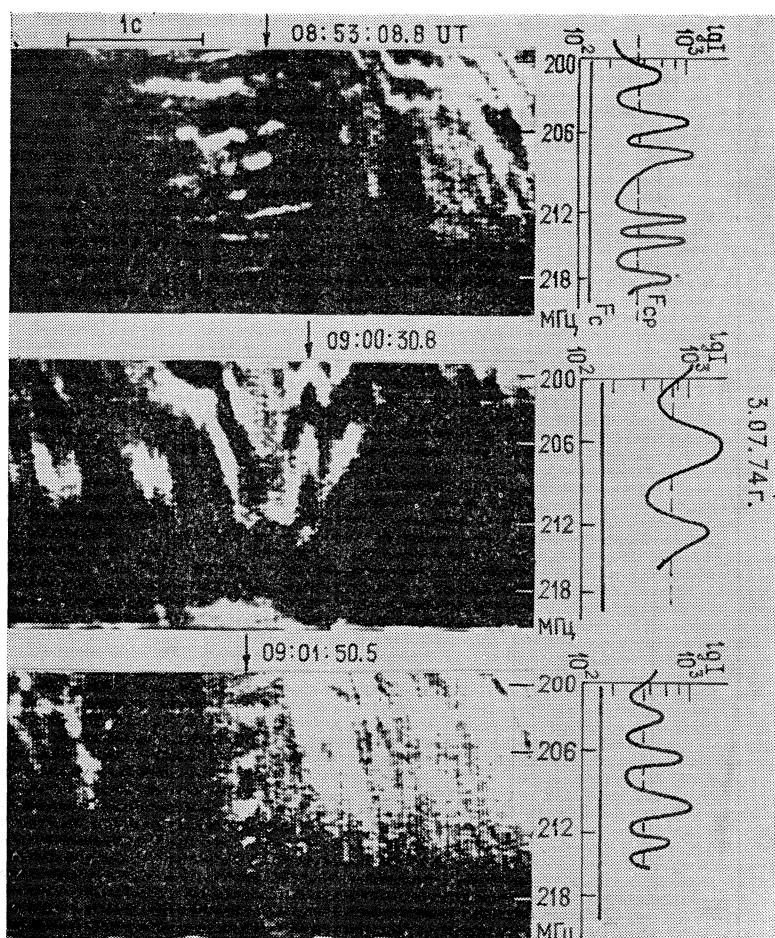


Рис. 27. Спектры и частотные профили зебра-структур [95].

д) *Границные частоты.* Характерной особенностью динамических спектров всплесков IV типа с развитой тонкой структурой является наличие довольно четкой низкочастотной границы, на которой происходит резкое обрезание многих разновидностей тонкой структуры, в частности зебра-структуры [86, 93, 94, 96] (рис. 19, 22). На этой границе, кроме того, имеет место сдвиг фазы пульсирующих структур или переход тонкой структуры во всплески других типов, например, в бурю всплесков III типа. Эта граница, однако, никак не сказывается на некоторых других элементах тонкой структуры, в частности, на клинообразных поглощениях. Обычно частоты, на которых локализуется эта граница, лежат в диапазоне от 150 до 250 МГц. В данном явлении частота границы может оставаться почти постоянной на протяжении длительного интервала времени, вплоть до десятков минут.

#### 4.3. Интерпретация

Объяснение столь сложной и многообразной тонкой структуры, какой характеризуются всплески IV типа в метровом диапазоне, является весьма трудной задачей. Если учесть к тому же, что активные экспериментальные и теоретические исследования этой структуры начались сравнительно недавно, то неудивительно, что в настоящее время

нет единой точки зрения на природу наблюдаемых форм тонкой структуры. При интерпретации некоторых из них различные авторы исходят иногда из разных механизмов генерации самого континуума IV типа.

Некоторые модели пульсаций, например, основаны на *синхротронном* механизме генерации всплесков IV типа (см. [1–3]). Так, в [103] (см. также [118]) предложен механизм, в котором фоновый континуум связывается с синхротронным излучением электронов, локализованных в длинной магнитной силовой трубке, а *пульсации* рассматриваются как следствие колебаний напряженности магнитного поля, возникающих благодаря стоячим МГД-волнам внутри трубки. Подобные вариации поля, происходящие с частотой собственных колебаний магнитной трубы, как считают авторы работы [109], могут возбуждаться при воздействии ударной волны на трубку, имеющую форму магнитной петли. Эта модель объясняет наблюдаемую связь многих всплесков IV типа, имеющих тонкую структуру, с протонными вспышками (см. [95, 101]) и всплесками II типа на более низких частотах.

Модификацией этой модели является гипотеза, предложенная в [99], согласно которой пульсации обусловлены вариациями параметров среды (плотности, магнитного поля), связанными с быстрыми магнитозвуковыми волнами, которые возбуждаются за фронтом ударной волны.

Решение задачи о колебаниях магнитной трубы, проведенное в [119] с учетом плазмы вне трубы, показывает, однако, что, когда концентрация плазмы внутри и вне трубы различается незначительно, привлекаемые в [103] для интерпретации пульсаций быстрые магнитозвуковые волны сильно затухают из-за потери энергии на излучение (движение внешней плазмы). Этот эффект создает серьезные трудности при объяснении наблюдаемого периода пульсаций колебаниями трубы. В [119] показано также, что для глубокой модуляции синхротронного излучения необходимы значительные изменения величины магнитного поля.

Многие экспериментальные и теоретические результаты, полученные в последние годы, свидетельствуют о важной роли высокочастотных *плазменных* неустойчивостей в генерации всплесков IV типа. Широко обсуждаются, в частности, механизмы генерации, основанные на излучении плазменных волн при черенковской или конусной неустойчивостях ансамбля энергичных электронов, захваченных в магнитную ловушку [120–122]. В рамках плазменных механизмов удается не только объяснить основные характеристики радиоизлучения IV типа, но и существенно продвинуться в интерпретации тонкой структуры.

Что касается интерпретации *пульсаций*, то при плазменном механизме генерации континуума периодическая модуляция радиоизлучения может быть следствием пульсирующих режимов пучковой и конусной неустойчивостей [123]. Пульсирующий режим пучковой неустойчивости возможен при инъекции в ловушку потоков протонов. В условиях, типичных для солнечной короны, возбуждаемые потоком плазменные зоны испытывают индуцированное рассеяние на ионах «холодной» плазмы и быстро перекачиваются в нерезонансную область спектра, что стабилизирует неустойчивость. Однако в результате поглощения из-за столкновений или конверсии в поперечные волны колебания в нерезонансной области затухают и стабилизация исчезает. Пучок вновь возбуждает порцию плазменных волн, они вновь перекачиваются в нерезонансную область, затухают и т. д. Такой процесс повторяется до тех пор, пока на функции распределения пучка не возникает «плато» и генерация волн не прекращается. Период пульсаций при глубокой модуляции определяется параметрами основной плазмы и поэтому может быть

достаточно стабильным. Подобная схема предлагалась ранее для объяснения явлений типа «gain» [124].

В случае конусной неустойчивости, которая реализуется в системе «холодная плазма + горячие электроны» за счет достаточно быстрого формирования в ловушке функции распределения с конусом потерь, пульсирующий режим возникает в результате диссипации энергии плазменных волн на самих горячих электронах [123]. Постоянство инкремента неустойчивости обеспечивается балансом процессов ухода частиц из конуса потерь и заполнением конуса потерю частицами под действием волн. При этом период пульсаций зависит от концентрации энергичных частиц и может при отсутствии источника значительно меняться вследствие высыпания частиц из магнитной ловушки.

Механизм генерации всплесков IV типа за счет конусной неустойчивости позволяет объяснить также появление *поглощений* на фоне континуума. Согласно [125] (см. также [32]) всплески в поглощении связаны с инжекцией в основание ловушки дополнительных потоков ускоренных электронов, которые заполняют конус потерь. Если концентрация частиц в таких потоках  $N_2$  сравнима с концентрацией электронов  $N_1$ , с которыми связана конусная неустойчивость, результирующая функция распределения быстрых электронов становится стабильной и плазменные волны поглощаются. Инжекция таких потоков в ловушку может приводить также к срыву неустойчивости относительно мод Бернштейна и появлению поглощений на фоне зебра-структур (см. ниже). При распространении потоков в более высокие слои короны в результате изменения соотношения между концентрациями  $N_2$  и  $N_1$  на разных высотах могут реализоваться условия, при которых поглощение на низких частотах наступает раньше и продолжается дольше, чем на высоких частотах. Такая ситуация соответствует клинообразным поглощениям Бахрома на низкочастотной границе поглощений объясняется черенковской неустойчивостью, которая развивается на переднем фронте инжектированных в ловушку потоков электронов, когда они достигают достаточно высоких уровней в короне.

Наличие конуса потерь у ансамбля энергичных электронов, захваченных в магнитной ловушке, приводит также к интенсивной генерации вистлеров. Предложенный в [126, 127] механизм связывает появление *волокон* в радиовсплесках IV типа с эффективным взаимодействием между вистлерами и ленгмюровскими волнами. В условиях короны вистлеры возбуждаются на частотах  $\omega_w \sim (0,1 \div 0,5) \omega_{He}$  ( $\omega_{He}$  — гирочастота электронов) и распространяются почти вдоль силовых линий магнитного поля со скоростью  $(21,5 \div 28) V_A$ , которая определяет частотный дрейф волокон ( $V_A$  — альвеновская скорость). Яркое волокно соответствует электромагнитному излучению, возникающему на частотах  $\omega \sim \omega_{pe} + \omega_w$  в результате слияния ленгмюровских плазмонов (частота  $\omega_{pe}$ ) с вистлерами. При этом за счет уменьшения энергии ленгмюровских волн вблизи  $\omega_{pe}$  появляется низкочастотная полоса в поглощении. Такая модель позволяет объяснить также преимущественный отрицательный частотный дрейф волокон, понижение скорости дрейфа и сужение мгновенной полосы при уменьшении частоты, генерацию групп волокон и высокую поляризацию волокон, соответствующую волнам обычного типа. Оценки напряженности магнитного поля в источнике излучения по частотному интервалу между полосами излучения и поглощения в волокнах, а также по скорости дрейфа волокон, дают примерно одинаковые значения  $H \sim 1 \div 11 \text{ Э}$  на уровне генерации излучения на частоте  $320 \text{ МГц}$ .

В последнее время предпринимаются попытки интерпретировать *сложные формы тонкой структуры* всплесков IV типа, включающие

головастики, зебра-структуру, пульсации и т. д. Одна из таких интерпретаций [128–130] основана на гипотезе, предложенной в [131] (см. также [132]), согласно которой зебра-структура есть результат взаимодействия плазменных волн на верхней гибридной частоте  $\omega_{\text{зН}} = (\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2)^{1/2}$  и электронных циклотронных гармоник (мод Бернштейна).

В [128] проанализированы условия циклотронной неустойчивости и частотная зависимость инкремента для мод Бернштейна и плазменных волн в гибридной полосе (см. также [132]). Согласно [129] источником континуума со структурой в виде головастиков может быть изолированная ловушка в короне, характеризующаяся линейными размерами  $L \leq 5 \cdot 10^7 \text{ см}$  и магнитным полем  $H \sim 15 \text{ Э}$ , в которую инжектированы ускоренные электроны (скорость порядка  $10^9 \text{ см/с}$ , концентрация  $7 \cdot 10^3 - 7 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ) с неравновесным распределением по моментам. Частотный спектр отдельного головастика подобен частотной зависимости инкремента неустойчивости для мод Бернштейна: «тело» в поглощении и «хвост» в излучении соответствуют кинематическому эффекту Доппеляра, а яркий «глаз» — релятивистскому инкременту. Наблюданное радиоизлучение возникает в результате нелинейной конверсии (слияния) мод Бернштейна в электромагнитные волны. Появление каждого головастика обусловлено импульсной инъекцией частиц в ловушку. Длительность «глаза» определяется временем квазилинейной релаксации функции распределения энергичных электронов, а время жизни всего головастика — скоростью диффузии этих частиц из ловушки. Предложенная в [129] модель позволяет объяснить также различные разновидности головастиков: яркие точки, аналогичные «глазу», головастики без «глаза» или без «хвоста».

Изолированная ловушка может явиться также источником зебра-структуры [130]. В такой модели «точечного» ( $L < 2 \cdot 10^7 \text{ см}$ ) источника квазигармонический характер зебра-структуры объясняется слиянием мод Бернштейна, возбуждаемых на различных гармониках гирочастоты, или слиянием этих мод с плазменными волнами в гибридной полосе. В этом случае расстояние между полосами зебра-структуры соответствует гирочастоте электронов, т. е. напряженности магнитного поля в источнике порядка 5 Э. Предполагается, что частотный дрейф полос обусловлен изменением напряженности магнитного поля со временем. Пульсирующий режим зебра-структуры может быть следствием усиленной генерации продольных волн в течение временного интервала, когда в источнике за счет изменения напряженности поля реализуется условие двойного плазменного резонанса. Существенное увеличение эффективности генерации плазменных волн в гибридной полосе в условиях двойного плазменного резонанса является причиной появления светлых полос зебра-структуры в модели распределенного источника, простирающегося вдоль магнитной силовой трубы [130] (см. также [134]). Здесь электромагнитное излучение возникает в результате слияния двух плазменных волн, возбуждаемых в гибридной полосе. В рамках модели распределенного источника удается объяснить неэквидистантность полос зебра-структуры. Согласно оценкам [130] концентрация неравновесных электронов, при которой возможно появление зебра-структуры,  $N > 200 \text{ см}^{-3}$ . Эта граничная величина примерно на три порядка меньше соответствующего значения, при котором в «точечном» источнике реализуются условия для возникновения головастиков. Этим объясняется тот факт, что в большинстве случаев в зебра-структуре головастики не наблюдаются.

В обоих вариантах генерации зебра-структуры (модель «точечного» источника и модель распределенного источника) наблюдаемую поляризацию радиоизлучения можно объяснить особенностями нелинейной

конверсии в электромагнитное излучение продольных волн, возбуждаемых за счет циклотронной неустойчивости. В первом варианте характер поляризации определяется ориентацией магнитного поля в источнике. Во втором наличие поляризации зависит от уровня возбуждения в источнике плазменных волн [135, 140].

В [136] обращено внимание на другую возможность образования сложной зебра-структурь. Она связана с уже упоминавшимся при обсуждении природы волокон [126, 127] механизмом нелинейного взаимодействия ленгмюровских плазмонов с вистлерами в источнике типа магнитной ловушки. Предполагается, что нестационарная зебра-структура, наблюдаемая совместно с другими спорадически появляющимися элементами микроструктуры, отражает сложный динамический спектр вистлеров. Последний формируется в результате взаимодействия вистлеров с частицами и между собой. Длительность излучения полос зебра-структуры определяется как временем жизни волнового пакета вистлеров в целом (несколько секунд), так и временем существования промодулированных по амплитуде отдельных частей пакета ( $\sim 0,1$  с). Тем самым становится возможным объяснить и пару полос в излучении и поглощении, и несколько пар прерывающихся по времени полос с общей длительностью, соответствующей периоду наблюдаемых пульсаций. Скорость частотного дрейфа полос, меняющаяся как по величине, так и по знаку, определяется перемещением волновых пакетов вистлеров с групповой скоростью в различных направлениях. С учетом радиальной протяженности области генерации плазменных волн на данной частоте в короне ( $L \sim (1 \div 2) \cdot 10^8$  см для  $f \sim 200$  МГц) и конечных размеров волновых пакетов вистлеров можно получить частотные профили, близкие к наблюдаемым профилям зебра-структуры, миниатюрных головастиков, а также обособленных полос в излучении и поглощении. Частотное разделение между соседними максимумами в излучении и поглощении в такой модели равно частоте вистлеров и соответствует напряженности поля  $H \sim 3$  Э. При таком поле из источника может выйти только обыкновенная волна, что объясняет сильную поляризацию нестационарной зебра-структуры.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное рассмотрение позволяет констатировать, что разнообразная тонкая структура является важным, часто определяющим свойством многих радиовсплесков. Однако, насколько можно судить по имеющимся в настоящее время данным, такая структура наблюдается далеко не в каждом явлении. Поэтому одна из основных задач дальнейших исследований состоит в том, чтобы выяснить те специфические условия над активными областями, которые приводят к возникновению тех или иных видов тонкой структуры.

Решение этой задачи требует, в частности, сочетания наблюдений с высоким временным и частотным разрешением с наблюдениями на инструментах, которые обладают высоким угловым разрешением и способны локализовать источники тонкой структуры в пределах области генерации всплесков.

Информация о специфических условиях возникновения тонкой структуры поможет более определенно судить о возможных механизмах генерации как самой тонкой структуры, так и связанных с ними радиовсплесков. Такая информация необходима также для того, чтобы увязать представления о тонкой структуре радиовсплесков с общей картиной развития солнечной активности и, в частности, с явлениями, сопровождающими вспышку в целом.

Авторы благодарны В. В. Железнякову за замечания и обсуждение данного обзора.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Жлезняков, Радиоизлучение Солнца и планет, изд. Наука, М., 1964.
2. M. R. Kundu, *Solar Radio Astronomy*, New York, 1965.
3. J. P. Wild and S. F. Smerd, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **10**, 159 (1972) (русский перевод см. УФН, **113**, № 3, 503 (1974)).
4. O. Elgaroy, *Astrophys. Norv.*, **7**, 123 (1961).
5. T. De Groot and J. Van Nieuwkoop, *Solar Phys.*, **4**, 332 (1968).
6. А. К. Маркеев, Г. П. Чернов, *Астрон. ж.*, **47**, № 5, 1044 (1970).
7. G. L. Tarnstrom and K. W. Philip, *Solar Radio Spike Bursts*, Rep. Univ. of Alaska, 1971.
8. B. L. Gotwols and J. Phipps, *Solar Phys.*, **26**, 386 (1972).
9. G. R. A. Ellis, *Austr. J. Phys.*, **26**, 253 (1973).
10. L. L. Baselyan, N. Yu. Goncharov, V. V. Zaitsev, V. A. Zinichev, V. O. Rapoport and Ya. G. Tsybko, *Solar Phys.*, **39**, № 1, 213 (1974); **39**, № 1, 223 (1974).
11. S. R. Mosier and J. Fainberg, *Solar Phys.*, **40**, 501 (1975).
12. A. Lecacheux and C. Rosolen, *Astron. Astrophys.*, **41**, 223 (1975).
13. Л. Л. Базелян, В. О. Рапопорт, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **20**, № 9, 1399 (1977).
14. Г. М. Мак-Каллох, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **20**, № 9, 1413 (1977).
15. J. L. Bougeret, *Astron. Astrophys.*, **24**, 53 (1973).
16. Г. П. Чернов, сб. Физика солнечной активности, изд. Наука, Л., 1976, стр. 112.
17. J. P. Wild and A. Tlamicha, *Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia*, **16**, 73 (1965).
18. J. Hanasz, *Austr. J. Phys.*, **19**, 635 (1966).
19. O. Elgaroy and O. Ugland, *Astron. Astrophys.*, **5**, 372 (1970).
20. G. P. Chernov, I. M. Chertok, V. V. Fomichev and A. K. Markeev, *Solar Phys.*, **24**, № 1, 215 (1972).
21. А. К. Маркеев, В. В. Фомичев, Г. П. Чернов, И. М. Черток, *Астрон. ж.*, **52**, № 5, 989 (1975).
22. В. В. Зайцев, В. А. Зиничев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **17**, № 1, 5 (1974).
23. A. Boischot, J. de la Noe and B. Moller-Pedersen, *Astron. Astrophys.*, **4**, № 1, 159 (1970).
24. M. M. Kovbrin, *Physica Solariterrestris*, **1**, № 2, 3 (1976).
25. А. А. Гнездилов, сб. Физика солнечной активности, изд. Наука, Л., 1976, стр. 208.
26. А. А. Гнездилов, *Астрон. ж.*, **49**, № 3, 666 (1972).
27. Г. Ф. Елисеев, Солнечные данные, № 1, 74 (1975).
28. О. С. Королев, В. И. Петвиашвили, *Физика плазмы*, **1**, № 3, 436 (1975).
29. A. Mangeney and P. Veltri, *Astron. Astrophys.*, **47**, № 2, 165 (1976).
30. Л. А. Пустыльник, Н. П. Стасюк, *Астрон. исследования* (Изв. САО), **6**, 81 (1974).
31. В. В. Зайцев, А. В. Степанов, Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, **37**, 11 (1975).
32. А. К. Маркеев, В. В. Фомичев, И. М. Черток, *Астрон. ж.*, **52**, № 2, 338 (1975).
33. Г. П. Чернов, Солнечные данные, № 11, 74 (1974).
34. P. Zlobes, *Solar Phys.*, **43**, № 2, 453 (1975).
35. J. de la Noé and A. Boischot, *Astron. Astrophys.*, **20**, № 1, 55 (1972).
36. J. de la Noe, *Astron. Astrophys.*, **48**, № 2, 201 (1975).
37. G. R. A. Ellis, *Austr. J. Phys.*, **22**, № 2, 177 (1969).
38. T. Takakura and S. Yousef, *Solar Phys.*, **40**, № 2, 421 (1975).
39. S. K. Mattoo and R. V. Bhonsle, *Solar Phys.*, **38**, № 1 217 (1974).
40. J. de la Noe, *Solar Phys.*, **37**, № 1, 225 (1974).
41. B. Moller-Pedersen, *Astron. Astrophys.*, **37**, № 1, 169 (1974).
42. R. T. Stewart, *Solar Phys.*, **40**, № 2, 417 (1975).
43. W. K. Yip, *Solar Phys.*, **40**, № 2, 513 (1973).
44. D. B. Melrose and W. S. Yip, *Proc. Astron. Soc. Austr.*, **2**, № 1, 56 (1971).
45. D. J. McLean, *Proc. Astron. Soc. Austr.*, **1**, № 2, 47 (1967).
46. С. Т. Акиньян, С. А. Амиантов, А. А. Гнездилов, А. М. Карапчун, В. А. Ковалев, О. С. Королев, Л. К. Маркеев, В. В. Фомичев, Г. П. Чернов, И. М. Черток, сб. Физика солнечной активности, изд. Наука, Л., 1976, стр. 63.
47. V. V. Zheleznyakov and E. Ya. Zlotnik, *Solar Phys.*, **20**, № 1, 85 (1971).
48. C. Slottje, *Astron. Astrophys.*, **32**, № 1, 107 (1974).

49. В. В. Фомичев, И. М. Черток, Астрон. ж., 45, № 1, 28 (1968).  
 50. И. М. Черток, Астрон. ж., 49, № 6, 1280 (1972).  
 51. А. С. Riddle, Astron. Astrophys., 38, № 1, 153 (1975).  
 52. В. В. Фомичев, И. М. Черток, Астрон. ж., 47, № 2, 322 (1970).  
 53. А. О. Benz, Nature, 242, № 116, 38 (1973).  
 54. Т. Takakura and S. Yousef, Solar Phys., 36, № 2, 451 (1974).  
 55. V. V. Zheleznyakov and E. Ya. Zlotnik, Solar Phys., 36, № 2, 443 (1974).  
 56. G. Daigne, Astron. Astrophys., 38, № 1, 141 (1975).  
 57. G. Daigne and B. Moller-Pedersen, Astron. Astrophys., 37, № 2, 355 (1974).  
 58. C. Caroubalos, J. Heyvaerts, M. Pick and G. Trottet, Solar Phys., 37, № 1, 205 (1974).  
 59. В. В. Железняков, В. В. Зайцев, Астрон. ж., 45, № 1, 19 (1968).  
 60. A. A. Weiss and R. T. Stewart, Austr. J. Phys., 18, № 2, 143 (1965).  
 61. D. B. Melrose, Proc. Astron. Soc. Austr., 2, № 5, 261 (1974).  
 62. А. О. Benz, Proc. XV Meeting CESRA, Bern, 1974, p. 157.  
 63. G. L. Tarnstrom and Ch. Zenhtner, Nature, 258, № 5537, 693 (1975).  
 64. O. Elgaroy, Rept. № 10, Inst. of Theor. Astrophys., Univ. of Oslo (1965).  
 65. H. Kr. Eckhoff, Rept. № 18, Inst. of Theor. Astrophys., Univ. of Oslo (1966).  
 66. T. De Groot, Weak Solar Radio Bursts, Thesis, Utrecht, 1966.  
 67. Г. П. Чернов, Астрон. ж., 50, № 6, 1254 (1973).  
 68. Г. П. Чернов, сб. Физика солнечной активности, изд. Наука, Л., 1976, стр. 92.  
 69. G. L. Tarnstrom and K. W. Philip, Astron. Astrophys., 16, № 1, 21 (1972).  
 70. G. L. Tarnstrom and K. W. Philip, Astron. Astrophys., 17, № 2, 267 (1972).  
 71. В. В. Фомичев, Г. П. Чернов, Астрон. ж., 50, № 4, 798 (1973).  
 72. Г. П. Чернов, сб. Физика солнечной активности, изд. Наука, Л., 1976, стр. 124.  
 73. C. Zimmertan, Astron. Astrophys., 15, № 3, 433 (1971).  
 74. O. Elgaroy and O. P. Sween, Solar Phys., 32, № 1, 231 (1973).  
 75. O. Elgaroy and P. H. Rosenkilde, "Coronal Disturbances, Symp. № 57, Int. Astron. Union, Surfers Paradise, Queensland, 1973", Dodrecht-Boston, 1974, p. 249.  
 76. Ch. V. Sastry, Solar Phys., 28, № 1, 197 (1973).  
 77. В. В. Железняков, В. В. Зайцев, Астрон. ж., 47, № 1, 60 (1970).  
 78. В. В. Железняков, В. В. Зайцев, Астрон. ж., 47, № 2, 308 (1970).  
 79. V. V. Zheleznyakov and V. V. Zaitsev, Astron. Astrophys., 39, № 1, 107 (1975).  
 80. M. Aubier and J. de la Noë, Astron. Astrophys., 12, № 3, 491 (1971).  
 81. О. С. Королев, А. К. Маркеев, В. В. Фомичев, И. М. Черток, Астрон. ж., 50, № 6, 1233 (1973).  
 82. X. Urbaréz, В. В. Фомичев, И. М. Черток, Астрон. ж., 54, № 1, 137 (1977).  
 83. Y. Leblanc and A. Lecacheux, Astron. Astrophys., 46, № 2, 257 (1976).  
 84. В. В. Зайцев, Астрон. ж., 45, № 4, 766 (1968).  
 85. В. В. Фомичев, Астрон. ж., 49, № 2, 355 (1972).  
 86. G. P. Chernov, O. S. Korolev and A. K. Markeev, Solar Phys., 44, № 2, 435 (1975).  
 87. K. Kai, Proc. Astron. Soc. Austr., 2, № 4, 219 (1973).  
 88. D. B. Melrose, Austr. J. Phys., 27, № 2, 259 (1974).  
 89. D. B. Melrose, Austr. J. Phys., 27, № 2, 271 (1974).  
 90. C. W. Yang, C. L. Spenser, G. E. Moreton and J. A. Roberts, Astrophys. J., 133, № 1, 243 (1961).  
 91. O. Elgaroy, Proc. II Meeting CESRA, Utrecht, 1971, p. 48.  
 92. O. Elgaroy, Proc. III Meeting CESRA, Bordeaux, 1973, p. 170; 174.  
 93. C. Slottje, Solar Phys., 25, № 1, 210 (1972).  
 94. C. Slottje, Plasma Phys. and Solar Radio Astronomy, Ed. A. Mangeney, Meudon, 1973, p. 245.  
 95. Г. П. Чернов, Астрон. ж., 53, № 4, 798 (1976).  
 96. T. De Groot, Solar Phys., 14, № 1, 176 (1970).  
 97. J. M. Malville, H. D. Aller and C. J. Jensen, Astrophys. J., 147, № 2, 711 (1967).  
 98. A. Abram, Mem. Soc. Astron. Ital., 41, № 2, 231 (1970).  
 99. A. Abram, Nature, Phys. Sci., 238, № 80, 225 (1972).  
 100. С. Т. Акиньян, А. М. Каракун, В. А. Ковалев, А. К. Маркеев, В. В. Фомичев, Г. П. Чернов, И. М. Черток, Солнечные данные, № 7, 108 (1973).  
 101. Г. П. Чернов, Диссертация, ИЗМИР АН СССР, М., 1976.  
 102. M. P. Hughes and R. L. Harkness, Astrophys. J., 138, № 1, 239 (1963).  
 103. H. Rosenberg, Astron. Astrophys., 9, № 1, 169 (1970).  
 104. A. R. Thompson and A. Maxwell, Astrophys. J., 136, № 2, 546 (1962).

105. F. Dröge, *Zeit. Astrophys.*, **66**, № 3, 200 (1967).
106. B. L. Gotwols, *Solar Phys.*, **25**, № 1, 232 (1972).
107. A. Maxwell and J. Fitzwilliam, *Astrophys. Lett.*, **13**, № 4, 237 (1973).
108. D. J. McLean and K. V. Sheridan, *Solar Phys.*, **32**, № 2, 485 (1973).
109. D. J. McLean, K. V. Sheridan, R. T. Stewart and J. P. Wild, *Nature*, **234**, № 5325, 140 (1971).
110. C. Caroubalos, M. Pick, H. Rosenberg and C. Slottje, *Solar Phys.*, **30**, № 2, 473 (1973).
111. K. Kai and A. Takayanagi, *Solar Phys.*, **29**, № 2, 461 (1973).
112. D. J. McLean and H. Rosenberg, Proc. IV Meeting CESRA, Bern, 1974, p. 59.
113. C. Slottje, Proc. II Meeting CESRA, Utrecht, 1971, p. 88.
114. H. Rosenberg and G. Tarnstrom, *Solar Phys.*, **24**, № 1, 210 (1972).
115. H. Rosenberg, Instabilities in Solar Corona, Thesis, Utrecht, 1973.
116. K. Philip, *Astron. J.*, **73**, № 10, 197 (1968).
117. A. Boischot, F. T. Haddock and A. Maxwell, *Ann. Astrophys.*, **23**, 478 (1960).
118. B. L. Gotwols, *Solar Phys.*, **33**, № 2, 475 (1973).
119. В. В. Зайцев, А. В. Степанов, сб. Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, **37**, 3 (1975).
120. А. В. Степанов, Астрон. ж., **50**, № 6, 1243 (1973).
121. J. Kuipers, *Solar Phys.*, **36**, № 1, 157 (1974).
122. В. Г. Леденев, Исслед. по геомагнетизму, аэрон. и физике Солнца, **31**, 78 (1974).
123. В. В. Зайцев, А. В. Степанов, сб. Исслед. по геомагнетизму, аэрон. и физике Солнца, **37**, 3 (1975).
124. V. V. Zaitsev, *Solar Phys.*, **20**, № 1, 95 (1971).
125. V. V. Zaitsev and A. V. Stepanov, *Astron. Astrophys.*, **45**, № 1, 135 (1975).
126. J. Kuipers, Proc. III Meeting CESRA, Bordeaux, 1973, p. 130.
127. J. Kuipers, *Solar Phys.*, **44**, № 1, 173 (1975).
128. V. V. Zheleznyakov and E. Ya. Zlotnik, *Solar Phys.*, **43**, № 2, 431 (1975).
129. V. V. Zheleznyakov and E. Ya. Zlotnik, *Solar Phys.*, **44**, № 2, 447 (1975).
130. V. V. Zheleznyakov and E. Ya. Zlotnik, *Solar Phys.*, **44**, № 2, 461 (1975).
131. H. Rosenberg, *Solar Phys.*, **25**, № 1, 188 (1972).
132. C. Chiuderi, R. Giachetti and H. Rosenberg, *Solar Phys.*, **33**, № 1, 225 (1973).
133. В. Н. Федоренко, Астрон. ж., **52**, № 5, 978 (1975).
134. J. Kuipers, *Astron. Astrophys.*, **40**, № 4, 405 (1975).
135. Е. Я. Злотник, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **19**, № 4, 481 (1976).
136. Г. П. Чернов, Астрон. ж., **53**, № 5, 1027 (1976).
137. В. В. Зайцев, Астрон. ж., **51**, № 4, 801 (1974).
138. Е. Я. Злотник, Астрон. ж. (в печати).
139. В. В. Железняков, Е. Я. Злотник, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, **20**, № 9, 1444 (1977).
140. Е. Я. Злотник, Астрон. ж. (в печати).

Институт земного магнетизма, ионосферы  
и распространения радиоволн  
АН СССР

УДК 523.74.

## ДВИЖЕНИЯ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НА СОЛНЦЕ

*B. A. Крат*

Измеренные магнитные поля, вообще говоря, не могут рассматриваться как «средние» значения напряженности магнитного поля  $H$  из-за деполяризационных эффектов в сумме зеемановских компонент мелких элементов. Картина мельчайших магнитных элементов в фотосфере может быть идентифицирована с фотосферной сеткой грануляции. Сравнительно большое время жизни элементов этой сетки и характеристики ее эволюции показывают, что магнитное поле  $H \geq 10^2$  Э концентрируется в темной сетке между гранулами вблизи центра солнечного диска.

Прямые измерения  $H$  в солнечных протуберанцах дают значения  $H_{\parallel}$  в пределах от 10 до  $10^2$  Э. На границе они не могут быть меньше  $10^2$  Э. Хромосферные элементы, видимые в центре линии  $H_{\alpha}$  (спектрограммы получены с помощью Солнечной стратосферной обсерватории ССО в 1970—73 гг.), в четыре раза шире, чем элементы фотосферы.

Увеличение размера элементов структуры от фотосферы к хромосфере связано с магнитным расширением элементов, «всплывающих» в атмосфере. На основе стратосферных наблюдений и наблюдений с помощью высококачественных фильтров показано, что типичными конфигурациями полей являются магнитные арки.

Солнечные пятна представляются как стационарные процессы, диссирирующие из-за магнитогидродинамических неустойчивостей. Они имеют (по данным наблюдений ССО) значительные участки с однородным магнитным полем в тени пятна. Сложная система скрученных магнитных жгутов во внешней части тени и полутины пятна объясняется диссипацией основной конфигурации. Наиболее правдоподобной моделью солнечного пятна представляется скрученный тороид с магнитным полем, направленным по оси симметрии внутри тороида. Эта модель позволяет объяснить факт существования группы вторичных солнечных пятен внутри основной группы. Ось такого тороида всегда остается в фотосфере.

Обсуждаются некоторые свойства «супер-гранул» и «гигантских гранул».

Хотя плазма является основным видом материи в Космосе, ее изучение еще только начинается. Там, где плазма является носителем сильного магнитного поля, ее конфигурации равновесия существенно неустойчивы и претерпевают сильные изменения. Такие явления наблюдаются в разных масштабах — от грануляции и солнечных пятен до квазаров. Теория движений плазмы исключительно сложна, так как математические решения задач, как правило, не только принадлежат в общем виде к нелинейным решениям, но и отличаются большим разнообразием, ввиду того, что сами граничные условия, определяющие предшествующий этап развития плазмы, в большинстве случаев связаны с решением задачи. Вообще всегда мы можем говорить только условно о решениях для стационарных состояний, граничные условия которых с трудом поддаются четкому определению. Но теоретические трудности так или иначе преодолимы, и если сейчас и нет строгой количественной теории плазмы, то теории для качественного описания ее поведения уже создаются и в ряде случаев могут быть с успехом использованы.

Совсем не так обстоит дело с трудностями наблюдательного характера. Наблюдения позволяют в оптическом диапазоне спектра при помощи эффекта Зеемана измерять напряженности ( $H$ ) магнитного поля от отдельных участков солнечной фотосферы и от активных образований с довольно хорошей точностью и значительной надежностью. Правда, это относится в первую очередь к так называемой продольной составляющей  $H_{\parallel}$ . Поперечная составляющая ( $H_{\perp}$ ) измеряется с ошибками, более чем на порядок превышающими ошибки в определении продольной компоненты. Ошибки систематического характера также больше для поперечной слагающей. Поэтому наше знание о магнитном поле для невозмущенной фотосферы, где зеемановское расщепление кажется небольшим, является неполным — можно доверять только измерениям продольной слагающей  $H_{\parallel}$ . Однако даже эти измерения могут привести к совершенно ложным выводам. Так, первые измерения  $H_{\parallel}$  на диске Солнца, произведенные с магнитографом Бебкоком, привели к очень малым значениям  $H_{\parallel}$  для невозмущенных областей, а сравнительно недавние измерения астрономов Крымской обсерватории дали значения  $H_{\parallel}$ , большие на целый порядок. Причиной этого было то, что при измерениях Бебкока использовалась высокая щель, захватывавшая значительный участок поверхности Солнца. При измерениях в Крыму [1, 2] использовалась щель с разной высотой, но меньшая, чем у Бебкока. Оказалось, что чем меньше площадка, захватываемая щелью магнитографа, тем больше  $H_{\parallel}$ . Это правило соблюдается до угловых размеров около 3—4°.

Причина роста  $H_{\parallel}$  заключается в сложной структуре магнитного поля, в которой соседствуют участки с различной полярностью. Ясно, что при употреблении высоких щелей поляризационный зеемановский эффект гасится и мы получаем не усредненное по площадке  $H_{\parallel}$ , а просто ошибочное ее значение. В простейших моделях структуры магнитного поля — волнообразно деформированного горизонтального поля и поля, состоящего из элементарных дуг (частей малых элементарных тороидов), достаточно высокая щель почти всегда будет захватывать одновременно участки магнитного поля с противоположной направленностью  $H_{\parallel}$ , и в результате измеренное поле будет близко к нулю. Некоторые исследователи склонны видеть в получаемых «усреднениях»  $H_{\parallel}$  их наименьшие значения. Однако и такая точка зрения нуждается в доказательствах. Несомненно одно, что при «усреднении» по большим площадям невозмущенной фотосферы мы все же можем составить себе приблизительное представление о преобладании полей того или иного знака и связать этот факт с секторными магнитными полями межпланетного пространства [3].

Существуют косвенные доказательства того, что тонкая структура магнитного поля Солнца не ограничена наименьшим масштабом 3—4°. Одним из них является существование фотосферной грануляции. Существование резко очерченной темной сети межгранульных промежутков гранул и сравнительно большое их время жизни (по 10 минут и больше) нельзя объяснить иначе, как существованием магнитного поля с напряженностью по крайней мере порядка  $10^2$  Э. Скорее всего можно предполагать, что это поле сосредоточено в темных промежутках между светлыми гранулами. Стенфло принял, что поле между гранулами может быть равно 2000 Э.

Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее. Ввиду существования у поля грануляции тонкой структуры наиболее эффективным методом ее изучения оказался метод фотографирования Солнца в стратосфере. Уже первые полеты небольшой стратосферной американской станции «Стратоскоп 1» в 1957—59 гг. выявили значительные преимущества

стратосферных наблюдений перед наземными. До недавнего времени снимки «Стратоскопа 1» были беспрецедентными по оптическому разрешению, предельно возможному для телескопа с главным зеркалом 80 см. В 1970—73 гг. во время полетов большой советской Солнечной стратосферной обсерватории (ССО) с телескопом с диаметром зеркала 50 см (1970 г.) и затем 100 см (1973 г.) были получены серии снимков грануляции с разрешением 0,20—0,24''. Ввиду того, что переход от зеркала 50 см к зеркалу 100 см не сопровождался соответствующим большему разрешению оптики уменьшением самых мелких деталей, создается впечатление, что теперь мы близки к наименьшим размерам гранул, имеющих характерные размеры 100—150 км (рис. 1). Интересно, что эти же размеры получаются и путем теоретического расчета размеров стационарных неоднородностей в солнечной атмосфере в условиях задачи стационарного лучистого переноса с «подкачкой» энергии в светлых гранулах. Для наименьших образований с попечником около 150 км наименьшая разность температур  $\Delta T \approx 200^\circ$ . Для образований средних размеров она составляет около  $500^\circ$ , для них разности температур не могут быть сглажены лучистым переносом энергии в горизонтальном направлении. Поэтому мы склонны считать, что дальнейшее увеличение эффективной оптической разрешающей силы при наблюдениях фотосферы излишне.

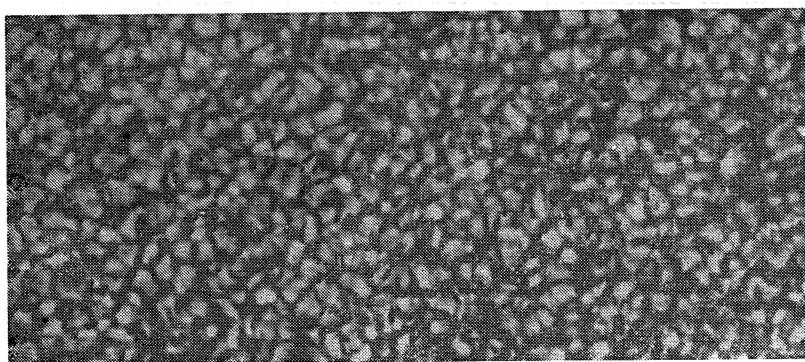


Рис. 1. Солнечная грануляция. 1 мм — 490 км на Солнце.

Поскольку наименьшие размеры фотосферных образований составляют 100 км, а большая часть имеет размеры несколько сот километров, для непосредственного измерения фотосферных магнитных полей необходимо иметь угловое разрешение не хуже, чем 0,3''. Однако такое разрешение пока еще не может быть достигнуто при измерениях магнитных полей. Поэтому оценки напряженности солнечных магнитных полей по-прежнему сохраняют свое значение.

Своеобразная оценка магнитного поля фотосфера может быть получена при изучении протуберанцев. Данные измерений магнитного поля в самих протуберанцах приводят к значениям  $H$  от десятков эрстед [4] до сотен эрстед [5]. При этом следует иметь в виду то, что измерения  $H$  в протуберанцах из-за их сложной тонкой структуры могут дать только нижний предел. Кроме того, сужение протуберанцев к местам их «прикрепления» к фотосфере говорит о том, что в любом случае  $H$  в этих местах не может быть меньше  $10^2$  Э. Места «прикрепления» спокойных протуберанцев ничем особенно не замечательны. Это практически невозмущенная фотосфера.

Таким образом, основываясь уже на совершенно другом материале,

мы снова приходим к прежней оценке  $H$  в солнечной фотосфере, причем эта оценка скорее несколько занижена, чем завышена. При столь высоком значении  $H$  роль гидромагнитных волн становится уже значительной и их следует принимать во внимание. Скорость альвеновских волн в верхних слоях фотосферы составит  $10 - 10^2 \text{ км/с}$ . Эта скорость больше измеряемой скорости перемещения элементов фотосферы, которая, по данным тех же стратосферных наблюдений, заключена в пределах  $\pm 1 \text{ км/с}$ , хотя при  $\tau = 1$  сравнима с ней [6]. Поэтому альвеновские волны должны успеть передать часть переносимой ими энергии фотосферным элементам раньше, чем движение плазмы сможет рассеять эту энергию. Главным механизмом рассеяния энергии нагретых элементов остается только лучистый перенос, что сильно упрощает теорию фотосферной грануляции.

Особый интерес представляют спектрограммы хромосферы, полученные во время полетов ССО. Пользуясь этими спектрограммами, можно сравнить поведение линий  $H_\alpha$  с линиями металлов и с непрерывным спектром. Как показали непосредственные измерения полуширина элементов хромосферы видимых в центре линии  $H_\alpha$ , они оказываются значительно большими, чем полуширины элементов фотосферы, определенные по непрерывному спектру на тех же спектрограммах [7]. Наименьшие полуширины элементов в линии  $H_\alpha$  оказываются уже на грани возможности их наблюдения в наземных условиях и близки к  $0,7''$ . Можно утверждать, что в хромосфере, если исключить особо активные процессы (для них у нас просто нет данных), наименьшие размеры элементов составляют  $500 \text{ км}$ , что примерно в четыре раза больше размеров малых фотосферных элементов.

Чем же объяснить странный факт более «грубого» строения хромосферы по сравнению с фотосферой? Поскольку в хромосфере плотность резко падает, там доминирующая роль магнитного поля делается особенно очевидной, если скорости движения имеют порядок скоростей в фотосфере. При росте скоростей до  $10 - 30 \text{ км/с}$  уже только большие поля с  $H \approx 10^3 \text{ Э}$  способны погасить гидродинамические потоки в плазме. Нет оснований считать, что хромосфера в первом приближении не может быть описана уравнениями магнитной гидродинамики. В этом случае при «всплытии» магнитных конфигураций вверх из-за нескомпенсированного внешним давлением газа магнитного давления эти конфигурации должны расширяться. При этом процесс всплытия будет сугубо нестационарным, газ будет стекать по силовым линиям вниз в фотосферу. Поэтому магнитное расширение конфигураций будет меньше, чем в том случае, если бы изменение плотности происходило при сохранении массы газа в верхней части конфигурации, выходящей в хромосферу. Таким образом, хромосфера оказывается переходным слоем от фотосферы к короне, через который идет поток магнитного поля во вне. К сожалению, такая трактовка вопроса является лишь достаточной для объяснения магнитного расширения плазмы в хромосфере, но не необходимой, так как подъем магнитных конфигураций вверх может чередоваться с их опусканием. Единственное, что мы можем в данном случае утверждать, это то, что магнитные поля хромосферы имеют безусловно фотосферное происхождение.

Ответ на вопрос о том, какова форма элементарных магнитных конфигураций фотосферы и хромосферы, дают прежде всего спектро-гелиограммы или же фильтрограммы в линии  $H_\alpha$ , полученные наземными обсерваториями. Здесь могут быть упомянуты снимки хромосферы, полученные в обсерватории Сакраменто Пик, снимки Лоухеда и Брея, снимки Макарова на Горной станции Пулковской обсерватории вблизи Кисловодска и др. На всех снимках совершенно отчетливо

видно, что хромосферные элементы, за исключением так называемых спикул, занимающих ничтожно малую часть хромосферы, лежат почти горизонтально, образуя своеобразные низкие арки над фотосферой. Очевидно, что такие арки выходят из фотосферы подобно аркам протуберанцев в фотосфере и должны, как правило, образовывать наклонные элементы (нижние части арок). Действительно, именно такой вывод был сделан по стратосферным спектрограммам на участке спектра около сильной линии Fe 4383 [8] (рис. 2).

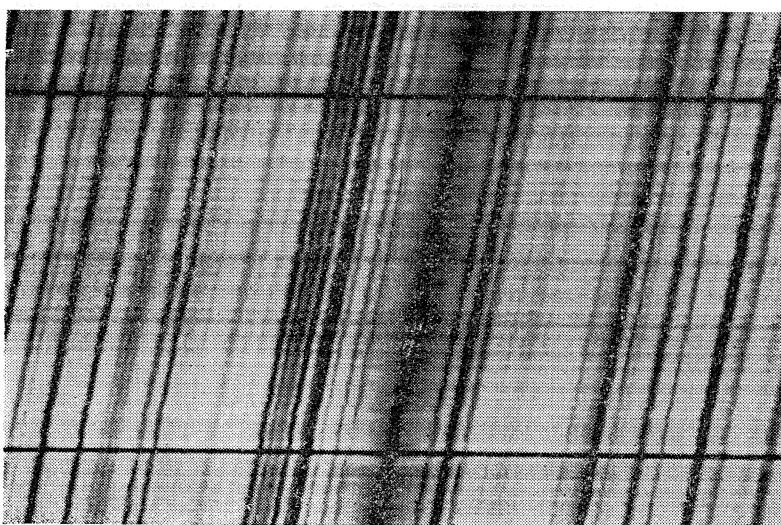


Рис. 2. Спектрограмма, полученная в третьем полете ССО. Участок солнечного излучения около сильной франгоферовой линии Fe 4383А.

На спектрограммах хорошо видно, что полоски непрерывного спектра, представляющие гранулы и промежутки между ними, во многих случаях не продолжаются в линии Fe 4383 и (или) прерываются или же оказываются несколько смещенными. Такая картина может наблюдаться только в том случае, если элементы фотосферы на разных высотах не совпадают в картинной плоскости из-за наклона к поверхности уровней. Углы наклона к нормали могут доходить до  $80^\circ$  [8]. Спикулы с их быстрыми изменениями формы и большими лучевыми скоростями как будто бы не вписываются в нашу схематическую картину солнечной хромосферы. Однако спикулы являются не хромосферными, а, так же как протуберанцы, корональными образованиями. Согласно некоторым данным [9, 10] спикулы, если и не все, то в значительной части, можно рассматривать как места конденсации корональной плазмы в усиливающемся магнитном поле (в сжимающемся поле). По-видимому, аналогичная картина наблюдается при формировании так называемых корональных протуберанцев [11]. В некоторых случаях, возможно, может наблюдаться комплексный процесс истечения снизу горячей плазмы с ее последующим охлаждением в области короны [12]. Вообще представление о выбросе в корону горячей плазмы в какой-то мере следует из факта существования короны, несмотря на ее диссипацию во внешнее пространство и опускание вниз протуберанцев. Единственный класс сравнительно холодных объектов, в которых мы сталкиваемся с реальным выбросом из Солнца холодной плазмы, являются серджи. Особенно замечательным был в этом отношении один сердж, наблюдавшийся в Крымской обсерватории [13]. Внутри этого серджа наблюдалось

движение вещества, направленное во вне со скоростью, превышающей скорость отрыва от Солнца.

Резко нестационарными процессами являются солнечные вспышки. Здесь нас будут интересовать лишь последствия первоначального взрыва — вспышки. Собственно то, что принято называть вспышкой — это развивающееся свечение в линии  $H_\alpha$  — представляет собой просто фронт ударной волны, возникшей после взрыва, он весьма быстро высвечивается, оставляя после себя целый спектр колебаний. Длинные волны тяжести названы нами волнами цунами по аналогии с цунами в Тихом океане [14]. Они могут переносить огромную энергию, сравнимую с энергией вспышек. Для них сильные магнитные поля с  $H \approx 10^3$  Э являются чем-то вроде острова в океане. Именно в этих местах возможно образование серджа. Кроме того, в местах закрепления протуберанцев возможны частично упругие деформации, приводящие к известным послевспышечным «прыжкам» протуберанцев. Если поле ориентировано перпендикулярно к волне, то удар может быть полностью неупругим и в этих местах просто произойдет кратковременный прогрев плазмы (уярчение факелов). Все остальные случаи длинноволновых колебаний в принципе сводятся к волнам цунами. На длинные волны неоднородности фотосферы и нижней хромосферы оказывают мало влияния, но не так обстоит дело с короткими волнами с длиной порядка магнитных неоднородностей. Они должны быстро затухать и рассеиваться на этих неоднородностях.

Иначе обстоит дело с волнами, распространяющимися со сверхзвуковыми скоростями. К сожалению, наблюдения таких волн носят эпизодический характер.

Переходя к стационарным процессам, мы прежде всего обратимся к солнечным пятнам, представляющим собой удивительный стационарный процесс, который в грубом приближении описывается моделью магнитогидростатической конфигурации. На самом деле модель солнечного пятна должна быть динамической, причем не только ввиду обязательного присутствия в пятнах эффекта Эвершеда. Интересно, что эффект Эвершеда — истечение плазмы на уровне фотосферы — наблюдается только в темных волокнах полутени пятна и полностью отсутствует в светлых волокнах. Само движение плазмы в этом случае комбинируется с подъемом магнитного поля, или, точнее, с подъемом элементарных магнитных конфигураций волокон полутени.

В самой тени пятна существуют абсолютно однородные области, свидетельствующие о существовании в нем однородного магнитного поля [15]. Существующие неопределенные структуры тени и полутени могут быть объяснены периферической неустойчивостью этих «стволов». Из чисто теоретических соображений, следующих из последних моделей солнечного пятна [16], можно сделать вывод о наличии в пятнах азимутального поля, свидетельствующего о закрученности систем силовых линий. Этот вывод как будто бы подкрепляется отдельными измерениями полного вектора магнитного поля, производившимися в Крымской обсерватории. Среди моделей солнечных пятен имеются как модели, основанные на представлении о бессиловых магнитных жгутах, так и модели с поддерживающим их магнитным полем, направленным по оси симметрии тороида. Первая группа моделей встречается со значительными теоретическими трудностями. Вторая группа моделей лишена очевидных трудностей, но и ее следует пока рассматривать лишь как условно представляющую действительность. Тем не менее одна из таких моделей [16] позволила объяснить считающееся совершенно загадочным появление внутри группы второй меньшей группы, соосной с главной группой. Обращает на себя внимание то, что, появившись из-под фотосферы, группа пятен (точнее, представляющая ее система расщепленных

тороидальных конфигураций) никогда не отрывается от фотосферы при подъеме вверх, и ее ось никогда не поднимается даже в верхние слои фотосферы. Этого не было бы, если бы мы имели дело с бессиловыми магнитными замкнутыми петлями. Такие петли вполне могли бы всплыть в хромосферу и корону. На самом деле петли магнитного поля могут образовываться в межпланетном пространстве при вытягивании магнитного поля корональными потоками и «солнечным ветром», но там мы имеем дело со слабыми полями, легко уносимыми движением плазмы.

Представляет интерес и непрерывный перенос энергии магнитогидродинамическими волнами по силовым линиям магнитного поля пятен в хромосферу и корону, о чем свидетельствует увеличение яркости пятен в рентгеновских и далеких ультрафиолетовых лучах по наблюдениям на Скайлэбе [17].

В заключение я хочу остановиться на крупномасштабных структурах. В литературе часто встречаются данные о так называемых «супер-гранулах» и «гигантских гранулах». Существование таких структур, впервые обнаруженных Лейтоном [18], в наше время не вызывает сомнений. Однако здесь мы сталкиваемся с дилеммой: являются ли крупномасштабные структуры равновесными или стационарными конфигурациями магнитного поля или же они представляют собой комплексы нестационарных, но достаточно медленных—из-за огромных масштабов—процессов магнитогидродинамического характера, по-разному проявляющихся в различных слоях фотосферы и хромосферы. В последнем случае могут получить объяснение несовпадения размеров крупномасштабных структур, определяемых по непрерывному спектру и по различным фраунгоферовым линиям [19, 20]. Первая же концепция целиком основывается на теоретических соображениях, связанных с моделями солнечной конвективной зоны. Однако, к сожалению, в выборе таких моделей существует слишком большой произвол, чтобы ими можно было пользоваться для интерпретации наблюдений. Выход магнитных полей и их истечение вместе с разреженной плазмой в межпланетное пространство, быстрая диссипация магнитных полей в фотосфере и хромосфере, наблюдавшаяся буквально при всех активных процессах, не компенсируются (видимым образом) образованием новых полей. Можно строить гипотезы о генерации магнитного поля в конвективной зоне Солнца, но тогда следует объяснить, почему в этой зоне конструктивные процессы преобладают над диссипативными. Поэтому вопрос о происхождении и эволюции магнитного поля Солнца и других звезд нуждается в серьезной разработке. По-видимому, его следует решать комплексно, используя данные как о Солнце, так и других звездах, в первую очередь — о магнитных звездах.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Северный, Изв. КрАО, 36, 97 (1966).
2. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап, Солнечные данные, № 4 (1972).
3. A. B. Severnij and R. Wilcox, Astron. J., 146, 211 (1973).
4. W. Tandberg-Hanssen, Solar Phys., 34, 210 (1975).
5. G. Ya. Smolkov and V. S. Bashkirtsev, Proc. 7-th Reg. Consult.
6. В. А. Крат, А. А. Шпитальная, Солнечные данные, № 2 (1974).
7. V. A. Krat, Solar Phys., 27, 39 (1972).
8. V. A. Krat, Solar Phys., 32, 307 (1973).
9. V. A. Krat and T. V. Krat, Solar Phys., 17, 355 (1971).
10. С. Мамедов, Солнечные данные, № 6 (1970).
11. А. Караваев, Солнечные данные, № 12 (1970); № 4 (1973).
12. С. Б. Пикельнер, Астрон. ж., 48, 357 (1971).
13. А. Б. Северный, Изв. КрАО, 33, № 3, 34 (1965).
14. V. V. Kassinsky and V. A. Krat, Solar Phys., 31, 219 (1973).

15. V. A. Krat, V. N. Karpinsky and L. M. Pravdjuk, Solar Phys., 26, 305 (1972).
16. B. A. Ошерович, Солнечные данные, № 5 (1975).
17. Cheng Chung-Chien, G. A. Dashek and U. Feldman, Skylab atm., Preprint, 1976.
18. R. B. Leighton, R. W. Noyes and G. W. Simon, Astron J., 135, 474 (1962).
19. Н. М. Гольдберг-Рогозинская, В. А. Крат, Солнечные данные, № 12 (1969).
20. С. И. Гопасюк, Изв. КрАО, 37, 28 (1967).

Главная астрономическая обсерватория  
АН СССР

## ON MOTIONS AND MAGNETIC FIELDS IN THE SOLAR ATMOSPHERE

V. A. Krat

The measured magnetic fields generally cannot be regarded as «mean» values of the magnetic field intensity  $H$  due to depolarization effects in the sum of the Zeeman components of small elements. A picture of smallest magnetic elements in the photosphere can be identified with the photospheric network of the granulation. A relatively long lifetime of the elements of this network and characteristics of its evolution show that a magnetic field of  $H \geq 10^2$  Oe is concentrated in the dark network between granules near to the solar disc centre.

Direct measurements of  $H$  in solar prominences give values of  $H_1$  ranging from 10 to  $10^2$  Oe. At their boundary they cannot be smaller than  $10^2$  Oe. The chromospheric elements seen in the centre of  $H_2$  (spectrograms obtained on the solar stratospheric observatory SSO in 1970–1973) are about four times wider than photospheric elements. The growth in size of the structure elements from the photosphere to the chromosphere results from the magnetic expansion of elements floating up in the atmosphere. On the base of the stratospheric and best filter observations it is shown that typical configurations of the field are magnetic arcs.

Sunspots are considered as stationary processes dissipating due to magnetohydrodynamic instabilities. They have (observations on the SSO) considerable regions of a homogeneous magnetic field inside the umbra. The complicated system of twisted magnetic ropes in outer parts of the umbra and penumbra results from the dissipation of the main configuration.

The most plausible model of a sunspot seems to be a twisted toroid with a steady magnetic field directed along the axis of symmetry inside the toroid. This model explains the fact of appearance of a secondary sunspot group inside the primary main group. The axis of the sunspot toroid always remains in the photosphere.

Some properties of «super-granules» and «giant granules» are discussed.

УДК 523.164 32

## ПРОБЛЕМЫ ТЕОРИИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

*[С. Б. Пикельнер], С. А. Каплан*

Представлен обзор основных проблем и трудностей теории солнечных вспышек. Рассматриваются критерии образования токового слоя с аномальной проводимостью, роль модуляционной неустойчивости в стохастическом ускорении частиц.

Теория солнечных вспышек (часто не совсем точно называемых хромосферными) давно обсуждалась в литературе, но до последнего времени трудность состояла в том, что сами вспышки не наблюдались и можно было судить о происходящих здесь процессах лишь по их вторичным эффектам (излучение в линии  $H_{\alpha}$ , радиовспышки III и II типа, возмущения систем протуберанцев). Только микроволновые всплески связывались непосредственно с областью вспышки, т. е. с местом быстрой диссипации энергии магнитного поля, но в них излучается лишь ничтожная часть энергии вспышки. Только в последние годы в связи с развитием рентгеновских наблюдений удалось получить существенно более полную информацию о процессах, происходящих непосредственно в области вспышки.

Настоящий обзор содержит сводку последних данных о результатах наблюдательного исследования солнечных вспышек и обсуждение возможностей их интерпретации. Мы будем рассматривать только явления в самих вспышках и не будем обсуждать побочные эффекты, возникающие в солнечной атмосфере как последствия вспышечных процессов\*.

### 1. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Обзор наблюдательных данных мы приведем в тезисной форме, ограничиваясь констатацией фактов и ссылками лишь на обзоры или последние работы. При этом ограничимся лишь теми данными, которые относятся непосредственно к наблюдению солнечных вспышек.

1) Солнечные вспышки представляют собой быстрое освобождение энергии, запасенной в сложной структуре магнитных полей. Они происходят на вершинах анфилад арок магнитных силовых полей, вблизи

\* Примечание С. А. Каплана. Оргкомитет советско-австралийского симпозиума по солнечной радиоастрономии предложил С. Б. Пикельнеру незадолго до его преждевременной кончины (19.11.75 г.) прочесть лекцию по теории солнечных вспышек на этом симпозиуме. Однако С. Б. Пикельнер не успел даже составить тезисы этой лекции. Тогда автор этих строк по предложению Оргкомитета прочитал лекцию на эту тему от имени С. Б. Пикельнера на основе тех результатов, которые содержались как в его опубликованных работах, так и в обзورах по физике плазмы солнечной атмосферы, написанных С. Б. Пикельнером совместно с С. А. Капланом и В. Н. Цытовичем [1, 2].

За время, прошедшее со дня кончины С. Б. Пикельнера, в исследовании солнечных вспышек получены новые важные наблюдательные данные, которые также включены в настоящий обзор. Но мне хотелось бы подчеркнуть, что вклад С. Б. Пикельнера в понимание физики процессов в солнечных вспышках по-прежнему представляет собой основу объяснений и интерпретаций всего комплекса фактических данных о солнечных вспышках.

нейтральной линии продольного магнитного поля (т. е. в области, где магнитные силовые линии горизонтальны). По-видимому, «одной» силовой линии недостаточно, необходима «анфилада» арок, причем возмущение, вызывающее вспышку, перемещается по этой анфиладе поперек магнитных силовых линий со скоростью 180—280 км/с (см. [3]). Области вспышек расположены либо в верхней хромосфере, либо в нижней короне (высоты порядка 2000 км).

2) В области вспышки сначала происходит импульсное ускорение электронов до энергий 20—100 кэВ. Характерное время ускорения порядка 10<sup>2</sup> с, но оно часто происходит очень неравномерно, может состоять из отдельных событий — выбросов длительностью 2—10 с или даже меньше. Затем иногда происходит более медленное (порядка 10<sup>3</sup> с) и более плавное ускорение электронов до релятивистских энергий, а также (при сильных вспышках) и ускорение протонов.

3) Во время импульсной фазы ускорения частиц генерируется жесткое (энергия фотонов  $E$  больше 15—25 кэВ) рентгеновское излучение. Спектр этого излучения, как правило, степенной:  $I(E) \sim E^{-(3 \pm 5)}$ . Принято считать, что это излучение возникает при торможении быстрых электронов, выброшенных из вспышки, в более плотных слоях хромосферы. Полное количество электронов, ускоренных в импульсной фазе за единицу времени порядка 10<sup>36</sup> эл/с или даже больше (за время этой фазы ускоряются до 10<sup>38</sup> или даже 10<sup>39</sup> электронов). Мощность потерь энергии этими электронами составляет примерно 10<sup>28</sup> эрг/с (см. [4]). По-видимому, лишь небольшая часть ускоренных во вспышке электронов уходит в межпланетное пространство.

4) В области вспышки генерируются также мягкие рентгеновские лучи ( $E \geq 5 \div 20$  кэВ), соответствующие излучению нагретого газа с температурой  $T \approx (1 \div 5) \cdot 10^7$  град, поддерживаемой в течение 10<sup>3</sup> с. Если вспышка излучает жесткие рентгеновские лучи, то она обязательно излучает и мягкие тепловые рентгеновские лучи, но обратное не обязательно, т. е. существуют вспышки с тепловым излучением, но без заметного излучения ускоренных частиц.

5) Размеры области ускорения электронов порядка 10<sup>9</sup> см (общий объем около 10<sup>28</sup> см<sup>3</sup>), общая концентрация электронов примерно 10<sup>10</sup> см<sup>-3</sup>. Сопоставление данных по жесткому и мягкому рентгеновскому излучению показывает, что ускоряется не менее 10<sup>-2</sup>—10<sup>-3</sup> части электронов, т. е. таким путем диссирирует не менее 10% энергии вспышки. Концентрация частиц с энергией  $\mathcal{E} \geq 25$  кэВ в области ускорения порядка 10<sup>7</sup>—10<sup>8</sup> см<sup>-3</sup> [5].

6) По мягкому рентгеновскому излучению можно определить размеры и форму области нагрева. Большой частью они имеют вид длинных петель длиной порядка 4·10<sup>8</sup>—2·10<sup>9</sup> см, но может быть и 10<sup>10</sup> см, шириной около 5·10<sup>8</sup> см и всегда меньше 1,5·10<sup>9</sup> см. Области нагрева неоднородны, при большом разрешении показывают сложную структуру, состоящую из узлов [6].

7) В области вспышек генерируется микроволновое излучение (с частотой  $\nu \geq 10^9$  Гц) (см. последний обзор в [7]). Величина потока (0,4—10) · 10<sup>-19</sup> Вт/с<sup>2</sup>·Гц. Максимум интенсивности спектра на частоте  $\nu \approx (3 \div 10) \cdot 10^9$  Гц.

Интерпретация механизма излучения микроволновых всплесков пока неоднозначна. Возможны тепловой механизм, излучение субрелятивистских электронов. Области микроволнового излучения протяженнее, особенно по высоте, чем области рентгеновского излучения, хотя имеется тесная корреляция между временными зависимостями интенсивности обоих диапазонов. По завалу спектра со стороны низких частот определяется концентрация электронов в области всплеска —

$10^9 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$  [8], а по максимумам интенсивности оценивается магнитное поле — порядка  $10^2 \text{ Гс}$ .

8) До сих пор почти нет наблюдательных данных о характере изменения магнитного поля в области хромосферных вспышек. Есть основание считать, что эти изменения все же не слишком кардинальны [3].

9) По-видимому, энергия в области вспышки накапливается заблаговременно, и активизация этой области начинается за несколько часов, а иногда и дней до самой вспышки.

## 2. АННИГИЛЯЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Согласно существующим представлениям, энергия вспышки связана с аннигиляцией магнитного поля. Других источников энергии не видно. Но и у этой гипотезы есть ряд трудностей. Одна из них заключается в том, что до сих пор не удалось подтвердить существенное уменьшение напряженности магнитного поля в области вспышки. Возможно, что это связано с тем, что здесь происходит сглаживание сильных неоднородностей и резких градиентов при сохранении общей петлевой и арочной структур.

Из очевидного представления мощности диссипации энергии магнитного поля  $B$  в виде

$$Q = \frac{J^2}{\sigma} = \frac{(c \operatorname{rot} B)^2}{16\pi^2\sigma} \approx \frac{(cB)^2}{16\pi^2\sigma d^3} \quad (1)$$

следует, что диссипация магнитного поля возможна лишь в тонких слоях при аномально низких проводимостях  $\sigma$ . Здесь  $d$  — толщина слоя диссипации. Минимальное значение  $d$  ограничено гирорадиусом ионов, т. е.  $d > v_{Ti}\omega_{Bi}^{-1}$ , где  $v_{Ti}$  — тепловая скорость ионов. Проводимость не может быть меньше ленгмюровской частоты:  $\sigma > \omega_{pe}$ . Умножая (1) на полный объем слоя диссипации  $V = Sd$ , где  $S$  — поверхность этого слоя, получим для полной мощности

$$P \approx \frac{c^2 B^2 S}{16\pi^2 \sigma d} < \frac{m_e^{1/2} c S B^3}{(4\pi)^{5/2} m_i v_{Te} n_e^{1/2}}. \quad (2)$$

Подставляя сюда численные значения параметров, приведенных в разд. 1 (в частности,  $P \approx 10^{28} \text{ эрг/с}$ ), получим, что в области диссипации должно быть  $B \gtrsim 10^2 \text{ Гс}$ . Это значение еще не противоречит данным наблюдений, но неравенство (2) очень сильное — поскольку здесь использованы существенно заниженные пределы  $d$  и  $\sigma$  и не ясно, могут ли они достигаться в реальных условиях. Столь жесткие ограничения на параметры области диссипации представляют собой вторую трудность.

Аннигиляция наступает тогда, когда токовая скорость  $v_d$  (относительная скорость электронов и ионов) превышает некоторый предел  $v_{th}$ :

$$v_d = \frac{J}{n_e e} \approx \frac{cB}{4\pi n_e ed} > v_{th}. \quad (3)$$

Задача теории заключается в определении этого порога. В модели динамической диссипации Сыроватского [9] принималось  $v_{th} \approx c$ , что сразу требует очень малого значения толщины токового слоя:  $d \leq 10 \text{ см}$ . Однако в действительности порог токовой скорости для появления быстрой диссипации магнитного поля много ниже. Кроме того, эффект включения быстрой диссипации может быть многоступенчатым.

По-видимому, вначале происходит срыв в бунeman-буккеровскую неустойчивость, где порог близок к тепловой скорости электронов.

$$v_{th} = v_{Te} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}, \quad d \leq \frac{c^2 \omega_{Be}}{v_{Te} \omega_{pe}^2} \approx 10^{10} \frac{B (\Gamma c)}{n_e (cm^{-3})} cm$$

(температура  $T_e$  выражена в энергетических единицах). Здесь требование к толщине слоя диссипации несколько слабее, но все же очень жесткое: величина  $d$  не должна быть больше нескольких метров.

Инкремент бунемановской неустойчивости

$$\gamma_B \approx \frac{1}{\sqrt{3}} \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/3} \omega_{pe} \quad (4)$$

позволяет оценить электропроводность:

$$\sigma_B = \frac{\omega_{pe}^2}{4\pi \gamma_B} \approx \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/3} \omega_{pe} \approx 1.7 \omega_{pe}. \quad (5)$$

Этот случай наиболее благоприятен для достижения максимальной мощности диссипации магнитного поля.

После первоначального срыва в бунемановскую неустойчивость хотя бы в одной небольшой области создаются условия, благоприятные для появления неустойчивости на ионно-звуковых волнах. Здесь порог

$$v_{th} = v_s = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \approx \frac{1}{40} v_{Te}. \quad (6)$$

Толщина слоя диссипации может быть больше — десятки метров, но инкремент много ниже —

$$\gamma_s \approx \frac{1}{10} \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{v_d}{v_{Te}} \omega_{pe} \approx 10^{-3} \omega_{pe}, \quad (7)$$

и, как следствие, аномальная проводимость турбулентной плазмы больше, чем в первом случае:

$$\sigma \approx 10^2 \omega_{pe}. \quad (8)$$

Все это означает, что в области диссипации магнитного поля должны быть мелкомасштабные, но сильные магнитные поля и что здесь должна иметь место неустойчивость с относительно большим инкрементом. Эти требования достаточно жесткие, но пока у нас нет оснований утверждать, что их реализация вообще невозможна.

Еще одна трудность теории связана с определением скорости удаления «продуктов» аннигиляции, т. е. горячего газа и быстрых частиц из области вспышки. Дело в том, что давление нагретого газа и ускоренных частиц будет препятствовать дальнейшему сужению, без которого невозможно сохранение толщины токового слоя диссипации на том уровне, при котором эта диссипация происходит быстро.

Новые «порции» плазмы с магнитным полем поступают в область диссипации со скоростью, определенной диффузией магнитных силовых линий. Если использовать предположение о равенстве магнитного и газового давлений в области втекания газа, то можно получить следующие универсальные формулы для скорости втекания [1]. В случае бунемановской неустойчивости

$$v_D \approx \frac{v_m}{d} \approx \frac{c^2}{4\pi\sigma d} \approx \frac{c}{2\sqrt{2}\pi} \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/3} \approx 3 \cdot 10^8 cm/c, \quad (9)$$

а в случае ионно-звуковой неустойчивости

$$v_D \approx \frac{c}{4\sqrt{2}\pi} \frac{m_e}{m_i} \approx 10^6 \text{ см/с.} \quad (10)$$

Здесь  $\nu_m$  — магнитная вязкость.

Втекание газа происходит по всей поверхности слоя диссипации, но удаление «продуктов диссипации» возможно лишь через «торцы» токового слоя, т. е. вдоль магнитного поля. Из баланса получается следующее соотношение для скорости удаления горячего газа и быстрых частиц:

$$v_e \approx v_D \sqrt{\frac{S}{d^2}}. \quad (11)$$

С учетом приведенных выше оценок величины толщин токового слоя получаем  $\sqrt{Sd^{-2}} \approx 10^6$ , но при этом равенство (11) оказывается невозможным.

Указанная трудность может быть преодолена в предположении, что уход нагретого газа и быстрых частиц из области диссипации связан с развитием какой-либо неустойчивости. Например, это может быть перестановочная неустойчивость с инкрементом

$$\gamma_A \approx \frac{v_A}{VRd} \leq \frac{v_A}{3d}, \quad (12)$$

где  $v_A$  — альвеновская скорость,  $R$  — радиус кривизны магнитных силовых линий. В этом случае процесс аннигиляции происходит как бы быстрыми «вспышками» — продукты аннигиляции «выстреливаются» из токового слоя со скоростью порядка альвеновской. Повторяемость таких вспышек порядка  $10^{-3}$  —  $10^{-4}$  с. Пока наблюдение этого эффекта — за пределами существующей разрешающей способности по времени, однако уже удалось показать существование тонкой структуры рентгеновского излучения солнечных вспышек с характерными временами до  $5 \cdot 10^{-2}$  с [10].

По-видимому, в процессе удаления «продуктов» диссипации из области вспышек большую роль может играть и модуляционная неустойчивость. Как известно, в этом случае в плазме с развитой ленгмюровской турбулентностью образуются «каверны» — области с повышенной концентрацией энергии плазменных волн и пониженной концентрацией электронов, — движущиеся со скоростью порядка ионно-звуковой  $\nu_s$ . Характерный размер этих каверн к моменту их «коллапса» примерно в 5—10 раз больше дебаевского радиуса.

В следующем разделе мы рассмотрим подробнее модуляционную неустойчивость и ее роль в солнечных вспышках.

Во всяком случае, распад слоя аннигиляции и выбрасывание из него нагретого газа и ускоренных частиц вряд ли представляет собой плавный процесс. Вероятнее всего здесь происходит импульсное выбрасывание сгустков нагретой плазмы и пучков быстрых электронов со скоростями, близкими к альвеновской и ионно-звуковой скорости или средней скорости ускоренных электронов. Это выбрасывание происходит не только со стороны торцов токового слоя, но и в других направлениях, но их движение все же контролируется магнитным полем в окрестности вспышки.

Отсюда также следует, что простая модель однородного тонкого токового слоя, в котором происходит более или менее плавная дисси-

ция энергии магнитного поля, вряд ли соответствует действительности. Скорее всего область диссипации представляет собой турбулентную, очень неоднородную область с быстроменяющимися параметрами.

### 3. УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Обсуждались различные механизмы ускорения частиц в солнечных вспышках. Несколько условно их можно разделить на две группы. Если в области диссипации магнитного поля существуют более или менее регулярные электрические поля, то возможно ускорение в таких полях. В частности, для этого необходимо, чтобы величина электрического поля была больше дрейсеровского значения  $-4\pi e \omega_{pe}^2 v_{Te}^{-2}$ . Тогда здесь могут появиться убегающие электроны. Но в подобных моделях много трудностей (см. [1, 5]).

Более вероятны модели, связывающие ускорение частиц с плазменной турбулентностью. В случае сильной турбулентности стохастическое ускорение оказывается очень эффективным, в частности, и из-за концентрации плазменных волн в кавернах. Приведем здесь соответствующие оценки [2, 11].

Сильная турбулентность вполне вероятна в области аномальной диссипации магнитного поля. В самом деле, согласно сказанному выше, при этой диссипации необходима по крайней мере ионно-звуковая турбулентность, поскольку иначе невозможно получить аномально низкую проводимость. Но, согласно экспериментальным данным, при этом почти всегда возникает и ленгмюровская турбулентность с общей плотностью энергии на один-два порядка меньше, чем в ионно-звуковых волнах. Поэтому полная плотность энергии ленгмюровских волн  $W^l$  не меньше чем  $10^{-3} - 10^{-4}$  от плотности тепловой энергии, а этого вполне достаточно для появления модуляционной неустойчивости.

Величина инкремента модуляционной неустойчивости

$$\gamma_m \approx \omega_{pe} \left( \frac{m_e}{m_i} \frac{W^l}{n_e T_e} \right)^{1/2} \approx 10^{-4} \omega_{pe}, \quad (13)$$

с одной стороны, меньше, чем инкременты возбуждения плазменной турбулентности в области диссипации магнитной энергии, но существенно больше, чем инкременты распада токового слоя, и поэтому образование здесь каверн весьма вероятно.

Характерный размер каверн в момент их образования

$$\lambda_m \approx \frac{v_{Te}}{\omega_{pe}} \left( \frac{m_i}{m_e} \frac{n_e T_e}{W^l} \right)^{1/4} \approx 50 \text{ см.} \quad (14)$$

Затем они быстро сжимаются до размеров порядка нескольких длин дебаевского радиуса ( $5 \cdot 10 \text{ см}$ ). Соответствующим образом увеличивается и плотность энергии плазменных волн в кавернах.

Эффективность сильной турбулентности при стохастическом ускорении связана с тем, что сжатие в кавернах перекачивает энергию плазменных волн к меньшим фазовым скоростям, т. е. к большей вероятности резонансного взаимодействия с ускоренными частицами. Другое объяснение этого эффекта — в сжатой каверне время пролета быстрой частицы через каверну сравнимо со временем колебания поля в каверне, т. е. поле за это время не меняет знака.

Характерный инкремент стохастического ускорения в поле сильной плазменной турбулентности определяется соотношением ([2, 11])

$$\gamma_* \approx \omega_{pe} \sqrt{\frac{T_e}{\epsilon_k}} \frac{W^l}{n_e T_e} \approx \omega_{pe} \frac{v_{Te}}{v_k} \frac{W^l}{n_e T_e} \approx 10^{-4} \omega_{pe}, \quad (15)$$

где  $\epsilon_k \approx \frac{1}{2} m_e v_*^2$  — кинетическая энергия ускоренных частиц. Численная оценка, полученная для скорости этих частиц,  $v_* \approx 10^{10} \text{ см/с}$ , соответствует наблюдаемым в межпланетном пространстве электронам.

С другой стороны, сопоставление инкремента (15) с характерным временем распада токового слоя позволяет оценить энергию, которая может быть достигнута в этом процессе. Полагая характерное время ухода частиц  $l/v_*$  (где  $l$  — размер области диссипации) равным величине  $1/\gamma_*$ , получаем для максимальной энергии ускоренных частиц

$$\varepsilon_* \leq m_e \omega_{pe} v_{Te} l \frac{W^l}{n_e T_e} \approx 100 \text{ МэВ} \quad (16)$$

при  $l \approx 10^9 \text{ см}$ . Таким образом, в соответствии с этим механизмом можно получить ускорение электронов до ультрагрелятивистских энергий, а также ускорение протонов. В действительности подавляющая часть электронов имеет много меньшую энергию, поскольку время их пробега через область ускорения (область диссипации магнитного поля) также много меньше величины  $l/v_* \approx 10^{-1} \text{ с}$ , принятой в численной оценке (16), поскольку меньше и толщины слоев.

Ускоряемые частицы диффундируют в области диссипации, причем здесь большую роль играет и магнитное поле. Для определения функции распределения ускоренных частиц необходимо рассмотреть как инжекцию частиц в механизме ускорения, так и диффузию частиц в этой области. В частности, подобное рассмотрение для идеализированной постановки задачи было проведено в работах [1, 11], где была получена следующая функция распределения:

$$f_\varepsilon \sim \frac{1}{\varepsilon^\alpha} \exp \left[ - \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^\alpha \right]. \quad (17)$$

Здесь  $\varepsilon_0$  — параметр распределения и  $\alpha = 1/2; 1$  при разных условиях выхода частиц.

Можно, однако, думать, что турбулентный и очень неоднородный характер области диссипации магнитного поля в солнечной вспышке должен приводить к сложным и разнообразным функциям распределения быстрых частиц по их энергиям.

Не удается пока теоретически оценить и эффективность этого механизма для определения относительного количества ускоренных частиц и доли энергии диссипации, переданной быстрым частицам. Но поскольку здесь плазменная турбулентность определяет как диссиацию магнитного поля, так и ускорение частиц, то можно считать, что доля ускоренных частиц не может быть малой и что наблюдательная оценка этой величины (больше  $10^{-3}$ ) не противоречит теоретическим представлениям.

Приведенные выше соображения об ускорении частиц в плазменной турбулентности с модуляционной неустойчивостью имеют довольно общий характер, и их можно и не связывать с моделью тонкого токового слоя. Возможно действие такого механизма и на фронтах ударных волн — в связи с этим можно напомнить о явлении «елочной» структуры на динамических спектрах радиовсплесков II типа. Можно пойти еще дальше и предположить, что сама диссиация энергии в солнечных вспышках связана с образованием здесь системы ударных волн. В частности, подобное предположение рассматривалось в работе Хоунга [5].

Большая роль ударных волн в явлении солнечных вспышек обнаруживается и в открытии транзиентов — выбросов из короны во время вспышек сгустков плазмы с массой порядка  $10^{16}$  г. Вероятно, они появляются, когда либо область диссипации магнитного поля затрагивает хромосферу и переходный слой и образующиеся здесь ударные волны выбрасывают транзиенты, либо когда поток нагретого газа и ускоренных частиц вниз приводит к испарению хромосферы, что также сопровождается сверхзвуковыми потоками газа и образованием ударных волн.

Простые модели тонких токовых слоев вряд ли могут объяснить все многообразие явлений в солнечных вспышках. С другой стороны, несомненно, что быстрое накопление новых наблюдательных данных, особенно в рентгеновской астрономии, позволит получить в ближайшем будущем более ясное представление о процессах в солнечных вспышках.

### ЛИТЕРАТУРА

1. S. A. Kaplan, S. B. Pikel'ner and V. N. Tsytovich, Phys. Rep., 15C, № 1 (1974).
2. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович, Физика плазмы солнечной атмосферы, изд. Наука, М., 1977.
3. J. A. Vorgrahl, Ap. J. (in press).
4. P. Ho young, J. C. Brown and H. F. van Beck, Solar Phys., 1976.
5. P. Ho young, Astron. Astrophys. (in press).
6. J. A. Vorgrahl, E. G. Gibson, P. B. Landecker, D. L. McKenzie and J. H. Underwood, Solar Phys., 45, 199 (1975).
7. L. D. Feiter, in Solar Gamma-X-EUV Radiation, R. Kane (Ed.), 1975 p. 283.
8. О. М. Коврижных, М. И. Кудрявцев, А. С. Мелиоранский, И. А. Савенков, Л. М. Чунова, В. М. Шамолин, Космические исследования (в печати).
9. С. И. Сыроватский, Труды ФИАН СССР, № 74, 1 (1974).
10. T. L. Beigman, Yu I. Grineva, S. L. Mandelstam, L. A. Vainstein and I. A. Zhitnik, Solar Phys., 9, 160 (1969)
11. С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович, Астрон. ж., 52, 738 (1975).

Научно-исследовательский радиофизический институт,  
Горький, СССР

### PROBLEMS OF SOLAR FLARES THEORY

| S. B. Pikel'ner, S. A. Kaplan

A summary of the main problems and difficulties in the solar flares theory is presented. The criteria of formation of a current layer with abnormal conductivity and the role of modulation instability in stochastic particle acceleration are considered.

УДК 523.164

## УПРАВЛЯЕМЫЕ КОМПЬЮТЕРОМ УЗКОПОЛОСНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ В СОЛНЕЧНОЙ АСТРОНОМИИ\*

*P. Дж. Брей*

Описаны два узкополосных оптических фильтра в Национальной измерительной лаборатории (Сидней, Австралия): 1) двупреломляющий с полосой  $1/8 \text{ \AA}$  и 2) находящийся в настоящее время в изготовлении из трех интерферометров Фабри — Перо с шириной полосы менее  $1/20 \text{ \AA}$ . Приведен пример использования управляемого компьютером фильтра для получения фундаментальных солнечных данных.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Широкополосные оптические фильтры двупреломляющего типа и типичные образцы фотографий Солнца, полученные с их помощью, хорошо известны. Под «широкополосными» мы подразумеваем фильтры с полосой пропускания  $0,5 — 0,7 \text{ \AA}$ , употребляемые вот уже 20 лет. На Западе они выпускаются несколькими фирмами, включая «OPL» в Париже и «Халле» в Берлине. Аналогичные фильтры изготавливаются в Восточно-Европейских странах и в Советском Союзе\*\*.

Широкополосные фильтры широко используются в изучении морфологии и динамики различных хромосферных образований, видимых в линии  $H_{\alpha}$  водорода. Они применяются также для изучения связи между такими проявлениями активности как вспышки и различные типы всплесков солнечного радиоизлучения. Однако из-за широкой полосы пропускания этим фильтрам свойственна определенная ограниченность. Во-первых, они не могут быть использованы для исследования того, как интересующая нас структура меняется с высотой в солнечной атмосфере. Во-вторых, они не позволяют определить профиль фраунгоферовой линии какой-либо активной области, который содержит много полезной информации. Таким образом, нам необходимы фильтры с гораздо более узкой полосой пропускания, способные к тому же быстро и автоматически настраиваться на линию  $H_{\alpha}$  и другие фраунгоферовы линии.

В этом обзоре мы кратко опишем две системы таких фильтров — изготовленную и изготавливаемую в Национальной измерительной лаборатории (КСИРО, Сидней). Первая — управляемый компьютером  $1/8 \text{ \AA}$ -фильтр двупреломляющего типа. Он предназначен для исследований в линии  $H_{\alpha}$ , но может быть использован также для близлежащей фотосферной линии Fe I  $6569 \text{ \AA}$ . Этот фильтр используется солнечной обсерваторией КСИРО около 6 лет, и результаты наблюдений пред-

\* Перевод с английского В. Михалковского, В. Скоморовского.

\*\* Об истории разработки двоякпреломляющего фильтра см. [1], разд. 1.7 и 3.2.2.

ставлены в серии работ, опубликованных в журнале «Solar Physics». Вторая система, находящаяся еще в изготовлении, будет иметь ширину полосы от  $1/22$  до  $1/48 \text{ \AA}$  в зависимости от длины волны. Она состоит из трех управляемых компьютером и серво-системой интерферометров Фабри-Перо, работающих последовательно. Наряду с линией  $H_{\alpha}$  будет предварительно отобрано девять других фраунгоферовых линий и обеспечена быстрая настройка на любую из них. В пределах каждой линии будет производиться фотографирование на любой длине волны в соответствии с запрограммированной схемой, вводимой наблюдателем в компьютер.

Наконец, в качестве примера использования управляемых компьютером фильтров для получения фундаментальных солнечных данных опишем, как фотографии, полученные в линии Fe I, были недавно использованы для уточнения скорости конвекции, связанной с солнечными гранулами.

## 2. УПРАВЛЯЕМЫЙ КОМПЬЮТЕРОМ ФИЛЬТР ДВУПРЕЛОМЛЯЮЩЕГО ТИПА

$1/8 \text{ \AA}$ -фильтр КСИРО весьма полно описан в литературе [2-4], поэтому мы ограничимся только несколькими замечаниями. Фильтр состоит из 56 оптических элементов, помещенных в заполненную иммерсионным маслом камеру с контролируемой температурой. Во избежание смещения длины волны температура должна поддерживаться постоян-

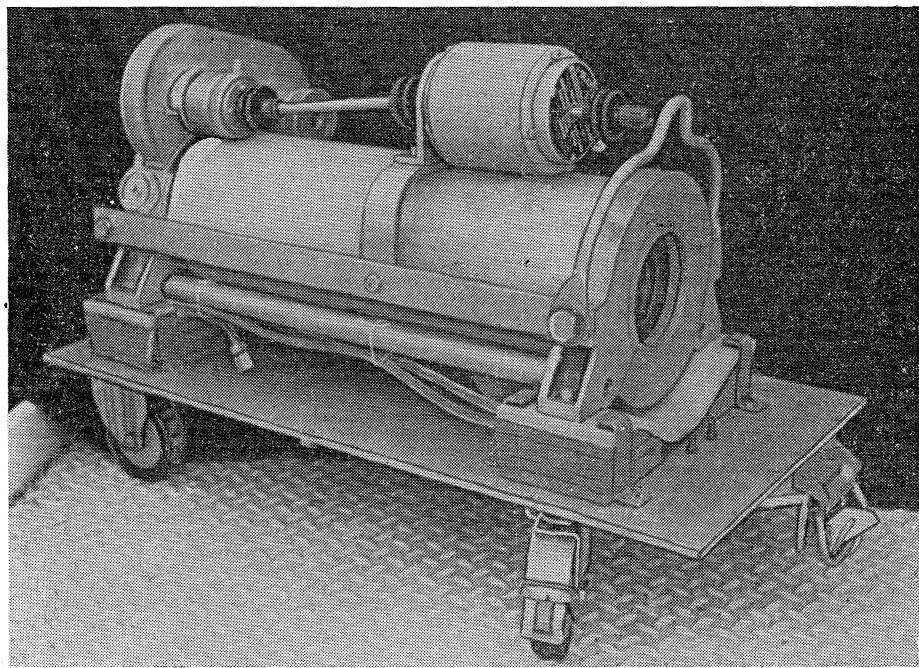


Рис. 1. Управляемый, компьютером  $1/8 H_{\alpha}$ -фильтр двупреломляющего типа. В верхней части виден шаговый двигатель, регулирующий 8 настраиваемых элементов.

ной с точностью до  $1/100^{\circ} \text{ С}$ . Восемь оптических элементов вставлены в зубчатые кольца, которые являются частью сложной шестеренчатой системы. Последняя соединяется с внешним валом, который приводится во вращение шаговым двигателем (рис. 1), управляемым небольшой

ЦВМ (рис. 2). Таким образом, фильтр может быть настроен на длину волны в пределах  $32 \text{ \AA}$  с центром в линии  $H\alpha$ .

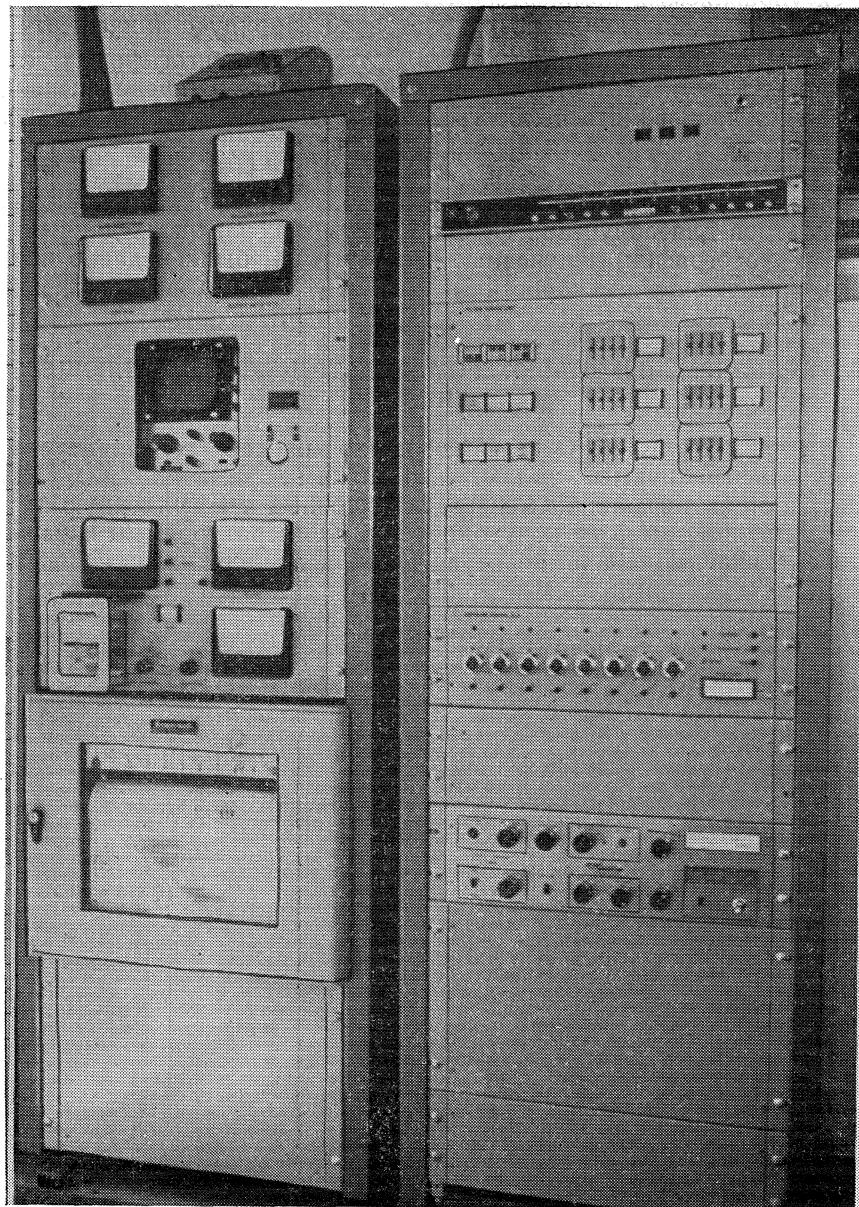


Рис. 2. Управляющая ВМ для  $1/8 \text{ \AA}$ -фильтра [4]. Четыре тумблера (справа вверху) предназначены для настройки на необходимую длину волны; настройка на линию  $H\alpha + O\alpha$  стационарная. Прецизионные реостаты внизу задают необходимое время экспозиции для каждой выбранной длины волны. Пульт управления (слева) имеет устройство, контролирующее качество изображений, используемое для запуска последовательности снимков.

Фильтр установлен на 30-сантиметровом телескопе-рефракторе высокой разрешающей способности (рис. 3). Перед  $1/8 \text{ \AA}$ -фильтром в ка-

честве предварительного фильтра при наблюдениях в линии  $H_{\alpha}$  используется 1 Å-фильтр Халле [6]. Несмотря на значительную фильтрацию и связанное с этим увеличение времени экспозиции, достигаемое пространственное разрешение составляет около 0'',7 — 1'',0.

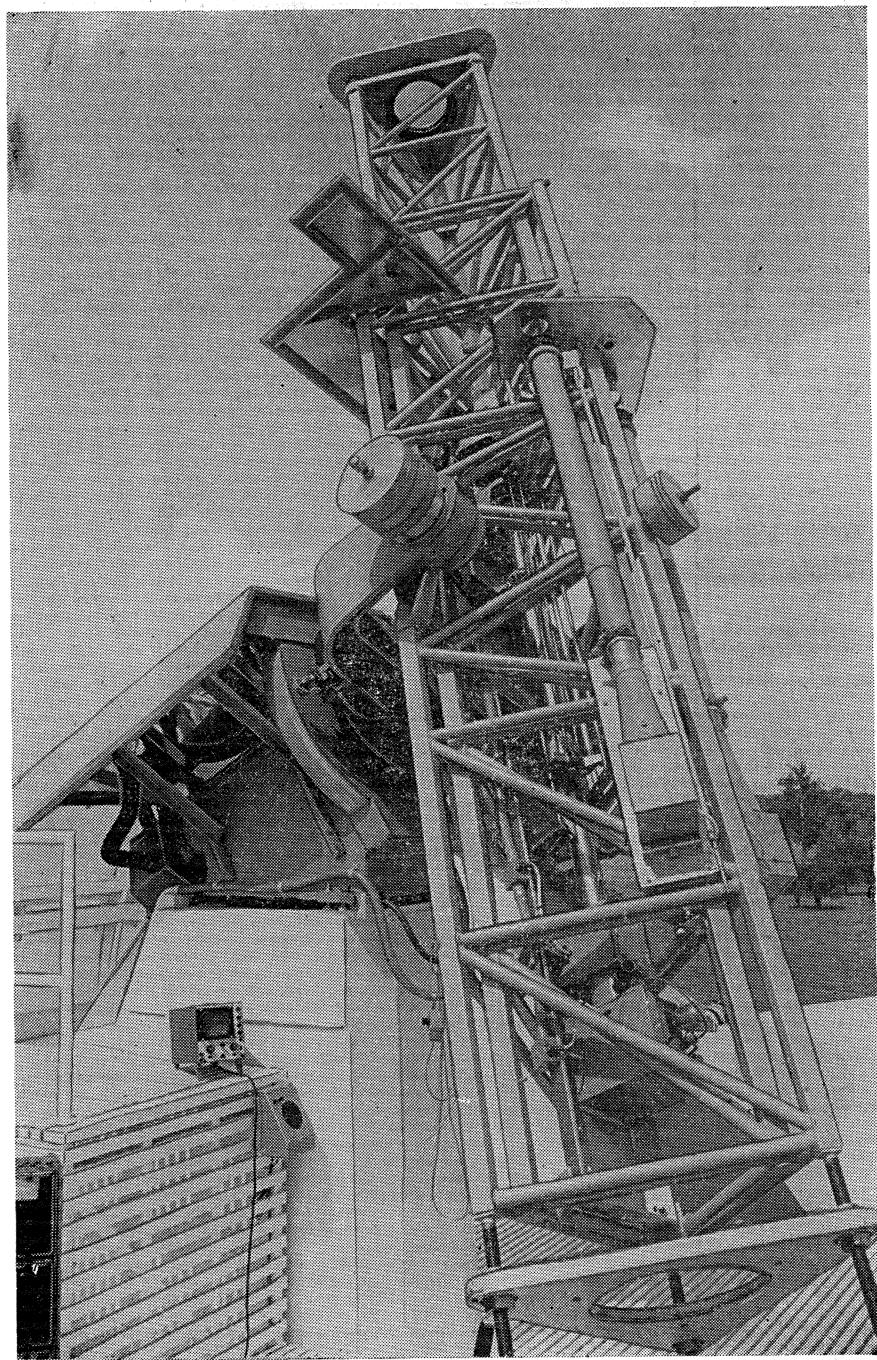


Рис. 3. 30-санитметровый рефрактор солнечной обсерватории КСИРО [5]. 1/8 Å-фильтр на этой фотографии не показан.

На рис. 4 и 5 приведено несколько типичных фотографий, полученных этим инструментом. На рис. 4 показано солнечное пятно в линиях  $H_{\alpha} + 0,75 \text{ \AA}$  и  $H_{\alpha} + 0,25 \text{ \AA}$ . Это лишь две фотографии из семи, полученных на различных длинах волн в линии  $H_{\alpha}$ . Хорошо видно большое изменение внешнего вида, что частично вызвано различием высот.

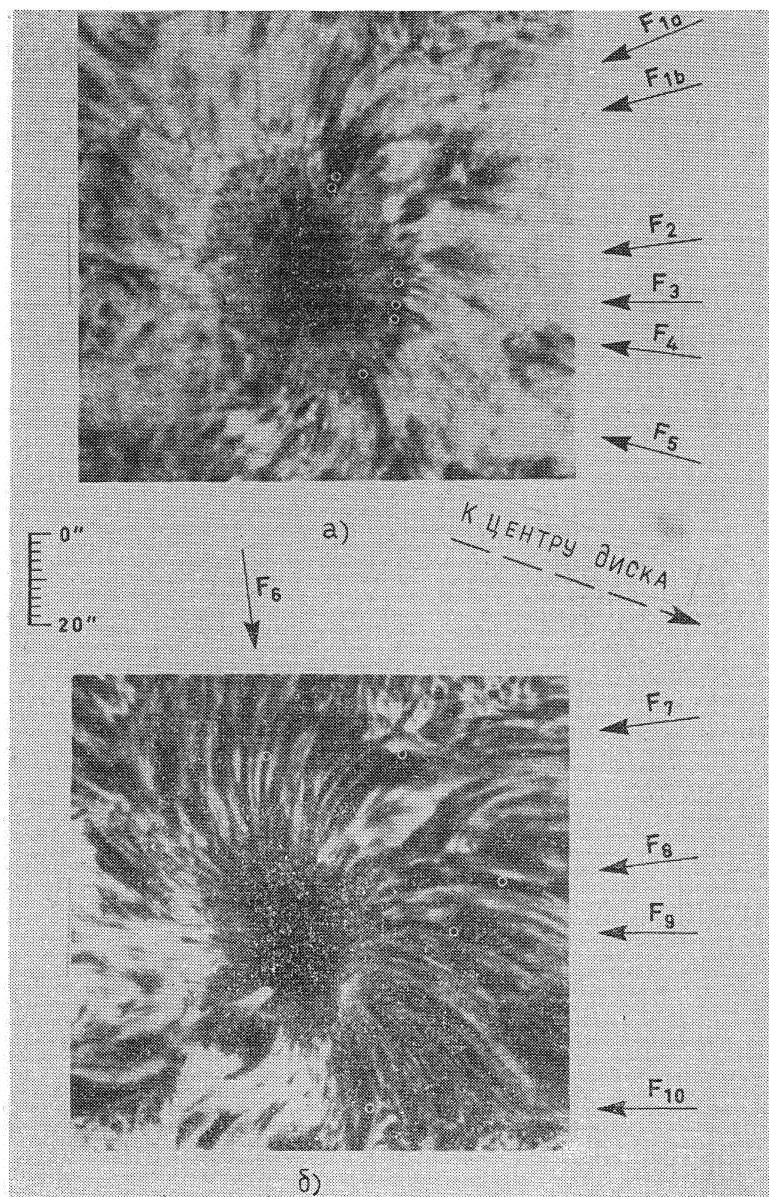


Рис. 4. Солнечное пятно, сфотографированное в линиях а)  $H_{\alpha} + 0,75 \text{ \AA}$  и б)  $H_{\alpha} + 0,25 \text{ \AA}$ . Малые светлые кружки показывают места, в которых проводилось микрофотометрирование на каждом из семи кадров в спектральной последовательности [7]. О полной последовательности того же пятна см. [8], рис. 1—4.

Микрофотометрия семи фотографий произведена в отмеченных местах, и при помощи этого воспроизведены профили в линии  $H_{\alpha}$  в каждом из одиннадцати положений.

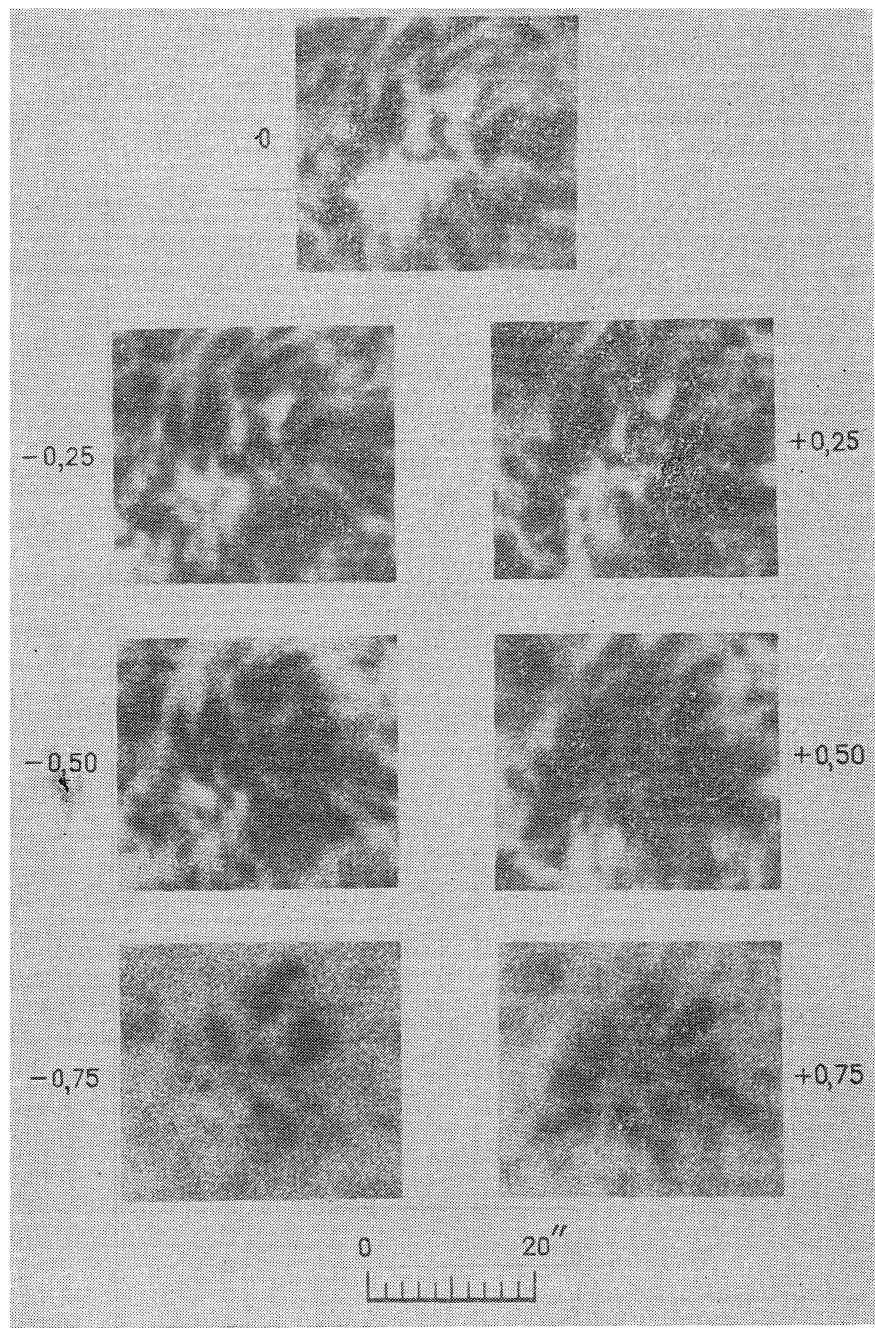


Рис. 5. Светлые и темные узелки спокойной хромосферы, сфотографированные почти одновременно в семи длинах волн в пределах от  $H_{\alpha} - 0,75 \text{ \AA}$  до  $H_{\alpha} + 0,75 \text{ \AA}$ . Проведено микрофотометрирование десяти узелков на семи фотографиях с целью построения их  $H_{\alpha}$ -профилей [9].

Микрофотометрия последовательности снимков с различными длинами волн (рис. 5) позволила определить  $H_{\alpha}$ -профили десяти отобранных светлых и темных узелков вблизи центра диска [9]; дополнительные данные получены на лимбе [10]. Считается, что в виде темных узелков на диске воспринимаются образования, которые на лимбе имеют вид спирекул. Среди результатов, полученных по  $H_{\alpha}$ -профилям, представляют интерес допплеровские скорости узелков. Однако следует отметить, что теория  $H_{\alpha}$ -профилей таких образований отстает от наблюдений. С другой стороны, наличие экспериментальных данных, полученных за последнее время, заставляет обратить более пристальное внимание на теорию [11, 12].

$1/8 \text{ \AA}$ -фильтр, способный настраиваться, кроме линии  $H_{\alpha}$ , еще на несколько линий, был описан недавно сотрудниками обсерватории Сакраменто Пик [13]. Однако, как мы увидим ниже, в действительности полоса пропускания  $1/8 \text{ \AA}$ -фильтра достаточно широкая для всех линий, кроме сильнейших фраунгоферовых линий. Более того, размеры самых больших оптических элементов  $1/8 \text{ \AA}$ -фильтра, которые изготавливаются из природного кальцита, уже достигают 5 см. Таким образом, слишком мало надежд еще более уменьшить ширину полосы фильтра двупреломляющего типа. В связи с этим мы вынуждены обратиться к совершенно иному принципу: в данной работе будет приведено описание тройной системы Фабри—Перо, которая разрабатывается в Сиднее.

### 3. СВЕРХУЗКОПОЛОСНЫЙ ФИЛЬТР НА БАЗЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ ФАБРИ — ПЕРО

На рис. 6 показан способ управления расстоянием между зеркалами отдельного интерферометра [14]. Над основным интерферометром помещается вспомогательный интерферометр, зеркала которого расположены под углом  $\alpha$  друг к другу. При наклоне расстояние между зеркалами в верхней части меняется. Пучок белого света проходит через эту часть вспомогательного интерферометра,

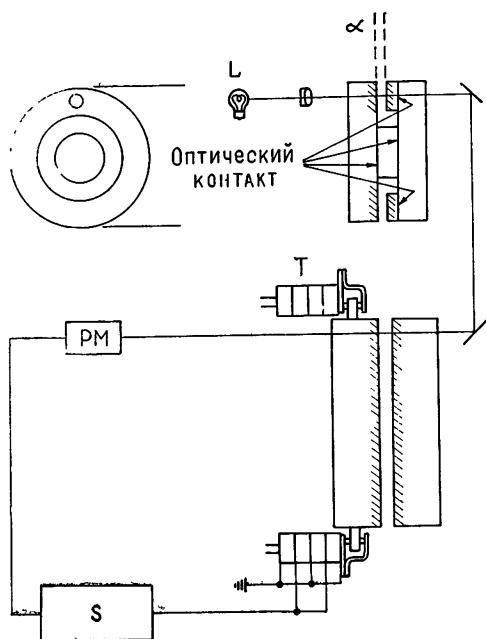


Рис. 6. Интерферометр Рамсея [14]: принцип управления базой с использованием вспомогательного интерферометра.

ваемым на три пьезо-электрических прокладки, к которым прилегают пластинки основного интерферометра. Таким образом, установка вспомогательного интерферометра по углу используется для регулирования промежутка основного интерферометра.

Две подобные системы используются для поддержания строгой параллельности пластинок основного интерферометра. Этот метод управления промежутком и параллельностью пластинок интерферометра Фабри—Перо предложен Дж. В. Рамзеем, сотрудником Национальной измерительной лаборатории. Отдельный интерферометр Рамзея показан на рис. 7.

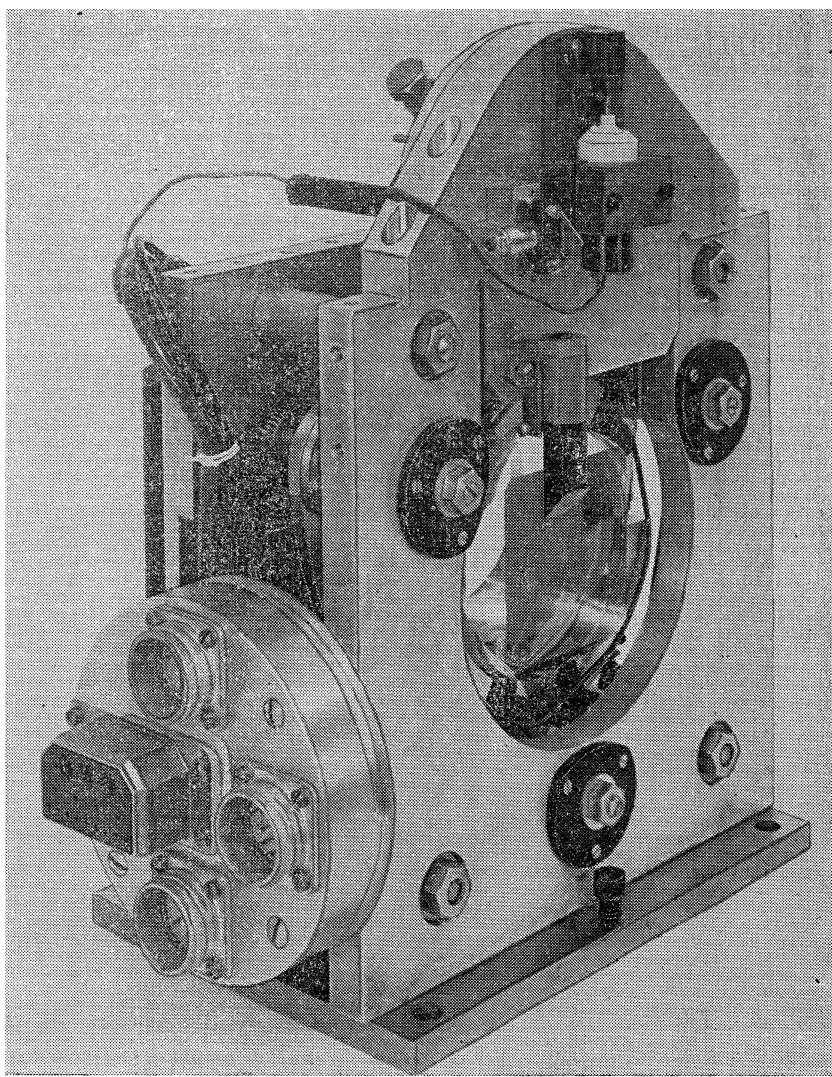


Рис. 7. Отдельный интерферометр Рамзея, оснащенный автоматическим управлением параллельности пластинок и промежутков. Три таких инструмента составляют узкополосный фильтр [15]. Главные пластинки имеют диаметр 75 м.м., рабочая апертура 52 м.м.

Мы последовательно соединяем три таких интерферометра, тщательно выбирая правильную величину промежутка для каждого из них.

Далее, перед интерферометрами помещаем высококачественный интерференционный фильтр для выделения спектральной области, содержащей интересующую нас фраунгоферову линию. Такая система образует узкополосный фильтр [15]; на рис. 8 показана солнечная активная область, сфотографированная в линии D<sub>1</sub>Na с помощью этого фильтра. Фотография была получена на 20-сантиметровом телескопе с умеренным разрешением — около 20''. При установке фильтра на 30-сантиметровый телескоп с высокой разрешающей способностью мы надеемся добиться разрешения 0,5—1'',0; основанием для такой надежды служит наш опыт работы на этом телескопе с использованием фильтров двупреломляющего типа.

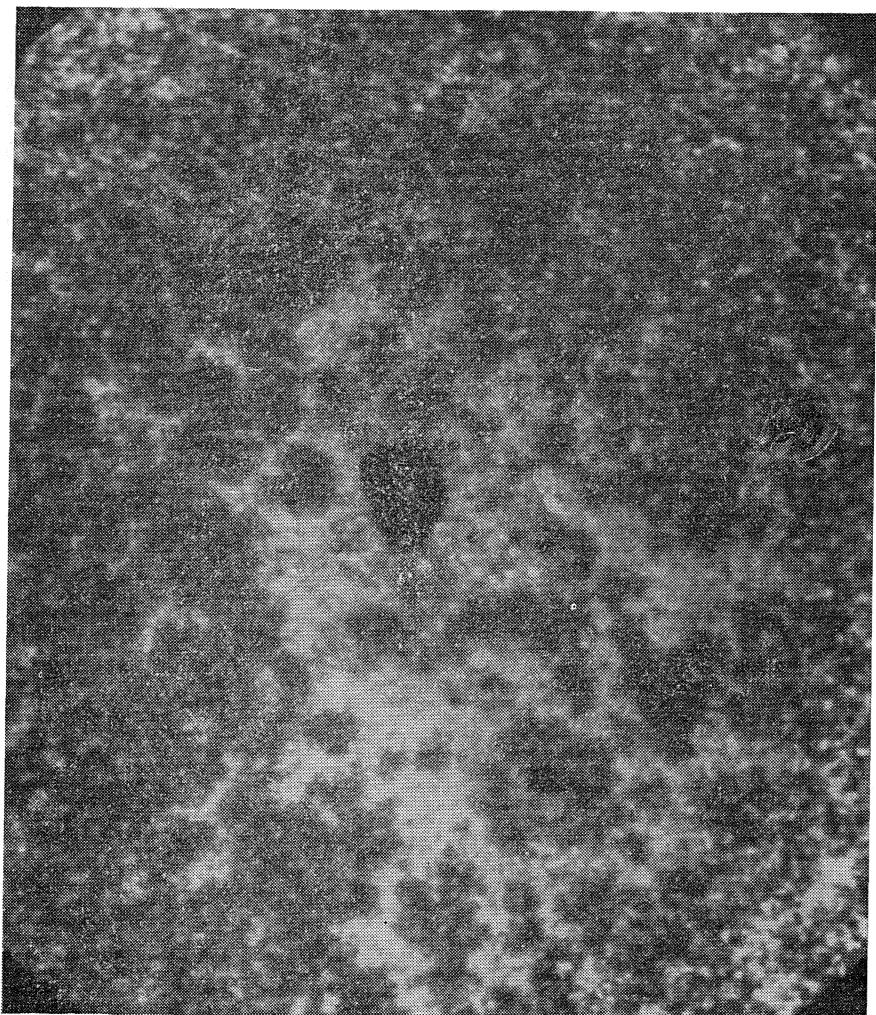


Рис. 8. Активная область, сфотографированная в центре линии D<sub>1</sub>Na с использованием тройной системы интерферометров Фабри—Перо.

Следующим шагом в развитии этой системы должно быть управление с помощью компьютера, во-первых, тремя вспомогательными интерферометрами и, во-вторых, двойной круговой кассетой фильтров. Она будет снабжена десятью интерференционными фильтрами, каждый из которых соответствует выбранной фраунгоферовой линии. Наблюдатель, таким образом, сможет запрограммировать фильтр для настрой-

ки на любую из десяти линий в любой последовательности. Внутри любой данной линии фильтру дается команда перестроиться на ряд длин волн согласно запрограммированной последовательности; при каждой установке делается фотография. Фраунгоферовы линии, выбранные для предварительных исследований, включают линии  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$ , D<sub>Na</sub>, D<sub>3</sub>Na, триплеты Зеемана с высокой и низкой чувствительностью и немагнитную линию, удобную для измерений скорости.

Для хорошей работы интерферометров Фабри—Перо требуется высокая стабильность условий в месте установки. Мы разрабатываем серво-системы для управления температурой и давлением и для компенсации дрейфов, возникающих вследствие деформации при изменении ориентации телескопа. Малые ошибки в параллелизме пластин устраняются непрерывно. Большие погрешности, вызванные неизбежными возмущениями на телескопе, автоматически корректируются с временной задержкой на несколько секунд с помощью специально сконструированной схемы «поиска интерференционной полосы».

#### 4. ПРИМЕР ИСПОЛЬЗОВАНИЯ — ПОЛУЧЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ДАННЫХ

Обратимся к результатам наблюдений, полученным с 1/8 Å-фильтром, чтобы проиллюстрировать, как можно получить фундаментальные солнечные данные по фотографиям, сделанным на некоторых длинах волн в соответствующей линии. На рис. 9 показана последовательность фотографий солнечных гранул, сделанных на различных участках фотосферной линии Fe I 6569 Å. Видно, что контраст в красном крыле линии большой, но в синей части гранулы фактически исчезает. Этот факт можно объяснить с помощью опубликованной Беккером [16] и воспроизведенной на рис. 10 диаграммы, где показаны (качественно) профили линии для гранул и межгранульных темных промежутков. Так как гранулы ярче, то их профиль более четкий, чем профиль для межгранульных промежутков. Кроме того, видно, что последний смешен в красную часть спектра, поскольку темное вещество движется вниз. Контраст на любой длине волн пропорционален разности показаний кривых, взятых в соответствующей точке. Следовательно, гранулы обладают большей видимостью в красной области и исчезают в синей, где кривые соприкасаются друг с другом.

Если бы мы знали глубину и ширину обоих профилей, а также их взаимное допплеровское смещение, тогда, очевидно, можно было бы предсказать изменение контраста. С другой стороны, мы смогли бы использовать полученное изменение для установления различных параметров профилей линий и смещение скорости. Используя такую возможность [17], мы получили результаты, представленные на рис. 11. Кружками помечены экспериментальные значения по данным микрофотометрирования ряда гранул и межгранульных темных промежутков, изображенных на рис. 9. По оси ординат отложено измеренное отношение интенсивности темного промежутка к интенсивности гранулы, так что  $C'' = 1$  соответствует исчезновению гранул. Кривая представляет теоретические значения, рассчитанные для определенного набора параметров (включая допплеровское смещение) с учетом пространственного и спектрального замывания.

Сравнивая результаты наблюдений с теоретическими кривыми, полученными для различных значений параметров, нам удалось определить эти параметры, включая разницу скоростей в гранулах и межгранульных промежутках. Последняя оказалась равной  $1,8 \pm 0,1 \text{ км/с}$ .

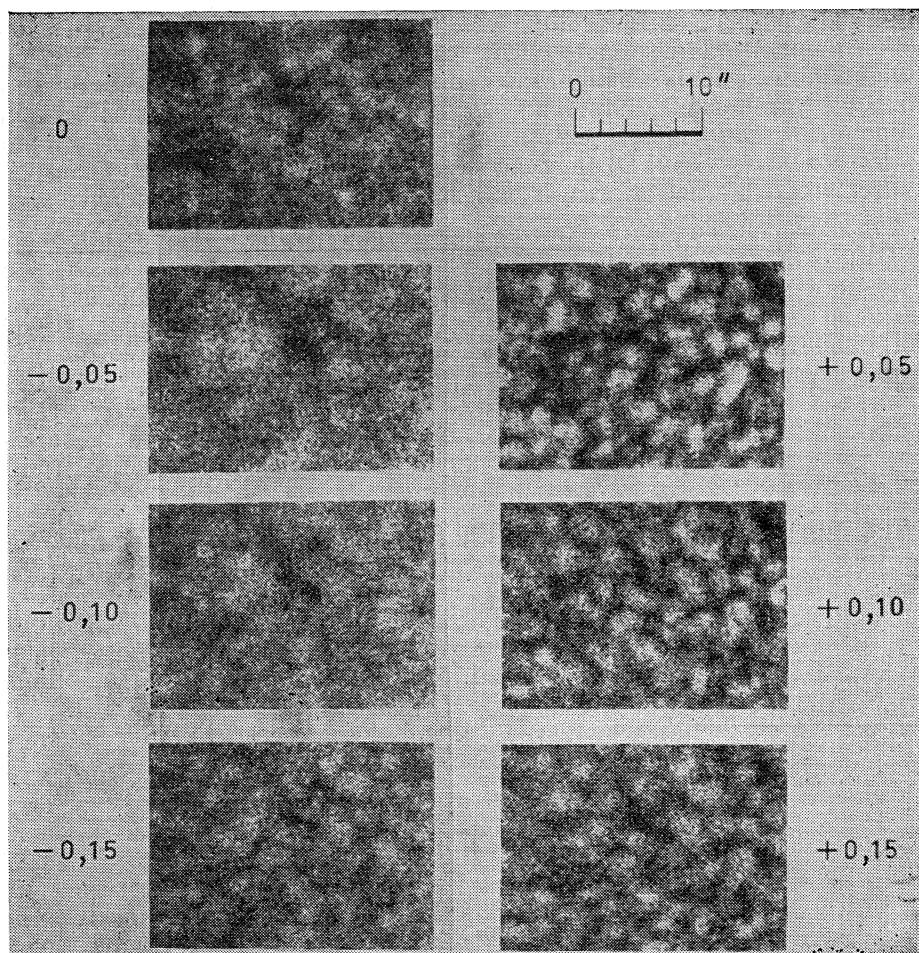


Рис. 9. Грануляция в центре диска, сфотографированная одновременно на семи длинах волн в линии Fe I 6569 Å. Обратите внимание на четко выраженную асимметрию контраста в двух крыльях линии из-за конвективных скоростей [17].

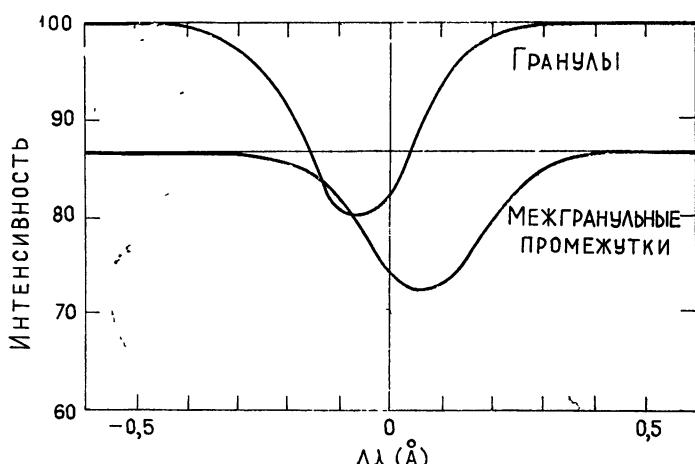


Рис. 10. Схематические профили гранул и межгранульных промежутков, свидетельствующие о влиянии скоростей на контраст [18].

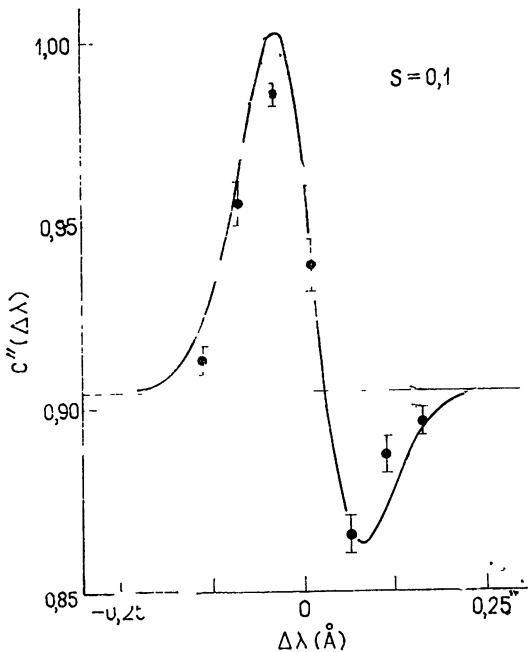


Рис. 11. Измеренные значения отношения межгранульного контраста к гранульному (темные кружки) в сравнении с теоретической кривой, рассчитанной для разности скоростей 1,8 км/с. Расчетные значения учитывают пространственное и спектральное замывание [17].

Как видно на примере рис. 11, контраст грануляции заметно меняется только в пределах  $0,05 \text{ \AA}$ . Эта цифра значительно меньше, чем полоса пропускания используемого  $1/8 \text{ \AA}$ -фильтра. Следовательно, больших поправок на спектральное замывание можно избежать, только используя фильтры с более узкой полосой, например типа Фабри—Перо.

В будущем такие фильтры, по-видимому, принесут пользу, возможно, в дополнение к обычным спектрографам и спектрографиам. По сравнению со спектрографом они имеют все преимущества двухмерного поля перед одномерным. Кроме того, благодаря высокому пропусканию они выгодны для получения изображений с высоким пространственным разрешением. И, наконец, компактность делает их незаменимыми для использования в космическом пространстве, например в пилотируемых космических лабораториях.

Автор благодарит Н. Брауна за проведенный расчет ширины полосы пропускания тройной системы интерферометров Фабри—Перо и за фотографию, приведенную на рис. 8.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. J. Bray and R. E. Loughhead, "The Solar Chromosphere", Chapman and Hall, London, 1974.
2. W. H. Steel, R. N. Smartt and R. G. Giovanelli, Austr. J. Phys., 14, 201 (1961).
3. J. M. Beckers, Thesis, AFCRL—Environmental Research Paper, No 49, 1964.
4. R. J. Bray and J. G. Winter, Solar Phys., 15, 309 (1970).
5. R. E. Loughhead, R. J. Bray, E. J. Tappere and J. G. Winter, Solar Phys., 4, 185 (1968).
6. R. E. Loughhead and E. J. Tappere, Solar Phys., 19, 44 (1971).
7. R. J. Bray, Solar Phys., 38, 377 (1974).
8. R. E. Loughhead, Solar Phys., 38, 77 (1974).
9. R. J. Bray, Solar Phys., 29, 317 (1973).

10. R. E. Loughhead, *Solar Phys.*, **29**, 327 (1973).
11. L. E. Cram, *Solar Phys.*, **42**, 53 (1975).
12. C. J. Durrant, *Solar Phys.*, **44**, 41 (1975).
13. J. M. Beckers, L. Dickson and R. S. Joyce, AFCRL Instr. Paper, No. 227 (1975).
14. J. V. Ramsay, *Appl. Opt.*, **5**, 1297 (1966).
15. J. V. Ramsay, H. Koblenz and E. G. V. Mugridge, *Solar Phys.*, **12**, 492 (1970).
16. J. M. Beckers, *Solar Phys.*, **3**, 258 (1968).
17. R. J. Bray, R. E. Loughhead and E. J. Tapere, *Solar Phys.* (in press)

Национальная измерительная лаборатория,  
Сидней, Австралия

## COMPUTER-CONTROLLED NARROW-BAND OPTICAL FILTERS IN SOLAR ASTRONOMY

*R. J. Bray*

The development of computer-controlled narrow-band optical filters at the National Measurement Laboratory, Sydney, Australia, is reviewed. Two filters are briefly described, a  $1/8 \text{ \AA}$  filter of the birefringent type and a triple Fabry—Perot interferometer system with a bandwidth  $< 1/20 \text{ \AA}$ , at present under construction. A case study in the use of a computer-controlled filter to obtain fundamental solar data is presented.

---

УДК 523.164.32

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В РАДИО- И ДАЛЕКОМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНАХ\*

*К. В. Шеридан, С. Ф. Смерд*

Сравниваются результаты наблюдений корональных дыр в далеком ультрафиолетовом и радиодиапазонах, полученные соответственно с помощью спектрографометра Гарвардского университета, установленного на борту «Скайлэба», и Кулгурского радиогелиографа. Предпринята попытка объяснить расхождения полученных данных об электронной плотности и температуре в переходной области и нижней короне.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Корональные дыры изучаются уже в течение нескольких лет, однако только в 1975—76 гг. была предпринята серьезная попытка выяснить их природу. В эти годы по инициативе НАСА была организована специальная группа, названная «Рабочей группой (серия А) по исследованию корональных дыр на Солнце со Скайлэбом». Подробный обзор полученных этой группой результатов исследования корональных дыр, в котором, однако, отсутствует обобщение этих результатов, был недавно дан в [1].

В настоящей работе приводятся результаты сравнения наблюдений, выполненных в далеком ультрафиолетовом (УФ) диапазоне с помощью спектрографометра Гарвардского университета, установленного на АТМ-Скайлэбе, а также наземных наблюдений на Кулгурском радиогелиографе [2, 3]. Ожидалось, что комплексное исследование позволит определить среднюю температуру и распределение плотности электронов в переходной области и нижней короне как внутри, так и вне корональной дыры. Однако, как показано в [4], обнаружилось существенное расхождение результатов: электронная плотность, полученная по наблюдениям в далеком УФ-диапазоне, почти в три раза превышает значение, вычисленное на основе радиоданных. Ниже обсуждаются возможные способы устранения этого расхождения.

### 2. НАБЛЮДЕНИЯ

Корональные дыры наблюдаются в широком диапазоне длин волн от рентгеновских, где они наиболее просто обнаружимы, до метровых волн. В радиодиапазоне при использовании инструментов с достаточно высоким двумерным разрешением возможность наблюдения зависит от контраста между яркостью дыры и окружающего ее фона. Табл. 1 показывает, что этот контраст изменяется примерно от 1,03:1 на 10,4 ГГц до 1 на 80 МГц с максимумом контрастности, равным 2:1 вблизи 1 ГГц для корональной дыры СН 1 [5] в тот период, когда она наблюдалась около центра солнечного диска.

\* Перевод Н. Г. Петеровой.

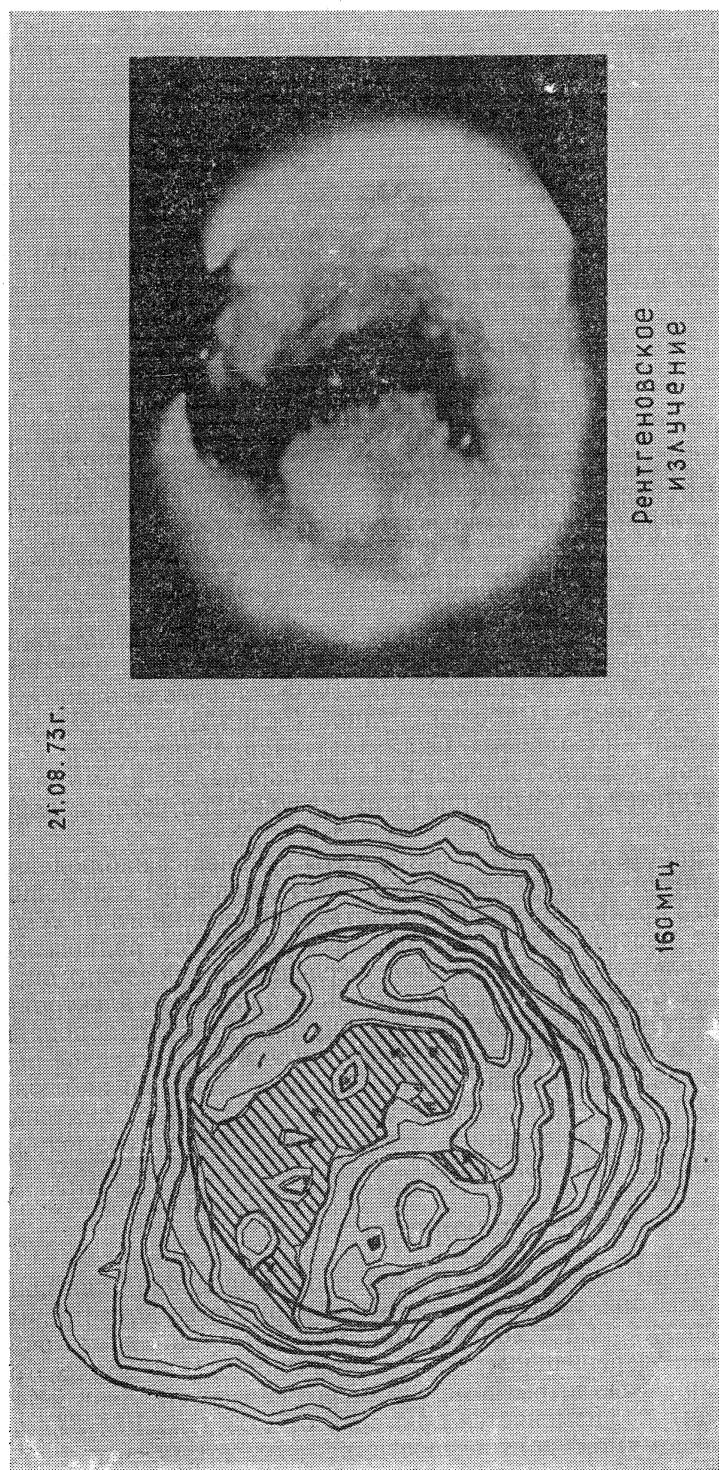


Рис. 1. Корональная дыра СН 1, наблюдавшаяся на 160 МГц с помощью културского радиотелескопа и в рентгеновском диапазоне волн в области  $3 - 30^{\circ}$  и  $44 - 54^{\circ}$ . Контуры на 160 МГц соответствуют уровням  $0,2; 0,3; 0,4; \dots; 0,9$  от максимальной яркости; центральная область пониженной яркости заштрихована. Рентгеновское излучение в светлых областях более чем в 10 раз интенсивнее излучения темных областей.

Таблица 1

Типичные яркостные температуры в радиодиапазоне и интенсивность излучения в далеком ультрафиолетовом диапазоне вблизи центра солнечного диска согласно [4]

| Частота или длина волны | Яркостная температура $T_b$ ( $10^3$ К) или интенсивность $I$ ( $\text{эрз}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{стерарад}^{-1}$ ) |                                 | Контраст (спокойная область/дыра) |
|-------------------------|--|---------------------------------|-----------------------------------|
|                         | Дыра СН 1  | Спокойная область (С О.)        |                                   |
| 80 МГц                  | $T_b$ 620 (лучшая)<br>820 (пределная)  | 620 (лучшая)<br>820 (пределная) | 1,0<br>1,0                        |
| 160 МГц                 | $T_b$ 440 (лучшая)<br>570 (пределная)  | 530 (лучшая)<br>700 (пределная) | 1,2<br>1,2                        |
| 1,42 ГГц                | $T_b$ 30   | 57                              | 1,9                               |
| 10,7 ГГц                | $T_b$ 11,6   | 12,0                            | 1,03                              |
| Mg X 625 Å              | $I$ 3–10   | 34                              | $\approx 3 \dots \sim 10$         |
| O VI 1032 Å             | $I$ 250  | 300                             | 1,2                               |

Внешний вид дыры СН 1 на 21 августа 1973 г. по наблюдениям на 160 МГц (контраст около 1,2:1) и в рентгене (контраст более 10:1) показан на рис. 1. Карта на 160 МГц ( $\lambda, 1,87 \text{ м}$ ) получена из наблюдений на Кулгурском радиогелиографе с угловым разрешением 1.9 мин дуги; на ней показаны изолинии яркостной температуры, усредненной по диаграмме [6]. Рентгеновское изображение получено на борту Скайлэба с помощью ASSE-телескопа [5].

Калибровка яркостных температур на 160 и 80 МГц подробно исследуется в [4]. Табл. 1 дает два значения яркостной температуры, «лучшее» и (верхнее) «пределное» значения найдены из условия, что интеграл от распределения яркости по гелиограммам согласуется соответственно со средним и верхним предельными значениями плотности потока Солнца по измерениям в метровом диапазоне волн на различных станциях мира. Табл. 1 показывает также значения интенсивности излучения в далеком УФ-диапазоне внутри и вне дыры, расположенной вблизи центра диска, по наблюдениям в линиях Mg X и O VI на спектрографе обсерватории Гарвардского университета, установленного на борту АТМ-Скайлэба. Этот прибор и его калибровка описаны в [7], а приведенные выше наблюдения корональной дыры СН 1 — в [4].

### 3. МОДЕЛЬ

Попытка объяснить результаты наблюдений в радио- и далеком УФ-диапазонах в рамках простой модели переходной области и внутренней короны приводится в [4]. В этой работе принята одномерная модель атмосферы, находящейся в условиях гидростатического равновесия, однако в отличие от рассмотренных ранее подобных моделей полагается, что поток энергии, обусловленный теплопроводностью,

$$F_c = KT^{5/2}dT/dh, \quad (1)$$

уменьшается с высотой, т. е.

$$F_c = F_{c0} \exp(-h/H_c), \quad (2)$$

где  $H_c$  — шкала высот. Это позволяет, пользуясь соотношением

$$T^{7/2} = T_0^{7/2} + \frac{7}{2} \frac{H_c}{C_0} [1 - \exp(-h/H_c)], \quad (3)$$

выразить температуру изотермической короны  $T_c$  непосредственно через  $T_0$  как

$$T_c^{7/2} = T_0^{7/2} + \frac{7}{2} H_c/C_0, \quad (4)$$

где  $C_0 = 1,1 \cdot 10^{-6}/F_{c0}$ .

Уравнение гидростатического равновесия записывается в виде

$$\frac{d}{dh}(nkT) = -n \mu m_H g, \quad (5)$$

где  $n$  — электронная плотность,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\mu$  — эффективный атомный вес ( $\mu = 0,62$  для полностью ионизованного газа, на 90% состоящего из Н и на 10% — из He),  $m_H$  — масса атома водорода,  $g = 2,74 \cdot 10^4 R_o^2 / R^2 \text{ см} \cdot \text{с}^{-2}$  — ускорение силы тяжести на расстоянии  $R$  от центра Солнца. Из уравнений (3) и (5) можно получить выражение

$$\frac{d}{dh} \ln n = -\frac{\mu m_H g}{kT} - \frac{\exp(-h/H_c)}{C_0 T^{7/2}}, \quad (6)$$

которое решается численными методами, если в качестве граничного условия положить  $n = n_0$  для основного уровня, где  $T = T_0 = 10^5$  К.

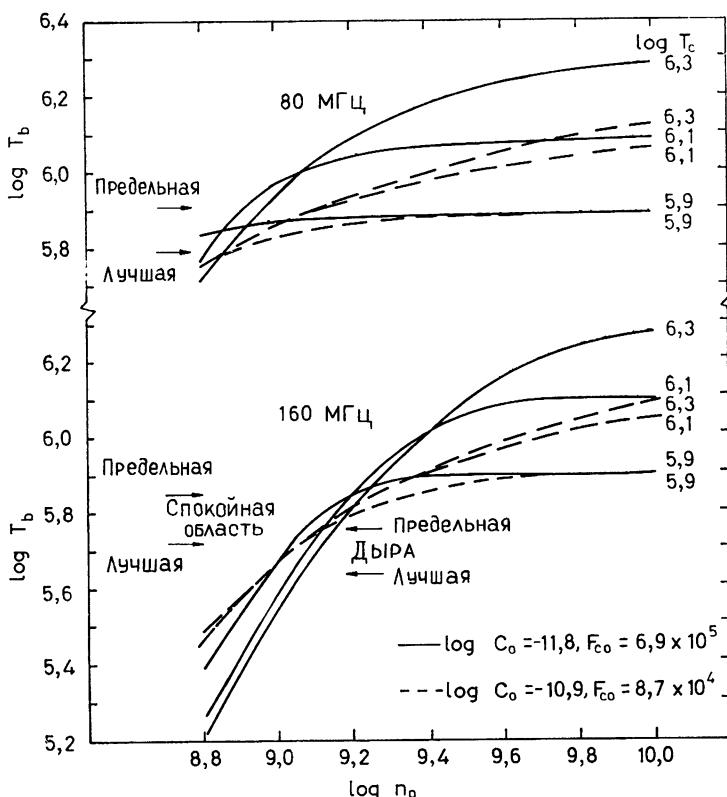


Рис. 2. Сплошные и пунктирные кривые, взятые из [4], показывают вычисленные значения яркостной температуры на 80 и 160 МГц как функции плотности на основном уровне для двух указанных значений  $F_{c0}$  — потока энергии, обусловленного теплопроводностью. „Лучшая“ и (верхняя) „предельная“ яркостные температуры, указанные стрелками, относятся к значениям, наблюдавшимся внутри СН 1 („Дыра“) и в спокойных областях, окружающих дыру („С. О.“), 21.08.73 г. (см. рис. 1).

Модель атмосферы, определенная таким образом, имеет три параметра —  $F_{c0}$ ,  $n_0$  и  $T_c$ , которые мы вправе варьировать. Для каждой модели в широком частотном интервале вычисляется яркостная температура  $T_b$  для центрального луча через интенсивность излучения  $I$  в линиях далекого УФ-диапазона, особенно в таких линиях, как O VI и Mg X, которые образуются при температурах выше  $10^5$  К. Необходимо отметить, что излучение в далеком УФ-диапазоне, как и микроволновое излучение, формирующееся над основным уровнем (где  $T_0 = 10^5$  К), исходит из оптически тонких областей, и его интенсивность пропорциональна  $n_0$ . Но это не имеет места на частотах 80 и 160 МГц для источников, расположенных в переходной области и короне. Однако их яркостная температура, как это можно видеть из рис. 2, слабо зависит от  $C_0$ .

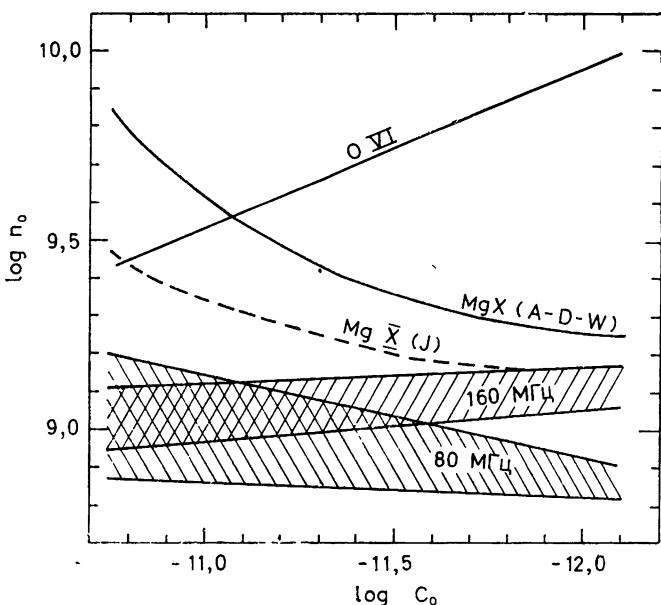


Рис. 3. Допустимые значения  $\log C_0$  и  $\log n_0$ , полученные на основе наблюдений в далеком УФ-и радиодиапазонах CH 1 [4].

Сравнение вычисленных и экспериментальных значений  $T_b$  и  $I$  должно было дать ряд значений  $T_c$ ,  $C_0$  и  $n_0$ , определяющих пределы возможных физических условий в переходной области и внутренней короне, которые согласуются с результатами радио- и УФ-наблюдений корональной дыры CH 1 (и спокойных областей вокруг нее) в августе 1973 г. Если попытаться произвести такое сравнение, используя, например, данные рис. 3, то мы увидим, что среди параметров  $T_c$ ,  $C_0$  и  $n_0$  нет ни одного, который мог бы отвечать одновременно как наблюдениям в далеком УФ-диапазоне, так и радионаблюдениям. Для примера на рис. 3 изображены кривые только для  $\log T_c = 6,1$ ; буквы  $J$  и  $A-D-W$  указывают, что кривые для Mg X относятся к ионизационному равновесию,  $J$  получена согласно расчетам [8], а  $A-D-W$  — согласно [9, 10]. Пересечения кривых, соответствующих УФ-излучению в линиях Mg X и O VI, показывают, что для корональной дыры CH 1, наблюдавшейся в августе 1973 г.,  $\log n_0 = \sim 9,5 \pm 0,1$ , а  $\log C_0 = \sim -10,9 \pm 0,1$ . Аналогично из радионаблюдений на 80 и 160 МГц получается, что  $\log n_0 = \sim 9,0 \pm 0,1$ , а  $\log C_0 \gtrsim -11,6$ . Подобное сравнение для других температур в области  $5,9 \leq \log T_c \leq 6,3$  показывает, что расхождение в результатах осо-

бенно существенно для  $n_0$ : УФ-данные требуют, чтобы  $\log n_0 \approx 9,5$ , а радиоданные —  $\log n_0 \approx 9,0$ . Для спокойных участков, окружающих корональные дыры, обнаружено расхождение того же характера, даже более резко выраженное [4].

#### 4. ДИСКУССИЯ

Считая установленной несовместимость модели атмосферы одновременно с наблюдениями в далеком УФ-диапазоне и радионаблюдениями корональной дыры (СН 1 в августе 1973 г.), авторы работы [4] подвергли проверке поочередно: а) величины, определяющие данные наблюдений, и б) предположения, использованные при моделировании переходной области и внутренней короны, для того, чтобы выяснить, с помощью каких модификаций могло бы быть устранено расхождение между радио- и УФ-данными.

Пока что проверка калибровки и редукции наблюдений показала, что ни калибровка радионаблюдений (хотя некоторая неопределенность может существовать), ни расчеты ионизационного равновесия (с их изменением в широких пределах для линии Mg X) не могли явиться главной причиной расхождения. Например, предположение о том, что  $T_b$  на 160 МГц на 50% превышает верхний предел значений, используемых здесь, по-видимому, несовместимо с предельными значениями плотности потока, зарегистрированного на этой частоте согласно мировым данным. Аналогично различные расчеты ионизационного равновесия в основном согласуются между собой для линии O VI (и других линий), для которой расхождение между наблюдениями в далеком УФ-диапазоне и радионаблюдениями сохраняется.

В [4] отмечено, что одним из способов согласования УФ- и радиомоделей является учет локального — но существенного — увеличения содержания тяжелых элементов в некоторых участках переходной области и внутренней короны. В ряде теоретических исследований показано, что такое перераспределение тяжелых элементов может быть обусловлено сильной дифференциальной теплопроводностью при резком подъеме температуры от хромосферных к корональным значениям. В таком случае в модели, которая будет отвечать как УФ-, так и радионаблюдениям, по-видимому, должны быть учтены эффекты тепловой диффузии, сопровождающиеся истечением масс и соответствующие неравновесной ионизации.

---

Настоящая работа в значительной степени является сокращенным вариантом [11]. Своим появлением эта статья обязана участию авторов в работе «Рабочей группы (серия А) по исследованию корональных дыр на Солнце со Скайлэб». Работа этой группы поддерживается НАСА и НСФ, а руководство ею осуществляется Высокогорной обсерваторией, Национальным центром атмосферных исследований.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. Wilson, „Results of Coronal Hole Research an Cverview”, NASA TM X-73317, 1976.
2. J. P. Wild, Proc. IREE (Austr.), 28, 277 (1967).
3. K. V. Sheridan, H. R. Labrum and W. J. Payten, Proc. IEEF, 61, 1312 (1973).
4. G. A. Dulik, K. V. Sheridan, S. F. Smeerd and G. L. Withbroe, Submitted to Solar Phys., 1976.
5. A. F. Timothy, A. S. Krieger and G. S. Vaiana, Solar Phys., 42, 135 (1975).
6. G. A. Dulik and K. V. Sheridan, Solar Phys., 36, 191 (1974).

7. E. M. Reeves, J. G. Timothy and M. C. E. Huber, In Instrumentation in Astronomy II, SPIE Publ. (Redondo Beach, Calif: Soc. Photo-opt. Instrumentation Engineers), 44, 159 (1974).
8. C. Jordan, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 142, 501 (1969)
9. J. W. Allen and A. K. Dupree, Astrophys. J., 155, 27 (1969).
10. A. K. Dupree and A. T. Wood (private communication)
11. G. A. Dulik, K. V. Sheridan, S. F. Smerd and G. L. Withbroe, "Radio and EUV Observations of a Coronal Hole", submitted to Solar Phys.

Отделение радиофизики, Объединенная научная и промышленная исследовательская организация (CSIRO), Сидней, Австралия

## RADIO AND EUV STUDIES OF CORONAL HOLES

*K. V. Sheridan, S. F. Smerd*

Observations of a coronal hole made with the Harvard College EUV Spectroheliometer on board the ATM-Skylab and with the Culgoora Radioheliograph are compared and used in an attempt to derive the density and temperature distribution in the transition region and inner corona. When the observations are interpreted separately a discrepancy is found in that the electron density inferred from the EUV data is about three times that inferred from the radio data

---

УДК 523.164.32

## НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О НАБЛЮДАЕМЫХ СВЯЗЯХ МЕЖДУ СОЛНЕЧНЫМИ РАДИОСПЛЕСКАМИ ТИПА I И ТИПА III\*

*P. T. Стюарт*

Обсуждаются возможные интерпретации наблюдений свойств всплесков I и III типов в метровом диапазоне. Утверждается, что всплески I и III типов возбуждаются быстрыми электронами почти одних и тех же скоростей, но с тем различием, что электроны, ответственные за всплески I типа, захвачены замкнутыми магнитными полями над пятнами, в то время как электроны всплесков III типа свободно распространяются вдоль открытых силовых линий магнитного поля или вдоль высоких магнитных петель. Однако различия в напряженности магнитных полей между областями источников всплесков I и III типов не так значительны, как полагали ранее. Обсуждаются оценки напряженностей магнитного поля и электронных плотностей в областях источников всплесков. На высоте плазменного уровня 80 МГц — около  $1,6 R_{\odot}$  — плотность магнитного потока соответствует  $B \approx 1$  Гс в источнике всплесков I типа и  $B < 0,2$  Гс — III типа. Электронные плотности в источниках всплесков I и III типов приблизительно равны и в восемь — десять раз превосходят плотность на соответствующей высоте в спокойной  $K$ -короне. На гелиографе не имеется достаточно наблюдений тонких спектральных деталей, связанных со всплесками типа I и типа III, чтобы сделать выбор между существующими в настоящее время теориями, за исключением случая пар всплесков с обратным дрейфом, для которых показана неправомочность «гипотезы эха».

Всплески типа I подробно изучались в 50—60-х годах с использованием спектрографов и одномерных интерферометров. Подробные обзоры этих ранних наблюдений сделали Эльгарей [1], Кунду [2] и де Грут [3]. Наблюдения на радиогелиографе, начатые в конце 60-х годов, обеспечили информацию о свойствах этих и других источников с высоким пространственным разрешением. Целью данной статьи является обсуждение возможной интерпретации наблюдаемых свойств всплесков I типа и установления связи со свойствами всплесков типа III. Более подробные обзоры наблюдений всплесков типа III сделаны Уайлдом и Смердом [4], Стюартом [5], Уtrechtской солнечной радиогруппой [6].

### 1. ИЗУЧЕНИЕ ШУМОВЫХ БУРЬ

#### 1. Спектральные характеристики

Изучение спектрального типа является наиболее обычной формой спорадического солнечного радиоизлучения на метровых волнах, проявляющегося в диапазоне частот от 30 до 500 МГц во время периодов «шумовых бурь» в виде континуума фона плюс накладывающиеся интенсивные всплески; континуум типа I, вероятно, является результатом наложения многих слабых всплесков типа I [7]. Эти всплески часто

\* Перевод с английского Г. Б. Гельфрейха.

видны как « капли » малой продолжительности в узкой полосе частот (рис. 1) при отсутствии заметного дрейфа по частоте, но в ряде случаев имеет место множество дрейфов как в прямом (частота убывает со временем), так и обратном направлениях со скоростями, промежуточными между скоростями всплесков типа II и типа III (рис. 2). Иногда всплески типа I образуют « дрейфующие цепочки » (рис. 3 а) со скоростью дрейфа (положительной или отрицательной) меньшей, чем скорость всплеска типа II, что делает весьма вероятным МГД-возмущение [8].

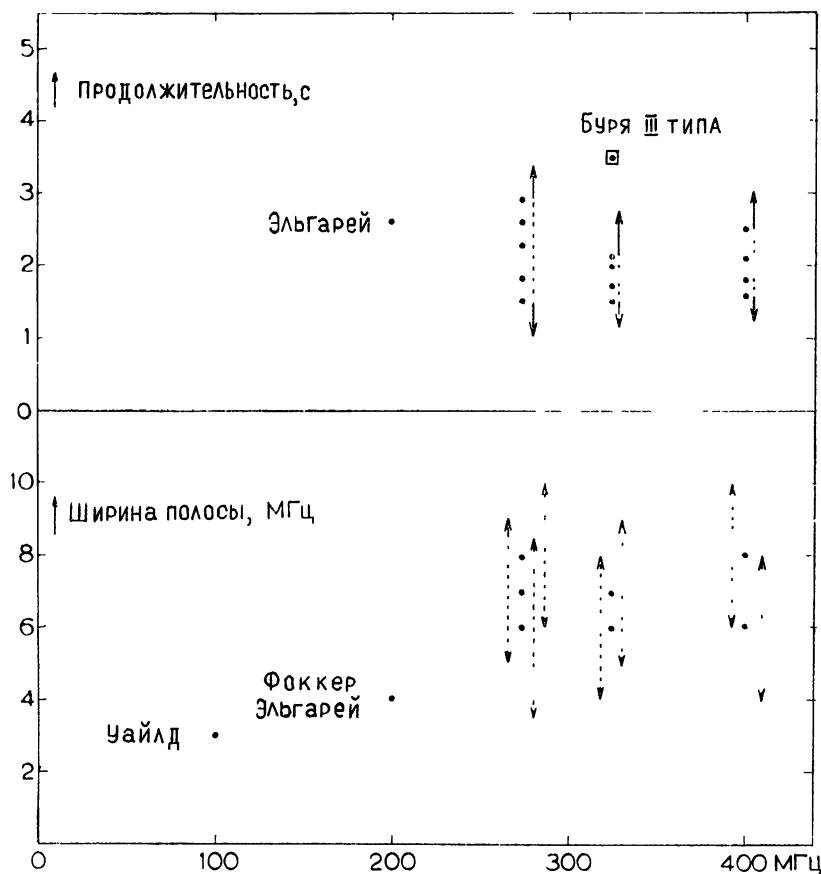


Рис 1 Средняя продолжительность и ширина полосы всплесков I типа, наблюдаемые во время различных шумовых бурь на разных частотах [3]  
Средняя ширина полосы  $\Delta f = 0,03f$

Во время устойчивых шумовых бурь типа I всплески типа III часто происходят на более низких частотах, чем излучение типа I [9, 10]. Иногда эти всплески типа III кажутся «растущими» из дрейфующих цепочек типа I (рис. 3 б, в) [11], что приводит к заключению о существовании тесной связи между областями источников. Однако позже будет показано, что области источников типа I и типа III обычно значительно смешены друг относительно друга. Во время этих периодов бурь также наблюдаются изолированные всплески типа III в том же спектральном интервале, они встречаются по отдельности или группами, особенно при вспышках в линии  $H_{\alpha}$ . Некоторые из этих изолированных всплесков

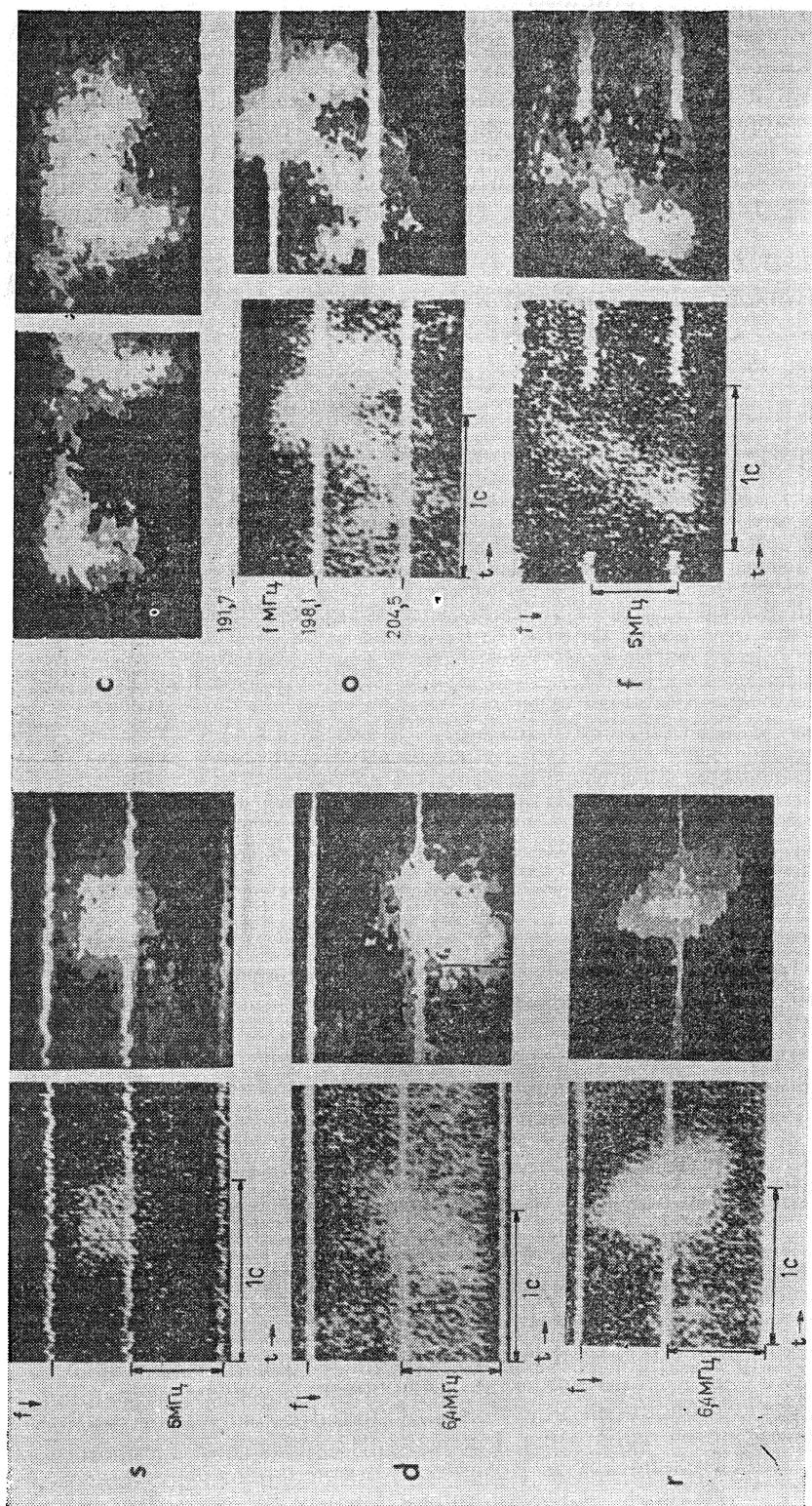


Рис. 2. Динамические спектры основных разновидностей всплесков I типа на частоте около  $200\text{ MHz}$ ; слева — фотографии CRT-экрана (за исключением случая «с»), справа — соответствующие контурные диаграммы.  
 Классификация согласно [1]:  $s$  — стабильный всплеск без частотного дрейфа,  $d$  — всплеск с отрицательным дрейфом по частоте,  $r$  — всплеск с обратным дрейфом по частоте,  $c$  — изогнутый всплеск с нерегулярным дрейфом по частоте,  $o$  — всплеск с осцилирующей средней частотой,  $f$  — узкополосный всплеск с быстрым дрейфом по частоте [1].

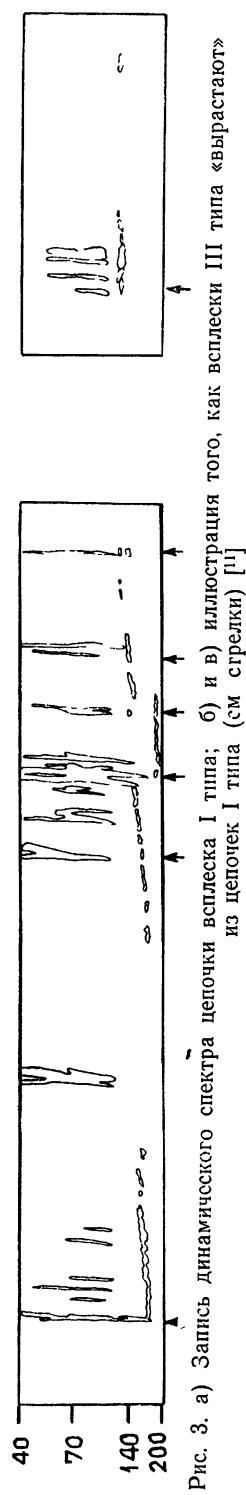
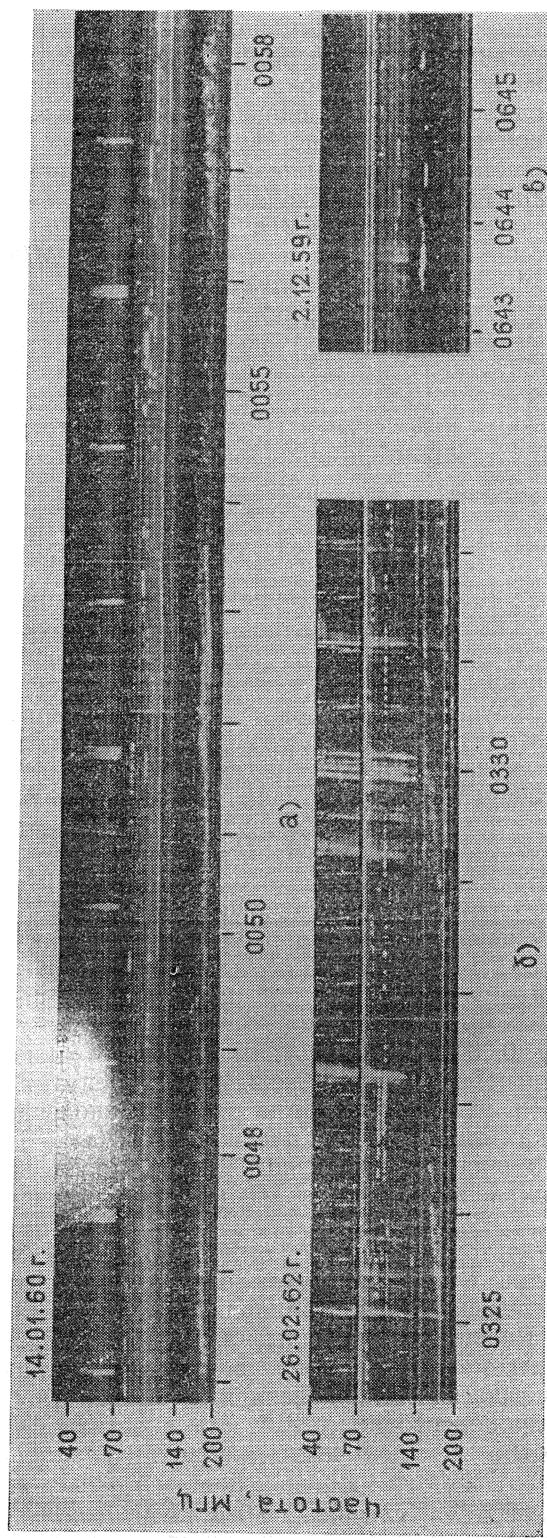


Рис. 3. а) Запись динамического спектра всплеска цепочки всплеска I типа; б) и в) иллюстрация того, как всплески III типа «вырастают» из цепочек I типа (см стрелки) [1]

типа III имеют структуру с четко выраженным первой и второй гармониками, особенно в «обратных» всплесках. С другой стороны, для всплесков типа III не характерна гармоническая структура. До сих пор не было обнаружено также никаких гармоник в структуре всплесков типа I; но поскольку эти всплески часто сильно поляризованы по кругу с избытком обычновенной волны, обычно считают, что они обусловлены излучением на основной гармонике плазменной частоты (см. ниже). Всплески бурь III типа вероятно также являются излучением на основной гармонике, хотя они поляризованы и не так сильно, как всплески типа I (обычно степень поляризации  $\leq 40\%$  на  $80 \text{ МГц}$ ). Изолированные всплески III типа обладают часто только слабой поляризацией: для 23 пар основная частота — гармоника изолированных всплесков типа III, наблюдавшихся в период 1969—71 гг. с помощью радиогелиографа Кулгура, работавшего на  $80 \text{ МГц}$ , автор нашел среднее значение круговой поляризации  $12\%$  и  $6\%$  для основной частоты и гармоники соответственно. Кроме того, основные частоты и гармоники всегда имеют один и тот же знак круговой поляризации (см. также статью Сузуки и Шеридана в этом выпуске).

## 2. Тонкая структура на низких частотах

Вблизи низкочастотной границы возникновения всплесков типа I в полосе от 30 до  $50 \text{ МГц}$  иногда наблюдается разнообразие структур на плоскости частота — время во время бурь типа I и типа III, особенно следующих за большими вспышками (см. также более подробный обзор Мак-Каллоха в этом выпуске). Во-первых, существует всплеск типа дрейфующей пары, который, по-видимому, тесно связан со всплесками типа III; он часто происходит во время всплеска типа III и характеризуется скоростью дрейфа, примерно равной половине скорости дрейфа всплеска типа III. Два элемента пары разделены по времени на  $1\text{--}2 \text{ с}$  и имеют идентичные скорости дрейфа и тонкую структуру; дрейфы встречаются обоих — прямого и обратного — направлений [12—14]. Во-вторых, существует всплеск типа быстродрейфующей бури [13] со скоростью дрейфа, подобной скоростям быстродрейфующих всплесков типа I, с узкой полосой ( $0,03 \text{ МГц}$  на  $60 \text{ МГц}$ ) и малой продолжительностью ( $0,5 \text{ с}$ ). В-третьих, существует всплеск типа расщепленной пары или (иногда) всплеск с тройным расщеплением [15] с низкой скоростью дрейфа, узкой полосой  $\Delta f \sim 0,08 \text{ МГц}$ , коротким временем жизни  $\tau \sim 0,15 \text{ с}$  и средним частотным интервалом между компонентами —  $0,15 \text{ МГц}$  на частоте  $30 \text{ МГц}$  [13]. Эти всплески типа расщепленной пары часто встречаются во всплесках типа III как плоскости «*stria*» [16], и имеются указания на то, что скорость частотного дрейфа всплесков типа III b выше, чем обычных всплесков типа III (см. [17] и данный сборник).

Сейчас имеются данные о том, что обе компоненты всплесков дрейфующей пары поляризованы с преимуществом обычновенной волны [18], но до сих пор не обнаружено никакой поляризации у всплесков бурь с быстрым дрейфом [13]. Расщепленные пары или «*stria*»-всплески типа III b сильно поляризованы по кругу соответственно обычновенному типу волн [13, 18], это показывает, что всплески излучаются на основной гармонике; имеются также основания полагать в спектре, что всплеск типа III b является основным излучением, а не предшественником к обычному всплеску типа III (рис. 4).

Наблюдения на радиогелиографе Кулгура на  $80$  и  $43 \text{ МГц}$  показывают, что всплески с тонкой структурой возникают вблизи центров бурь типа I либо типа III. Требуется, однако, больше наблюдений,

прежде чем мы сможем сказать, имеет ли тонкая структура такие отчетливые свойства источника, которые помогут нашему пониманию этого явления. Немногие наблюдения всплесков типа дрейфующих пар, полученные до сих пор с радиогелиографом Кулгуря, показывают, что видимый источник второго члена обратной дрейфующей парымещен наружу от источника первой компоненты (рис. 5). Этот результат, в дополнение к круговой поляризации, наблюдаемой в дрейфующих парах [18], по-видимому, отвечает гипотезе эха [12, 14], в которых предпо-

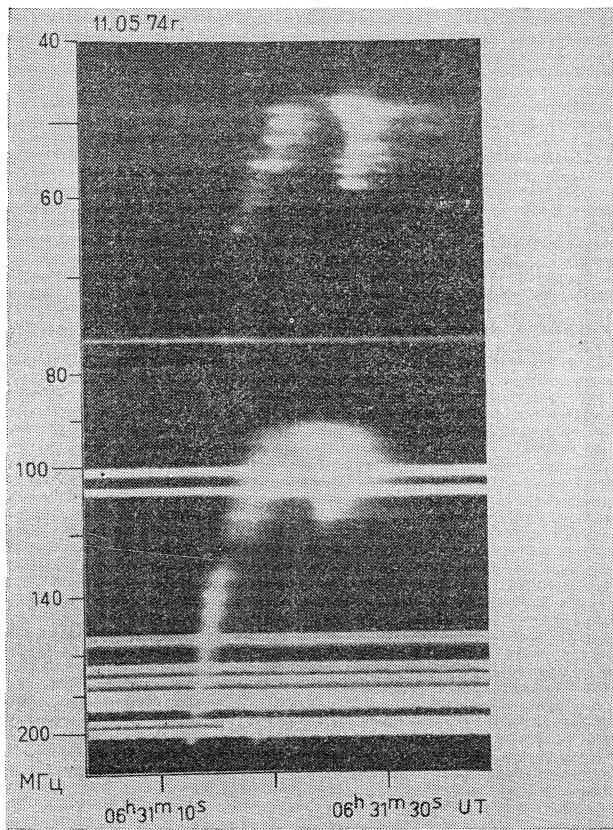


Рис 4. Динамический спектр всплеска типа «перевернутого *U*» с интенсивными полосами «*stria*» в основной компоненте. На оригинальной спектрограмме видно, что урочище в начале поворота вниз основной компоненты состоит из двух отчетливо разделенных полосок.

Модуляция яркости на второй гармонике (между 110 и 200 МГц) инструментального происхождения [5]

лагается, что второй компонент возникает из-за отражения излучения от уровня в короне, расположенного ниже уровня источника. Отраженный компонент должен был бы быть ближе к центру Солнца по сравнению с прямым компонентом, что противоположно наблюдаемой конфигурации; излучение должно было бы быть либо слабо, либо совсем неполяризовано, поскольку оно возникает значительно выше плазменного уровня, из которого могут выйти оба типа волн магнитоионной теории.

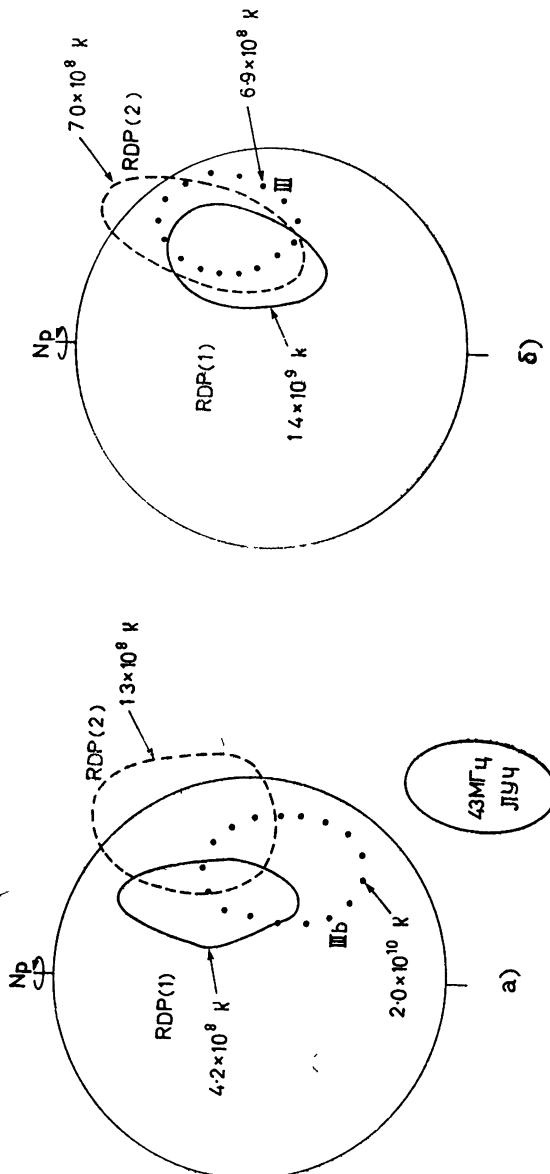
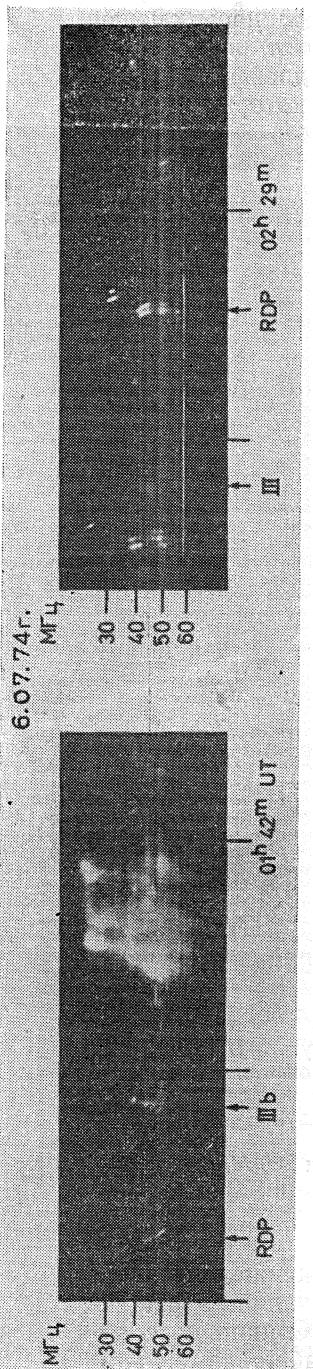


Рис. 5 Наверху — запись динамического спектра пар с обратным дрейфом, проходящим через частоту 43 МГц. Внизу — контуры яркости по уровням 0,5 (видимых) источников первого и второго элементов RDP с обратным дрейфом RDP (1) и RDP (2) соответственно и всплеска типа III в моменты времени, обозначенные на записи спектра стрелками. Имеет место смещение наружу второго элемента RDP (пунктирная линия) по отношению к первому (сплошная линия), а также малое смещение всплеска типа III и бурлье смещение наружу второго элемента RDP (типа III) солержит полоску относительно пар RDP (контуры из точек). Приведена диаграмма направлений на 43 МГц.

### 3. Процесс излучения

Общепринято, что наиболее вероятным механизмом излучения всплесков типов I и III является рассеяние продольных плазменных волн (волн Ленгмюра) в электромагнитное излучение [19]. Излучение возникает на частотах, очень близких к основной плазменной частоте и также (по крайней мере для изолированных всплесков типа III) на удвоенном значении этой частоты. Одним из наиболее сильных аргументов в пользу гипотезы об излучении на основной плазменной частоте для всплесков типа I является экспериментальный факт, что излучение обычно сильно поляризовано в соответствии с типом обыкновенной волны. Это то, чего следует ожидать для излучения на частотах вблизи основной плазменной частоты, поскольку необыкновенная волна не может распространяться, пока напряженность магнитного поля не станет крайне слабой. Однако большинство всплесков типа III на основной гармонике не обладают сильной поляризацией, и это было приписано либо очень слабым магнитным полям, либо квазипоперечному распространению (см. ниже). Плазменное излучение на второй гармонике от потока электронов может быть только слабо поляризованным, но с тем же знаком, что и на основной частоте [20]; это согласуется с наблюдениями. Излучение на второй гармонике от быстрых электронов с изотропным распределением должно быть поляризовано сильнее со знаком, соответствующим необыкновенной волне [21], т. е. противоположным знаку основной гармоники.

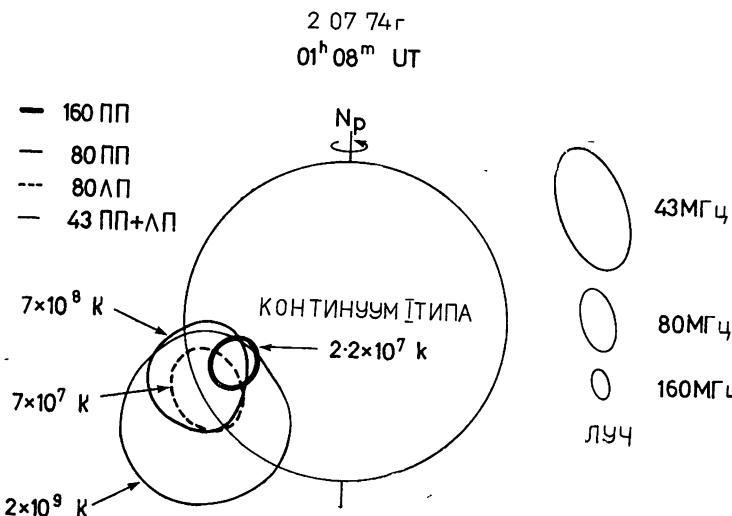


Рис. 6. Результаты наблюдений видимых угловых размеров источника шумовой бури I типа. Контуры соответствуют уровню 0,5 от максимальной температуры; коррекция с учетом антенного сглаживания не проводилась

Характерно, что источник как на 80, так и на 160 МГц сильно поляризован; поляризационные измерения на 43 МГц отсутствуют (Приведены диаграммы направленности на 43, 80 и 160 МГц)

Вычисления Мелроуза [22] показали, что некогерентное рассеяние ленгмюровских волн может объяснить наблюдаемые яркостные температуры  $T \leq 10^9$  К, но необходимо когерентное рассеяние для более яркого излучения на основной гармонике. Наблюдения на радиогелиографе показывают, что источники всплесков типа I и континуума, вероятно, разрешаются и что максимальная видимая яркостная темпера-

тура  $T \leqslant 10^{10}$  К (рис. 6). Как можно судить по другим наблюдениям (рис. 7), эти измерения на радиогелиографе были типичными для наиболее сильных событий, когда-либо имевших место. Однако, если размер источника сильно увеличен с расстоянием в короне, собственная яркость источника может быть больше, чем мы приняли (см. ниже). Заметим, что часто наблюдаются яркостные температуры всплесков III типа  $T \gg 10^{10}$  К. Это указывает на то, что имеет место индуцированное рассеяние, а также некоторое усиление волн Ленгмюра.

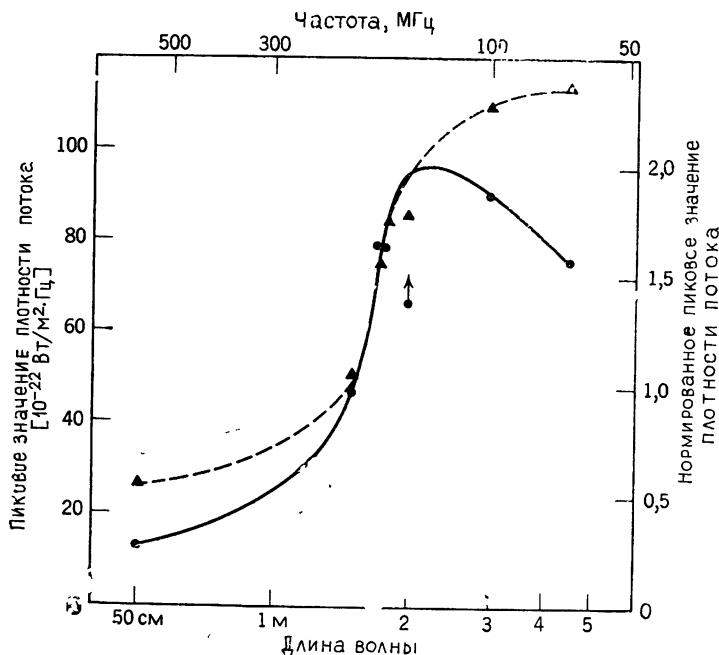


Рис. 7 Среднее пиковое значение плотности потока (сплошная кривая) и среднее нормированное пиковое значение плотности потока (прерывистая линия) для 28 бурь I типа в течение МГСС. Величины потоков для отдельных бурь нормированы на величину потока на 200 МГц до усреднения (прерывистая линия) [2, 45]

#### 4. Излучающие электроны

Ленгмюровские волны возбуждаются в короне пучками быстрых электронов, перемещающихся со скоростями, большими, чем фазовая скорость в среде (эффект Черенкова). Условие для излучения Черенкова совместно с дисперсионным уравнением для продольных плазменных волн в приближении слабого поля дают

$$f^2 = f_p^2 + 3 \frac{V_t^2}{V_0^2} f^2, \quad (1)$$

где  $f$  — частота ленгмюровской волны,  $f_p$  — плазменная частота,  $V_t$  — среднеквадратичная тепловая скорость корональных электронов и  $V_0$  — скорость пучка [24]. Из уравнения (1) видно, что  $\Delta f = f - f_p \approx \frac{3}{2} \left[ \frac{V_t}{V_0} \right]^2 f_p$  для  $V_0 \gg V_t$  [22].

Для всплесков типа III легко рассчитывать  $V_0$  из систематической скорости дрейфа ведущего края всплеска, и в среднем она составляет около  $c/3$ . Это означает, что  $V_0 \approx 20 V_t$  для корональных температур

$T = 2 \cdot 10^6$  К и, следовательно,  $f = f_p$ . Для всплесков типа I нет регулярного частотного дрейфа, и он может достигать значений дрейфа всплесков типа III, но может быть и почти нулевым. Такакура [23] получил скорости потоков  $V_0 \approx 2 \div 3 V_t$  из короткой продолжительности всплесков типа I; однако при таких малых скоростях становится очень сильным затухание Ландау. Другую оценку  $V_0$  можно сделать из наблюдаемых ширин полос  $\Delta f \leq 0,03 f$  (рис. 1). Из уравнения (1) видно, что  $V_0 \geq 7 V_t$  для  $\Delta f \leq 0,03 f$ . Отсюда кажется разумным заключить, что скорость электронов, возбуждающих всплески типа I и тонкую структуру, не очень сильно отличается от скорости электронов, возбуждающих тип III. Кроме того, из дальнейшего обсуждения выяснится, что основные различия между свойствами всплесков типа I и типа III, вероятно, возникают потому, что электроны типа I заключены в ловушки сильных магнитных полей в областях над солнечными пятнами, в то время как электроны типа III распространяются более или менее свободно на большие расстояния вдоль силовых линий слабых магнитных полей. Над пятнами должна быть сильная МГД-турбулентность, и это может играть решающую роль при генерации всплесков типа I (см. статью Мелроуза в данном выпуске).

## 2. ИСТОЧНИКИ БУРЬ

### 1. Конфигурации магнитного поля

Из ранних интерферометрических наблюдений шумовых центров типа I следовало, что активность бурь тесно связана с областями солнечных пятен [25]. Излучение часто поляризовано со знаком, соответствующим полю головного пятна, и вероятность проявления шумовых бурь увеличивается с площадью пятна [26] и напряженностью магнитного поля (рис. 8) [27]. Новые наблюдения на гелиографе показали, что источник типа I часто bipolarный (рис. 9) с сильной поляризацией каждой компоненты соответственно обычновенной волне для поля нижележащей группы пятен [24, 28]. Существование нерадиальных смещений между источниками всплесков типа I и изолированных всплес-

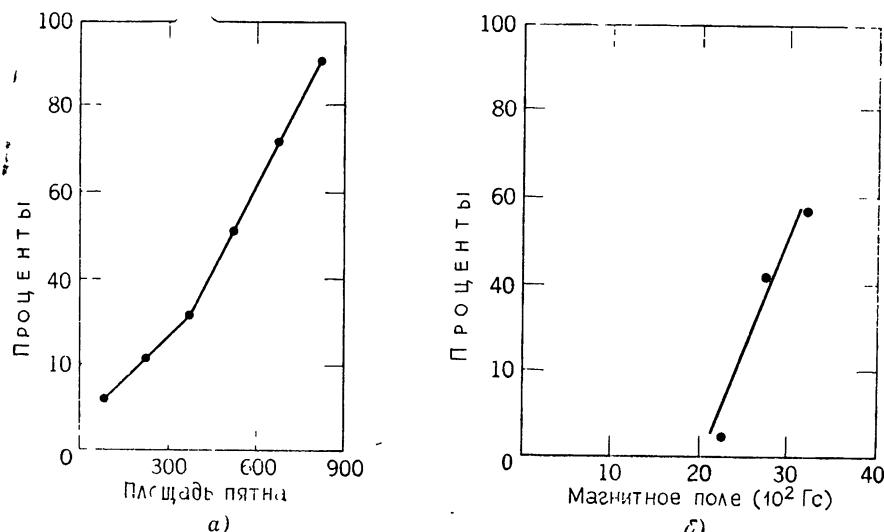


Рис. 8. Вероятность возникновения шумовой бури как функции (а) площади наибольшего пятна группы и (б) магнитного поля соответствующей группе пятен [2, 27].

ков типа III на той же частоте наблюдений ( $80\text{ MHz}$ ) позволило Кай<sup>[24]</sup> предложить модель, показанную на рис. 9 б, где электроны типа III покидают область вспышки вдоль открытых силовых линий магнитного поля и порождают слабополяризованные всплески типа III, в то время как электроны типа I заключены в ловушку в замкнутых (сильных) магнитных полях областей над пятнами и порождают сильнополяризованное излучение типа I с биполярной структурой источника.

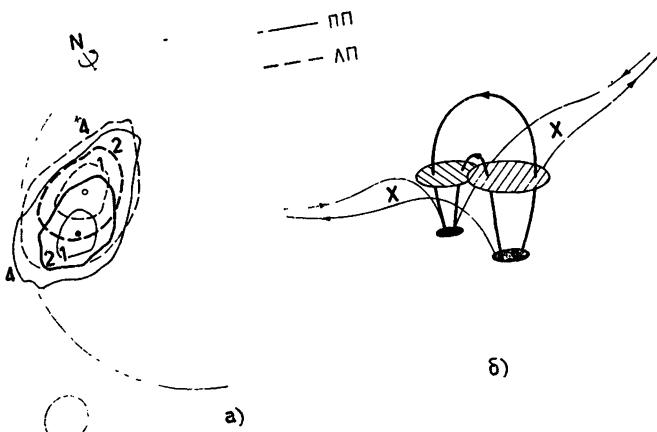


Рис. 9. а) Контуры источника шумовой бури I типа на  $80\text{ MHz}$  для двух знаков поляризации, свидетельствующие о биполярной структуре. Контуры 1, 2, 4 соответствуют интенсивностям, равным  $1/\sqrt{2}$ ,  $1/2$  и  $1/4$  от пикового значения полного потока (ПП + ЛП) [46, 24]; б) Модель Кай [24] биполярного центра шумовой бури. Всплески I типа идут из затененной области, где сильные магнитные поля пересекают плазменные уровни, всплески III типа — из областей слабого или нейтрального магнитного поля, которые обозначены значком  $X$  [46, 24]. Приведена диаграмма направленности по уровню половинной мощности

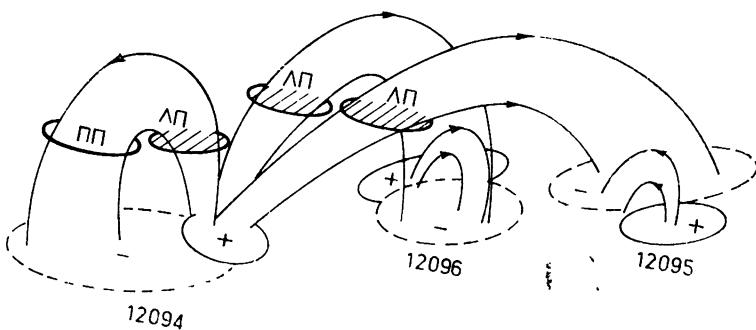


Рис. 10. Модель, используемая для расчета наблюдаемых положений источников бурь I типа относительно соответствующих оптических образований. (Номера соответствуют флоккульным полям Mc. Math-нумерации.) Поляризованные радиоисточники (обозначенные ПП и ЛП) изображены на магнитных трубках. Направление поля показано стрелками и соответствует наблюдаемой полярности нижележащих флоккульных областей (отмеченных знаками + и -) [28]

Однако не все центры шумов типа I расположены радиально над пятнами. Иногда наблюдаются нерадиальные смещения и встречаются аномальные смещения в положении источника [27–31]. Эта особенность объясняется на рис. 10, где ряд мест возникновения излучения типа I

расположен на магнитных арках, простирающихся от доминирующего поля пятна одной активной области по направлению к нескольким различным магнитным областям на фотосфере. Когда исчезает один источник, появляется другой с новым положением; это явление, вероятно, связано с соответствующими изменениями в магнитном потоке [28].

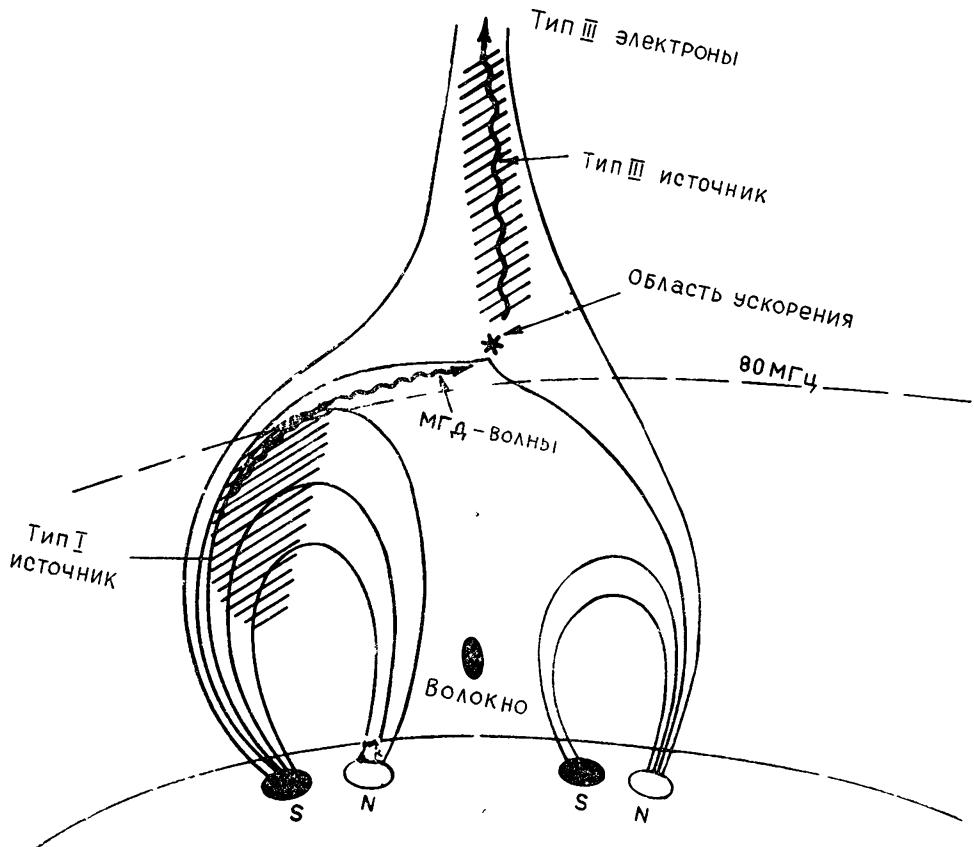


Рис. 11. Предполагаемая модель для объяснения нерадиального смещения источников шумовых бурь I и III типа, наблюдавшихся 19–21 августа 1968 г. на 80 МГц с помощью Кулгурского радиогелиографа [32]. А — область ускорения.

Несколько отличную модель магнитного поля предложили Стюарт и Лабрум [49] для объяснения наблюдения на радиогелиографе на 80 МГц во всплесках бурь типа I и типа III. В отличие от изолированных всплесков типа III всплески бурь типа III имеют тенденцию возникать только на низких частотах  $f \leq 80$  МГц и всегда сопровождаются всплесками типа I на более высоких частотах [10]. Если электроны во всплесках типа III ускоряются вблизи высот начала излучения всплеска типа III ( $H \geq 0,6 R_{\odot}$  над фотосферой), область ускорения значительно смешена как радиально, так и горизонтально относительно области типа I (рис. 11). Предполагается, что нестабильная область, такая, как вершина «шлемовой» структуры [32], возбуждается МГД-возмущением от области вспышки и локально ускоряются электроны, которые выходят вдоль оси луча.

До сих пор не получено прямых доказательств существования связи между источниками бури типа III и корональными лучами; имеются косвенные доказательства, которые следуют, например, из больших

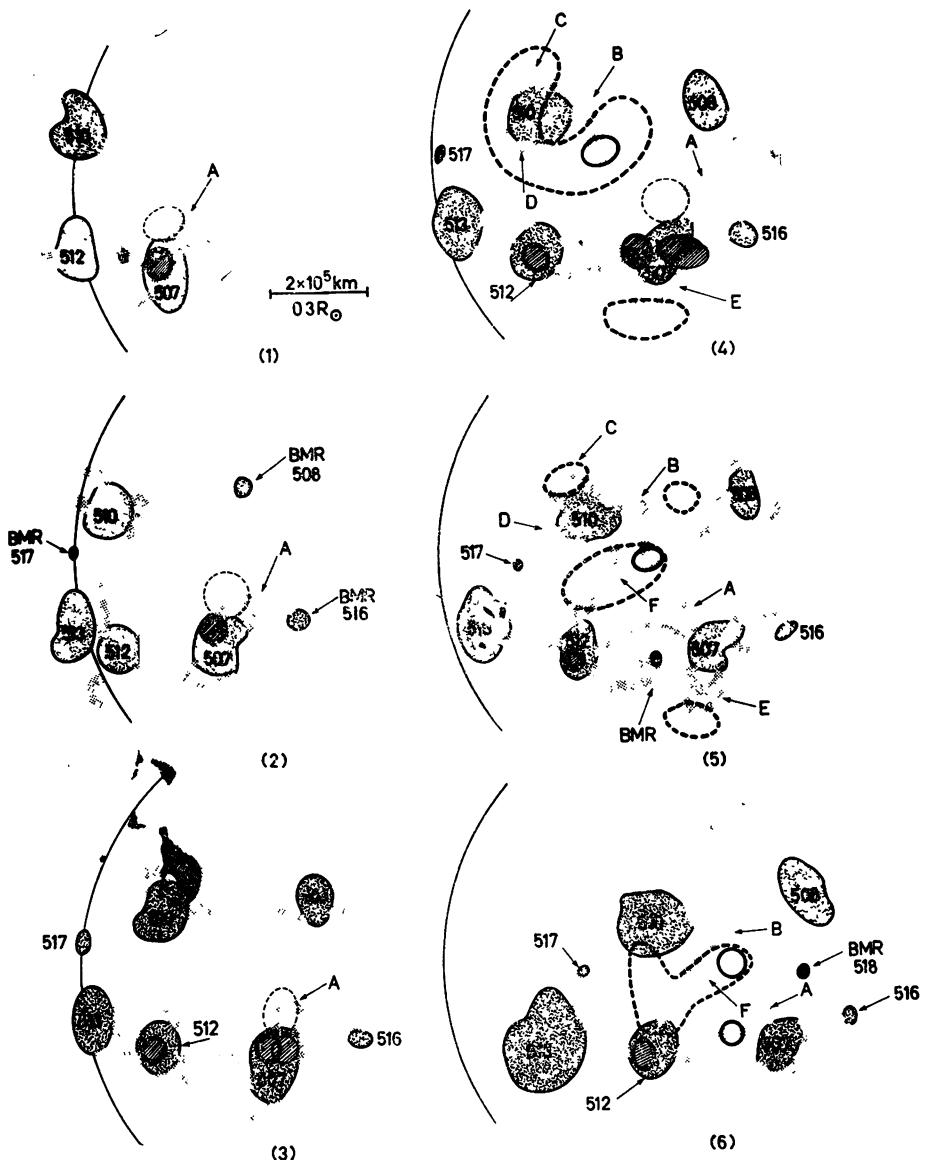


Рис. 12. Детали, видимые в мягком рентгене, и последовательность положения источников радиовсплесков в зависимости от времени в течение первой недели сентября 1973 г. Затененные площади показывают, где близко расположенные петли рентгеновского излучения находятся над активными областями. Активные области отмечены в соответствии с Mc Math-нумерацией флоккул. Заштрихованные области определяют разброс в наблюдаемых положениях сильных всплесков I типа на 160 МГц (жирные линии) и на 80 МГц (светлые линии); незаштрихованные области с жирными сплошными линиями показывают положения слабых всплесков I типа. Прерывистыми линиями отмечен разброс положений всплесков III-типа на 160 МГц (жирная линия) и на 80 МГц (прерывистая линия). Покрытие точками площади показывает положение протяженных рентгеновских петель.

Буквами от «*A*» до «*F*» отмечены те рентгеновские петли, которые кажутся связанными с источниками III типа. Положение источников на 160 и 80 МГц было изменено соответственно в 1,33 и 1,70 раз, чтобы учесть различие наблюдаемых высот радиовсплесков и петель в рентгеновских лучах.

электронных плотностей в областях источника типа III (см. разд. 2 п. 4) и из возникновения всплесков бурь типа III [49] и изолированных всплесков [33, 28] над нейтральными линиями магнитных полей или над волокнами в  $H_a$ .

## 2. Связь с пятнами в мягком рентгеновском излучении

Наиболее убедительное на сегодняшний день экспериментальное доказательство существования замкнутых магнитных полей в короне было получено из изображений в далекой ультрафиолетовой области и рентгене, полученных с борта ракеты и спутников. Изображения часто имеют яркие петли, соединяющие области противоположной магнитной полярности на фотосфере. Здесь различают два вида петель. Во-первых, имеются тесно расположенные гнезда петель, соединяющие поля соседних пятен. Во-вторых, имеются протяженные петли, соединяющие пятно одной активной области с другим пятном или с областью слабого магнитного поля в некоторой удаленной части фотосферы. Это напоминает модель, предложенную Каи и Шериданом [28], показанную на рис. 10. Последние сравнения рентгеновских изображений и радиогелиограмм всплесков типа I и «обратных  $U$ »-всплесков типа III показали, что радиоисточники часто встречаются над петлями, видимыми в мягком рентгене [34]. Из рис. 12 видно, что источники типа III часто находятся над протяженными рентгеновскими петлями, в то время как сильные источники типа I расположены вблизи активных областей, где на рентгеновских изображениях наблюдаются гнезда тесно расположенных петель (для избежания путаницы эти петли не показаны на рис. 12). Некоторые из протяженных рентгеновских петель (таких, как  $F$ ) на рис. 12 имеют длину в проекции, примерно равную  $0,7 R_{\odot}$  и, вероятно, простираются по высоте, по крайней мере, до  $0,3 R_{\odot}$ , т. е. близко к высоте плазменного уровня для  $160 \text{ МГц}$ . Из частот разворота связанных «обратных  $U$ »-всплесков оказалось, что замкнутые линии магнитного поля простираются до высот  $H \leq 2,0 R_{\odot}$  над некоторыми из этих протяженных рентгеновских петель.

Тесная связь между рентгеновскими петлями и радиоисточниками показывает, что радиоизлучение возникает в плотных трубках магнитного потока, которые либо совпадают с упомянутыми рентгеновскими деталями, либо простираются до различных высот (в зависимости от частоты излучения) над деталями в рентгене (рис. 13). Из наблюдавшей яркости протяженных рентгеновских петель Стюарт и Ворфал [34] оценили электронную плотность, которая оказалась в два—четыре раза больше, чем плотность окружающей короны, и температуру от 2 до 3 на  $10^6 \text{ К}$ .

## 3. Напряженность магнитного поля в области источника

Из того факта, что всплески типа I часто поляризованы на 100% по кругу со знаком обычновенной волны, Каи [24] оценил плотность магнитного потока в области источника. Он объединил условие для распространения обычновенной волны (с исключением распространения необыкновенной волны)

$$f \geq f_p \quad \text{и} \quad f_B/f > 1 - \frac{f_p^2}{f^2} \quad (2)$$

(где электронная гирочастота  $f_B = 2,8 B \cdot \text{МГц}$ , причем  $B$  — в гауссах) с дисперсионным уравнением (1) для продольных плазменных волн и получил  $B \geq 3,5 \text{ Гс}$  для  $V \approx 4,5 V_t$  на плазменном уровне 80 МГц.

Однако, исходя из соображений, представленных в разд. 1 п. 4, мы ожидаем, что скорости электронов типа I больше, чем значение, использованное Каи. Например, подстановка  $V \approx 10 V_t$  в уравнения (1) и (2) дает  $B \geq 0,8 \text{ Гс}$  на плазменном уровне  $80 \text{ МГц}$ .

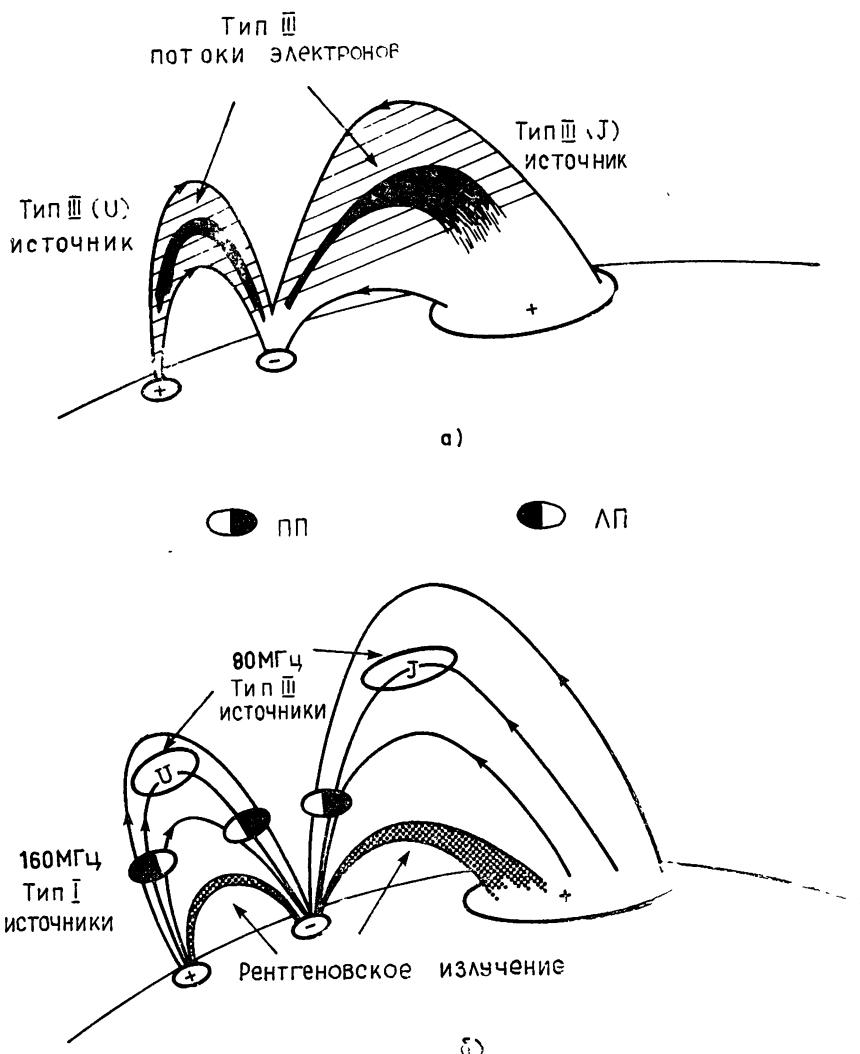


Рис. 13. а) Показано, как потоки электронов, возбуждающие всплески типа «перевернутое  $U$ » и «перевернутое  $J$ », концентрируются и рассеиваются узкими и широкими силовыми трубками. Показаны относительные положения источников всплесков I типа на  $160 \text{ МГц}$ , III типа ( $U$ ) и III типа ( $J$ ) на  $80 \text{ МГц}$  над петлями в рентгеновских лучах. Радиоисточник появляется там, где магнитные трубы перерезают плазменные уровни, соответствующие  $160$  и  $80 \text{ МГц}$ .

Другую оценку  $B$  можно получить, приравнивая скорость дрейфа цепочек типа I скорости Альвена  $V \approx 2 \cdot 10^4 (B/f_p) \text{ км/с}$  [8]. Используя среднюю наблюданную скорость цепочек типа I  $V \approx 200 \text{ км/с}$  [11], находим опять, что  $B \approx 0,8 \text{ Гс}$  на плазменном уровне  $80 \text{ МГц}$ . Таким образом, два независимых метода дают величину  $B \approx 1 \text{ Гс}$  для источ-

ника типа I на плазменном уровне  $80 \text{ МГц}$  на высоте, примерно равной  $1,6 R_{\odot}$ .

Подобным же образом можно получить величину для  $B$  в областях источников типа III. Подстановка  $V \approx 20 V_t$  для скорости электронов типа IIH в уравнения (1) и (2) дает  $B = 0,2 \text{ Гс}$  на плазменном уровне  $80 \text{ МГц}$ . Поскольку большинство всплесков типа III поляризованы менее чем на 100%,  $B < 0,2 \text{ Гс}$  в областях источников типа III. Мелроуз и Сай [20] отмечали, что  $B$  должно иметь даже меньшее значение, чем полученное с помощью вышеприведенного метода, потому что обыкновенная волна излучается преимущественно при рассеянии продольных плазменных волн.

Напряженности магнитных полей в петлях в мягком рентгене ниже областей источников типа I и типа III на рис. 12 не были измерены, но в работе Полето и др. [35] получены оценки для рентгеновских петель путем экстраполяции измерений фотосферных полей в предположении, что корональное магнитное поле является бестоковым. Они получили величины  $20 > B > 2 \text{ Гс}$  в вершине рентгеновских петель на высотах  $1,01 R_{\odot} < h < 1,1 R_{\odot}$  для активных областей и величины  $6 > B > 0,2 \text{ Гс}$  на высотах  $1,1 < h < 1,25 R_{\odot}$  для протяженных рентгеновских петель. Экстраполяция этих значений до высот, скажем,  $1,6 R_{\odot}$  дало бы значения  $B$ , существенно меньшие, чем нужны для объяснения всплесков I типа, но вполне приемлемые для «перевернутых  $U$ »-всплесков.

#### 4. Электронная плотность в областях источников

Измерения высот источников всплесков типа I и типа III показывают, что электронная плотность в областях источника в 8—10 раз больше, чем в окружающей спокойной короне. Ранние интерферометрические измерения на  $97 \text{ МГц}$  [26] показали, что высоты центров бурь типа I были больше, чем можно было предсказать для плазменного излучения в модели с нормальной корональной плотностью. Из статистического изучения высот источников на  $201 \text{ МГц}$  Моримота и Каи [36] нашли, что средние высоты всплесков типа I и типа III те же самые и увеличивались, когда источник приближался к солнечному лимбу. Чтобы объяснить этот эффект, они предположили, что на любой данной частоте излучение испускается в некотором диапазоне корональных высот от плазменного уровня вплоть до высот критического уровня выхода преломленных лучей. Тогда увеличение наблюдаемой высоты источника, когда источник приближается к лимбу, согласуется с ожидаемым увеличением высоты уровня выхода в сферически-симметричной короне с электронными плотностями, приблизительно в десять раз превосходящими плотности для спокойной короны. Однако из уравнения (1) видно (разд. 1 пп. 3, 4), что  $f = f_p$  для  $V_0 \gg V_t$ . Отсюда, излучение на основной частоте испускается только с высот, которые лишь немного выше плазменного уровня и из-под критического уровня выхода для любого, но не центрального луча.

Более надежное измерение высоты источника было получено недавно из наблюдений на радиогелиографе источников типа I и типа III на солнечном лимбе [37]. Наблюдаемые высоты, показанные на рис. 14 жирными черточками, несколько выше, чем большинство предыдущих оценок, которые были основаны главным образом на наблюдениях на диске. После учета влияния рефракции, которая увеличивает видимую высоту источника на основной частоте, исправленная высота дает электронные плотности как для источников типа I, так и типа III со средними значениями в пределах от 8 до 10 крат значений плотности

спокойной  $K$ -короны. Было принято, что измерение на основной гармонике вследствие преломления смещалось на лимбе наружу до уровня второй гармоники плазменной частоты. Оправдание для такого предположения следующее: вблизи лимба источники как на основной частоте, так и второй гармонике на данной частоте имеют одну и ту же видимую высоту. Это верно для большинства всплесков типа II и типа III, наблюдавшихся до настоящего времени на радиогелиографе Кулгуря. Это также объясняет, почему на частоте, скажем, 160 или 201 МГц источники типа I, которые, вероятно, излучают на основной частоте, видны на той же высоте, что и всплески типа III, которые на частотах  $f \geq 100$  МГц представляют излучение на второй гармонике.

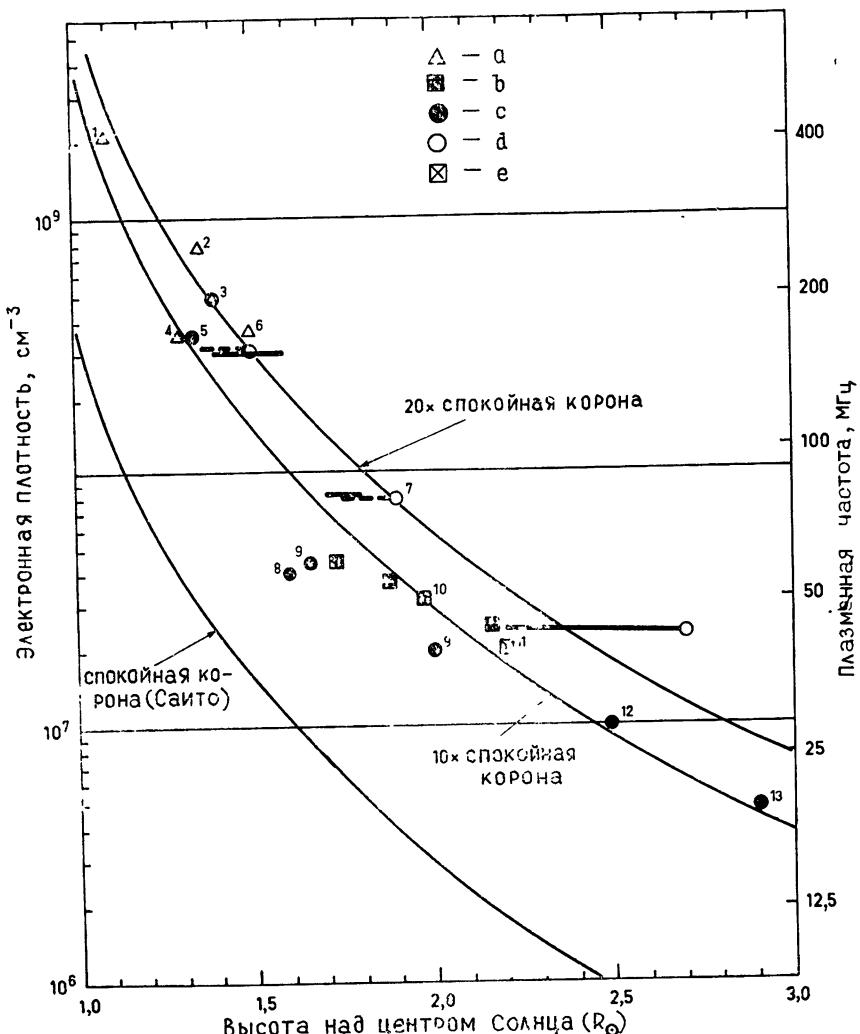


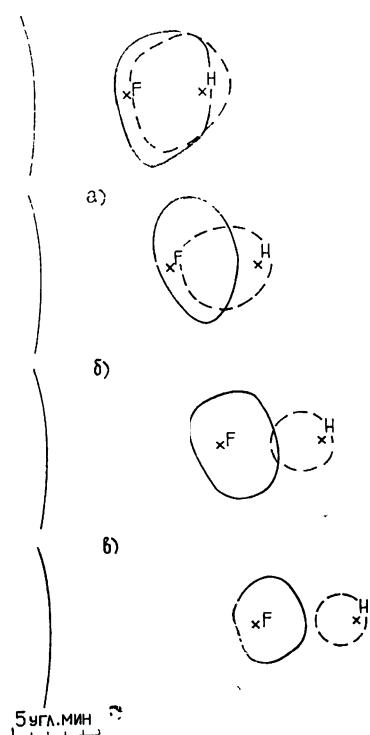
Рис. 14 Наблюдаемые высоты генерации всплесков I и III типов в метровом диапазоне. Горизонтальные пунктирные линии относятся к всплескам I типа, сплошные линии — к III типу. Приведена высота всплесков над солнечным лимбом, согласно измерениям на Кулгурском радиогелиографе (степень достоверности 95 %). Символы 1—13 показывают средние высоты, наблюдавшиеся ранее для различных всплесков,  $a$  — тип I,  $b$  — основной тип II,  $c$  — тип III,  $d$  — стационарный континуум,  $l$  — декаметровый континуум (см. ссылки в [37]). Кривые относятся к модели корональной плотности, равной и увеличенной в 10 и 20 раз по сравнению с той, которая была получена Сaitо [48] для экваториальных областей для периода минимума солнечной активности

### 3. ЭФФЕКТЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

#### 1. Рассеяние и рефракция в короне

Причины, по которым видимые положения и размеры источника одни и те же для излучения на основной частоте и гармонике вблизи солнечного лимба, отчасти были объяснены вычислениями Ридла [38, 39] путей лучей. Рассеяние на мелкомасштабных неоднородностях в короне вызывает увеличение видимого углового размера источника на основной или второй гармонике из-за увеличения в угле выхода. Это также объясняет, почему всплески на основной частоте могут наблюдаться на солнечном лимбе. Рефракция смещает источник на основной частоте наружу, а на второй гармонике внутрь, так что для сферически симметричной короны оба источника находятся на почти совпадающих положениях (рис. 15а) и отсюда справедливо использование Стюартом [37] предположение (см. выше).

Рис. 15. Диаграмма показывает контуры интенсивности радиоизлучения по уровню 0,5 на  $80 \text{ МГц}$ , полученные из расчетов, в которых учитывались рассеяние и рефракция. Наблюдавшийся источник определен как среднее по всем лучам, за исключением тех, которые идут от солнечных долгот в интервале  $75\text{--}90^\circ$ . Сплошные контуры относятся к изображению, отвечающему «основному» точечному источнику  $F$ , расположенному около уровня  $80 \text{ МГц}$  на долготе Солнца  $82,5^\circ$ , прерывистые контуры соответствуют изотропно излучающему «гармоническому» точечному источнику  $H$ , расположенному на уровне  $40 \text{ МГц}$ . Дуги на каждой диаграмме показывают часть лимба видимого диска Солнца. Случай « $a$ » относится к сферически-симметричной модели короны Ньюкирка [47]; в случаях « $b$ », « $c$ » и « $d$ » предполагается, что источник находится на оси коронального луча в модели Ньюкирка [47] с плотностью, равной удвоенной и утроенной по сравнению с принятой у Ньюкирка. В расчетах использовалась модель рассеяния Ридла [38, 39] с корональной электронной температурой  $2 \cdot 10^6 \text{ К}$ , изотропным однородным распределением плотности и относительной вариацией плотности, равной 0,05.



Однако если источник находится на оси коронального луча, то согласно вычислениям, сделанным по программе расчета лучей Ридла [38, 39], источник на основной частоте должен быть гораздо больше, чем на гармонике, и иметь меньшую высоту (рис. 15 б—г). Этого не наблюдается. Все же тесная связь между областями источников всплесков I типа и «обратных U»-всплесков III типа с петлями в мягком рентгене, обсуждавшаяся в разд. 2 п. 2, показывает, что эти радиовсплески излучаются в плотных трубках магнитного потока (и обычные всплески типа III, вероятно, в корональных лучах или потоках). Отсюда, по-видимому, следует, что условия рассеяния и рефракции в солнечной короне еще не поняты полностью. Возможно, что радиоизлучение распространяется через большое количество случайным образом расположенных неоднородных структур, приводя в результате к эффекту, подобному тому, который имел бы место в случае сферически симметричной коро-

ны. Единственное другое объяснение, предложенное до настоящего времени, состоит в том, что вторая гармоника не излучается изотропно, а главным образом в обратном направлении [40]; в этом случае смещение положения излучения внутрь и видимый размер источника сильно увеличены эффектами рефракции и рассеяния (см. рис. 2 в п. 4 из [39]).

Действительный размер источника важен при определении истинной яркостной температуры излучения. Обычно мы принимаем, что источники типа I разрешаются на радиогелиографе Кулгуря, так что видимая яркость приблизительно равна действительной яркости. Если, однако, в действительности источник был очень мал, скажем, меньше — порядка  $0',1$  на  $160\text{ MHz}$ , истинная яркостная температура излучения I типа  $T > 10^{10}\text{ K}$ , процесс излучения, вероятно, когерентный (см. разд. 1 п. 3).

## 2. Взаимодействие типов волн

Мелроуз [41] обратил внимание на то, что отсутствие обращения в знаке круговой поляризации источников типа I при ПЦМ, уменьшение в степени поляризации, когда источники типа I приближаются к солнечному лимбу [42], и слабую поляризацию всплесков типа II и типа III можно объяснить взаимодействием типов волн в областях квазипоперечного распространения, которые встречаются для определенных конфигураций магнитного поля в короне. Условие взаимодействия типов волн можно написать как [41]

$$L_N B^3 \ll 10^{-2} f_p^2, \quad (3)$$

где  $L_N$  — масштабная длина километра неоднородностей плотности,  $B$  — магнитное поле в гауссах и плазменная частота  $f_p$  в мегагерцах. Подставляя  $B = 1\text{ Gc}$ ,  $f_p = 100\text{ MHz}$  дает  $L_N \ll 100\text{ км}$ . Мелроуз [41] рассматривает неоднородности плотности в виде плотных плазменных пластин, вытянутых в радиальном направлении и характерными длинами около  $100\text{ км}$ . Принимается, что такие неоднородности плотности имеют место на нейтральных поверхностях между открытыми магнитными силовыми линиями над плазменным уровнем для источников типа I и вблизи плазменных уровней для источников типа III. Следовательно, эти неоднородности плотности рассеивают излучение типа III больше, чем типа I, и приводят к меньшей направленности типа III, чем типа I, что наблюдали Кароубалос и Стейнберг [43]. Эти неоднородности также могут обеспечить градиенты плотности, требуемые в модели Такакуры и Юсефа [44] для всплесков типа III б.

Однако наблюдения тонкой поляризационной структуры таких всплесков, как «*striæ*» и дрейфующие пары не согласуются с моделью Мелроуза [41]. Эти всплески тесно связаны со всплесками типа III и сильно поляризованы с тем же знаком (обыкновенный тип волн), что и бури типа I на более высоких частотах [13, 18]. Если эта тонкая структура наблюдается в области источника типа III, то согласно модели Мелроуза она должна была бы быть деполяризована из-за взаимодействия волн в квазипоперечных областях распространения так же, как это происходит со всплесками типа III.

---

По данным имеющихся в настоящее время наблюдений различия в свойствах всплесков типа I и типа III возникают из-за того, что электроны, ответственные за всплески типа I, заключены в областях сильного (замкнутого) магнитного поля над большими группами солнечных пятен, в то время как электроны, связанные со всплесками типа III, могут более или менее свободно распространяться вдоль от-

крытых силовых линий магнитного поля либо вдоль высоких петель со слабыми магнитными полями (в случае «обратных  $U$ »-всплесков III типа), часто значительно смещенных от областей мощных пятен. До сих пор не существует удовлетворительного объяснения, почему источники излучения основной частоты и гармоники во всплесках III типа расположены на одной высоте вблизи солнечного лимба.

Использование взаимодействия волн в квазипереречной области над источником всплесков I типа для объяснения отсутствия смены знака круговой поляризации при прохождении центрального меридиана, по-видимому, противоречит наблюдениям сильной поляризации «стрия» всплесков типа III и другим проявлениям тонкой структуры всплесков на низких частотах. «Гипотеза эха» для объяснения всплесков с обратным дрейфом, видимо, несостоятельна.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Elgary, *Astrophys. Norv.*, **7**, 123 (1961).
2. M. R. Kundu, *Solar Radio Astronomy*, Interscience, New York, 1965.
3. T. De Groot, *Weak Solar Radio Bursts*, Ph. D. Thesis, Univ. of Utrecht, Reidel, Dordrecht, 1966.
4. J. P. Wild and S. F. Smerd, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **10**, 159 (1972).
5. R. T. Stewart, *Solar Phys.*, **40**, 417 (1975).
6. Solar Radio Group Utrecht, *Space Sci. Rev.*, **16**, 45 (1974).
7. J. P. Wild, *Austr. J. Sci. Res.*, **A4**, 36 (1951).
8. J. P. Wild and A. Tamicha, *Nature*, **203**, 1128 (1964).
9. J. M. Malville, *Astrophys. J.*, **136**, 236 (1962).
10. A. Boischot, J. de la Noë, M. du Chaffont and C. Resolen, *C R Acad. Sci. (France)*, **272**, 166 (1971).
11. J. Hanasz, *Austr. J. Phys.*, **19**, 635 (1966).
12. J. de la Noë and B. Moller Pedersen, *Astron. Astrophys.*, **12**, 371 (1971).
13. G. R. A. Ellis, *Austr. J. Phys.*, **22**, 177 (1969).
14. J. A. Roberts, *Austr. J. Phys.*, **12**, 327 (1959).
15. G. R. A. Ellis and P. M. McCulloch, *Austr. J. Phys.*, **20**, 583 (1967).
16. J. de la Noë and A. Boischot, *Astron. Astrophys.*, **20**, 55 (1972).
17. L. L. Bazelyan, N. Yu. Goncharov, V. V. Zaitsev, V. A. Zinichev, V. O. Rapoport and Ya. G. Tsybko, *Solar Phys.* (in press).
18. S. Suzuki (privat communication).
19. V. L. Ginzburg and V. V. Zheleznyakov, *Astron. Zh.*, **35**, 694 (1958).
20. D. B. Melrose and W. N. Sy, *Austr. J. Phys.*, **25**, 587 (1972).
21. G. A. Dulk, S. F. Smerd, R. M. MacQueen, J. T. Gosling, A. Magun, R. T. Stewart, K. V. Sheridan, R. D. Robinson and S. Jacques, *Solar Phys.* (in press).
22. D. B. Melrose, *Solar Phys.*, **35**, 441 (1974).
23. T. Takakura, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **15**, 462 (1963).
24. K. Kai, *Solar Phys.*, **11**, 456 (1970).
25. L. L. McGready, J. L. Pawsey and R. Payne-Scott, *Proc. Roy. Soc. London*, **A 190**, 357 (1947).
26. R. Payne-Scott and A. G. Little, *Austr. J. Sci. Res.*, **A4**, 508 (1951).
27. A. M. Malinge, *Ann. Astrophys.*, **26**, 97 (1963).
28. K. Kai and K. V. Sheridan, *Solar Phys.*, **35**, 181 (1974).
29. M. F. Lantos-Jarry, *Solar Phys.*, **15**, 40 (1970).
30. G. A. Dulk and G. J. Nelson, *Proc. Astron. Soc. Austr.*, **2**, 211 (1973).
31. D. J. McLean, *Proc. Astron. Soc. Austr.*, **1**, 188 (1969).
32. G. W. Pneuman, *Solar Phys.*, **3**, 578 (1968).
33. D. J. McLean, *Proc. Astron. Soc. Austr.*, **1**, 315 (1970).
34. R. T. Stewart and J. A. Vorpal, *Solar Phys.* (in print).
35. G. Poletto, G. S. Vaiana and M. V. Zombeck, A. S. Krieger and A. F. Timothy, *Solar Phys.*, **44**, 83 (1975).
36. M. Morimoto and K. Kai, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **13**, 294 (1961).
37. R. T. Stewart, *Solar Phys.* (in press).
38. A. C. Riddle, *Proc. Astron. Soc. Austr.*, **2**, 98 (1972).
39. A. C. Riddle, *Proc. Astron. Soc. Austr.*, **2**, 148 (1972).
40. S. F. Smerd, J. P. Wild and K. V. Sheridan, *Austr. J. Phys.*, **15**, 180 (1962).
41. D. B. Melrose, *Solar Phys.*, **43**, 79 (1975).
42. K. Kai, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **14**, 1 (1962).
43. C. Caroubalos and J. L. Steinberg, *Astron. Astrophys.*, **32**, 245 (1974).
44. T. Takakura and S. Yousef, *Solar Phys.*, **40**, 421 (1975).

45. S. F. Smerd, Res. Geophys. (Ed. H. Odishaw) MIT Press, Cambridge, 1, 65 (1964).
46. J. P. Wild, Proc Astron Soc Austr., 1, 365 (1970).
47. G. Newkirk, Astrophys. J., 133, 982 (1968).
48. K. Saito, Ann. Tokyo Astron Obs., 12, 53 (1970).
49. R. T. Stewart and N. R. Labrum, Solar Phys., 27, 192 (1972).

Отделение радиофизики, объединенная научная  
и промышленная исследовательская организация  
(КСИРО), Сидней, Австралия

## SOME COMMENTS ON THE OBSERVED RELATIONSHIPS BETWEEN TYPE I AND TYPE III SOLAR RADIO BURSTS

*R. T. Stewart*

Current interpretations of metre wavelength observations of type I and type III burst properties are discussed. It is concluded that type I and type III bursts are excited by fast electrons with almost the same speeds but that type I electrons are trapped in closed magnetic fields above sunspots whereas type III electrons are free to propagate along open magnetic field lines or along high magnetic loops. However, the disparity in the magnetic field strengths between type I and type III source regions is not as great as previously supposed. Estimates of the magnetic field strengths and electron densities in type I and III source regions are discussed. At the height of the 80 MHz plasma level,  $\sim 1.6 R_{\odot}$ , the magnetic flux density  $B \approx 1 G$  in a type I source and  $B < 0.2 G$  in a type III source. The electron densities in type I and type III sources are about equal and eight to ten times greater than the density at a corresponding height in the quiet *K*-corona. There are insufficient radioheliograph observations of fine spectral features associated with type I and type III bursts to decide between current theories except in the case of reverse drift-pair bursts, where it appears that the echo hypothesis is not valid.

---

УДК 523.164.32

## НОВЫЕ ДАННЫЕ О РАДИОСПЛЕСКАХ II ТИПА\*

*Д. Дж. Мак-Лейн, Г. Дж. Нельсон*

Приведен краткий обзор современных представлений о природе всплесков II типа и их связи с всплесками III типа. Анализируется интересный всплеск II типа, который был зарегистрирован недавно после залимбовой вспышки 20 марта 1976 г. Анализ этого явления, как и рассмотрение наблюдавшихся ранее залимбовых всплесков, позволяет получить важную информацию об особенностях распространения ударных волн в короне.

Цель исследований солнечного радиоизлучения состоит в том, чтобы разработать интерпретацию всего многообразия наблюдаемых всплесков в рамках определенных микро- и макропроцессов и в конечном счете получить информацию о физических условиях в соответствующих областях хромосферы и короны. Хотя прогресс в интерпретации многих метровых всплесков весьма незначителен, большие успехи достигнуты в понимании природы всплесков трех типов: всплесков II и III типов, а также движущихся всплесков IV типа. Мы не будем обсуждать здесь всплески IV типа. Однако, поскольку механизмы генерации всплесков II и III типов подобны, целесообразно кратко остановиться сначала на всплесках III типа.

Всплески III типа связаны с распространением через корону (и далее через солнечный ветер) кратковременных потоков субрелятивистских электронов. (Впервые такое предположение было сделано Уайлдом и др. [1].) Эти потоки возбуждают в корональной плазме ленгмюровские волны, которые рассеиваются затем на ионных неоднородностях или других ленгмюровских волнах. В результате возникает электромагнитное излучение на частотах, близких к основному тону и второй гармонике локальной плазменной частоты. (Этот механизм был предложен Гинзбургом и Железняковым [2].) Движение электронных потоков контролируется магнитным полем. В зависимости от структуры поля в короне, потоки могут или удаляться на большие расстояния от Солнца, возбуждая нормальные всплески III типа, или распространяться вдоль искривленных силовых линий и возвращаться обратно к солнечной поверхности, генерируя при этом всплески III типа с U-образной формой спектра. При рассмотрении деталей такой интерпретации возникают серьезные проблемы, большинство из которых связано с трудностями теоретической трактовки соответствующих плазменных процессов.

Другой вид метровых всплесков, для которых по крайней мере в общих чертах разработана приемлемая интерпретация, — это всплески II типа. Известно, что всплески II типа вызываются ударными волнами, распространяющимися в короне после вспышек. На каждом уровне в короне ударная волна генерирует электромагнитное излучение на локальной плазменной частоте или на несколько более высокой частоте, рав-

\* Перевод с английского И. М. Чертка.

ной плазменной частоте за фронтом ударной волны, или, возможно, на обеих этих частотах [3]. Эта полоса излучения повторяется на гармонике, частота которой равна примерно удвоенной плазменной частоте. Движение ударной волны от солнечной поверхности проявляется на динамическом спектре как постепенное уменьшение частоты излучения. Полоса излучения часто обнаруживает целый ряд структурных особенностей. Иногда это довольно узкая полоса ( $\Delta f \sim 10 \text{ МГц}$  на  $f \sim 100 \text{ МГц}$ ), в ряде случаев — очень широкая ( $\Delta f \sim f$ ). Основная полоса излучения может расщепляться на две близкие полосы, имеющие аналогичные вариации интенсивности и скорость дрейфа. Иногда основная полоса разбивается на две или более независимые яркие полосы. Наблюдаются также всплески с так называемой елочной структурой.

Наблюдаемую в ряде случаев очень узкую интенсивную полосу излучения можно объяснить только в рамках плазменной гипотезы. Если в соответствии с этой гипотезой интерпретировать частотный дрейф всплесков II типа, приняв разумное распределение электронной плотности в короне, то наблюдаемое радиоизлучение указывает на существование возмущений, которые распространяются во внешние слои короны со скоростью от 200 до 2000 км/с. Эти значения скорости существенно больше скорости звука в короне и кроме того, вероятно, превышают локальную альвеновскую скорость. Отсюда следует, что возмущения, ответственные за всплески II типа, — это ударные волны. Это находит независимое подтверждение в наличии связи всплесков II типа с моретоновскими волнами (возмущениями, аналогичными ударным волнам, которые наблюдаются в линии  $H_\alpha$  и распространяются вдоль поверхности хромосферы со скоростью около 1000 км/с), а также с ударными волнами в солнечном ветре, которые регистрируются на космических аппаратах. Кроме того, такая интерпретация подтверждается тем, что в каждом отдельном всплеске II типа излучение на разных частотах генерируется на различных высотах в короне.

Поэтому можно, вероятно, принять, что всплески II типа генерируются ударными волнами. Однако многие трудные вопросы о природе этих волн и конкретном механизме возбуждения всплесков все еще остаются нерешенными. К таким вопросам относятся следующие:

- Как распространяются ударные волны — вдоль магнитного поля, поперек или под произвольным углом к силовым линиям?
- Какое влияние на распространение ударных волн оказывают различные структурные образования в короне?
- Какова структура ударных волн и с чем связана незначительная протяженность этих волн, необходимая для объяснения наблюдаемой на некоторых спектрах узкой полосы излучения?

Обычно считают, что процесс генерации электромагнитного излучения во всплесках II типа по существу аналогичен описанному выше механизму генерации всплесков III типа, за исключением одной дополнительной стадии, которая необходима в случае всплесков II типа, — непрерывного ускорения электронов во фронте ударной волны. Такая точка зрения находит серьезное подтверждение в наблюдениях в некоторых всплесках II типа елочной структуры — последовательности кратковременных быстро дрейфующих элементов, выходящих из основной полосы в сторону высоких или низких частот. Сходство отдельных элементов со всплесками III типа дает основание предполагать, что они возбуждаются потоками электронов, ускоренными во фронте ударной волны, и процесс их генерации такой же, как у всплесков III типа. Однако, даже если принять такую гипотезу, остается неясным ряд вопросов:

- Каким образом ускоряются электроны?

е) Как можно объяснить высокую яркостную температуру излучения, достигающую  $10^{11}$  К [4], если распределение энергичных электронов является изотропным (такое распределение представляется наиболее вероятным для электронов, находящихся за фронтом ударной волны) [5]?

Мы не можем в настоящее время ответить на эти вопросы. Однако для того, чтобы попытаться найти наблюдательные данные, которые помогли бы выяснить эти вопросы, полезно проанализировать некоторые характеристики двух всплесков II типа, связанных с залимбовыми вспышками. Мы выбрали именно эти всплески для специального анализа, поскольку рассмотрение другого залимбового явления, явления 30 марта 1969 г., описанного Смердом [6], позволило получить ценную информацию о распространении ударных волн, вызывающих всплески II типа. Напомним кратко основные особенности этого явления.

Наблюдения на гелиографе (см. рис. 3 в [6]) не оставляют сомнений в том, что за это явление была ответственна крупная активная область, которая зашла за западный лимб примерно за день до всплеска, и что источник третьей компоненты всплеска II типа двигался в сторону оптического лимба (рис. 5 в [6]). Ясно, что траектория распространения соответствующего возмущения от вспышки до наблюдаемого местоположения источника всплеска не могла быть прямолинейной. Следовательно, на распространение ударной волны оказала влияние рефракция или определенная структура короны (рис. 6 в [6]). Дополнительные свидетельства такого влияния были получены Кеем [7], а также Нельсоном и Робинсоном [4], которые установили, что источники всплесков II типа обычно смещены относительно вспышки в сторону областей, где магнитное поле соответствующих групп пятен относительно слабо. Это смещение согласуется с моделью, развитой в [8, 9].

Другое важное заключение вытекает из сопоставления местоположения источников всплеска II типа 30 марта 1969 г. со структурой коронального магнитного поля, рассчитанной путем экстраполяции в корону магнитного поля, наблюдаемого на уровне фотосферы. В данном случае расчетное магнитное поле оказалось необычайно простым: все силовые линии над областью, занимающей почти полусферу Солнца, исходят из центра активности, в котором произошла вспышка. Это является серьезным аргументом в пользу утверждения, что в рассматриваемом явлении ударная волна распространялась вдоль магнитного поля [10]. Этот результат особенно важен, поскольку наиболее разработанные теории всплесков II типа основаны на предположении, что направление распространения ударной волны перпендикулярно окружающему магнитному полю.

Теперь рассмотрим два недавних явления, которые имели место 20 марта 1976 г. на восточном лимбе. Единственная активная область, которая могла быть ответственна за соответствующие вспышки, во время первого явления располагалась на расстоянии  $\sim 56^\circ$  за лимбом. Через несколько дней, когда область вышла из-за лимба, она все еще была довольно активна. Динамические спектры этих двух явлений имели менее регулярную структуру, чем спектры типичных всплесков II типа (возможно, это является общим свойством залимбовых всплесков).

Ниже мы сконцентрируем внимание на первом всплеске, который по ряду причин представляет особый интерес. Спектр этого всплеска (рис. 1) имеет резкую низкочастотную границу, которая примерно в течение 3 минут, начиная с 0205 UT, дрейфует по частоте от  $f \sim 100$  МГц до  $f < 30$  МГц. Этот дрейф гораздо более быстрый, чем дрейф, наблюдаемый обычно у всплесков II типа, и, что особенно важ-

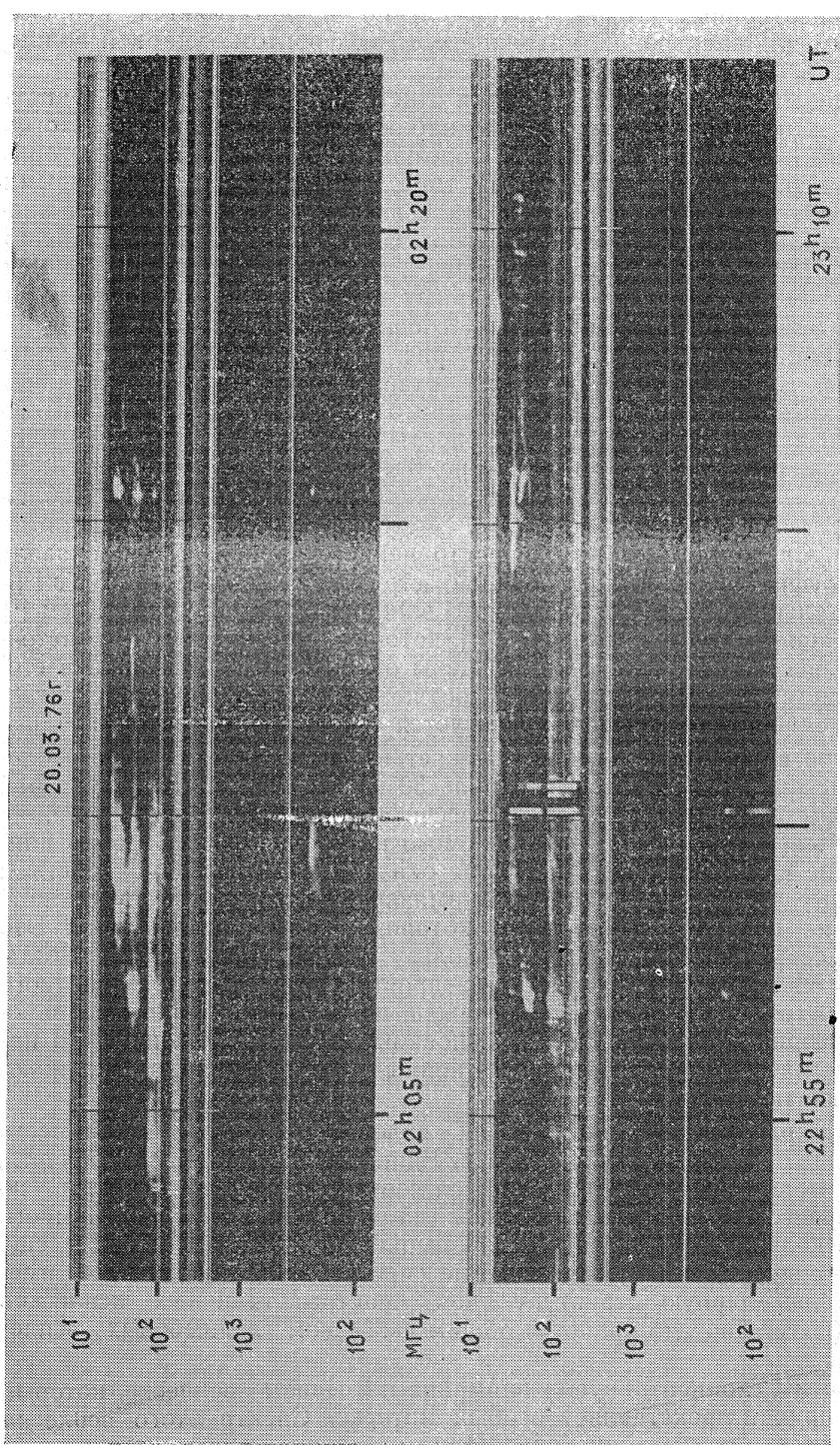


Рис. 1. Динамические спектры двух «всплесков II типа», наблюдавшихся 20 марта 1976 г. Для каждой частоты  $\nu$  момента времени яркости изображения соответствует интенсивности радиоизлучения. Горизонтальные прямые линии — помехи. Под каждым спектром приведена также регистрация с низкой чувствительностью в диапазоне 24—200 МГц.

но, скорость его намного превышает скорость дрейфа различных деталей, которые можно различить на спектре. Возможно, что некоторые компоненты всплеска относятся к излучению основного тона и гармоники. Однако такая интерпретация не подкрепляется сколь-нибудь заметным подобием компонент. Более вероятно, что этот всплеск представляет собой пример явления, состоящего из многочисленных ярких полос, генерируемых в различных частях протяженного фронта ударной волны. Поскольку всплеск связан с залимбовой вспышкой, возможно, что все наблюдаемое излучение относится ко второй гармонике локальной плазменной частоты.

Анализ контуров, которые получены при помощи радиогелиографа в Калгуре (рис. 2), показывает, что источники всплесков располагались высоко в короне над восточным лимбом. С учетом того, что вспышка была залимбовой, следует принять, что высота источников над фотосферой составляла  $0,8 R_{\odot}$  на  $80 \text{ МГц}$  и  $1,5 R_{\odot}$  на  $43 \text{ МГц}$ . Эти высоты очень сходны с высотами, полученными в [11] для континуальных всплесков и в [12] для лимбовых всплесков III типа. Размеры источников всплеска были исключительно большими — примерно  $28' \times 6'$  на  $80 \text{ МГц}$  и  $20' \times 14'$  на  $43 \text{ МГц}$  (по половинной мощности). Значительную протяженность источника на  $80 \text{ МГц}$  в тангенциальном направлении легко объяснить протяженностью ударного фронта, а относительно малые размеры в другом направлении, вероятно, связаны с тем, что луч зрения почти тангенциален поверхности плазменного уровня на  $40 \text{ МГц}$ , откуда исходит излучение на  $80 \text{ МГц}$ . Однако гораздо больший размер источника на  $43 \text{ МГц}$  в радиальном направлении противоречит этой простой интерпретации. В [4] уже обращалось внимание на трудности, которые возникают при объяснении больших радиальных размеров некоторых всплесков II типа.

20 ОЗ 76 г.

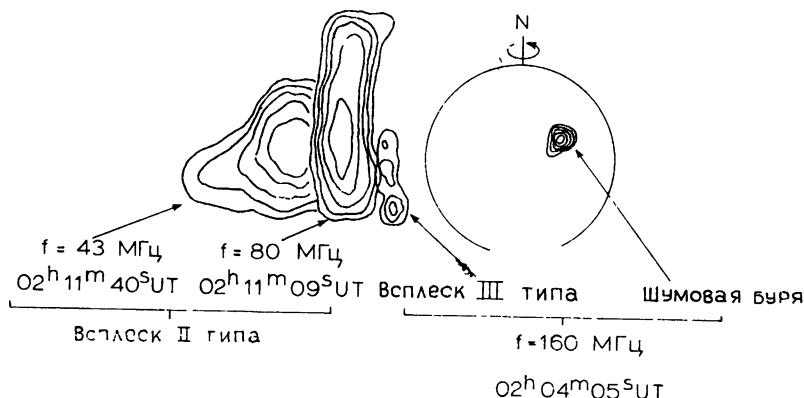


Рис. 2. Комбинированная контурная диаграмма, показывающая типичные размеры и положение источников первого всплеска II типа по данным радиогелиографа в Калгуре на трех частотах.

На рис. 3 приведена карта, показывающая местоположения центров различных источников на протяжении всего времени развития явления. На  $160 \text{ МГц}$ , кроме активности в виде редких всплесков III типа, наблюдался лишь отдельный источник шумовой бури, локализованный на другой стороне Солнца. Неизменное положение этого источника свидетельствует о том, что положение других источников на всех трех частотах неискажалось вариациями рефракции в ионосфере. На карте мож-

но видеть также, что положение центров источников всплеска II типа во время явления испытывало значительный разброс в направлениях как перпендикулярном, так и параллельном лимбу. На  $80 \text{ МГц}$  после наиболее интенсивной части всплеска наблюдались очень быстрые перемещения центра источников в направлении, параллельном лимбу. Это проиллюстрировано на рис. 4, где приведены контуры источников, полученные с 3-секундным интервалом (следует обратить особое внимание на внутренние контуры). Такое перемещение, по-видимому, характерно и для других всплесков II типа (см., например, [13]), однако до сих пор это явление не объяснено.

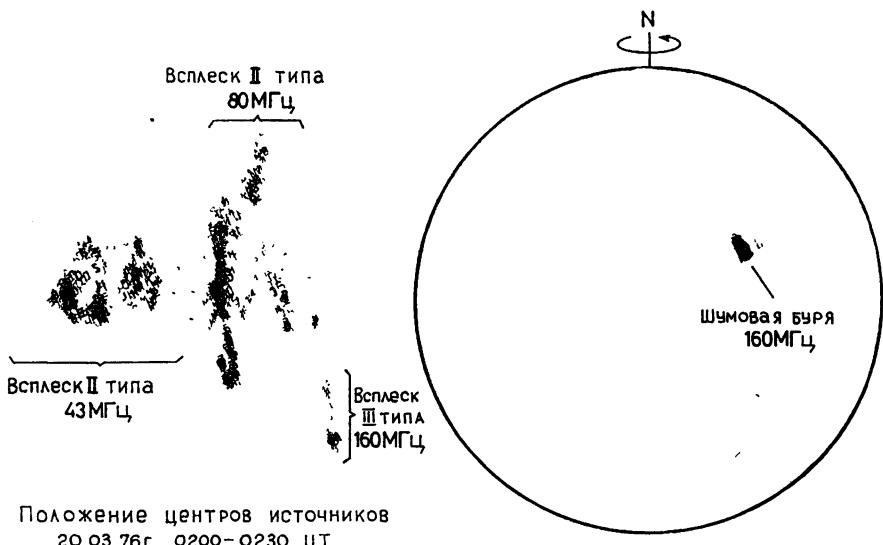


Рис. 3. Карта локализации центров источников по данным радиогелиографа. Положение центра каждого источника, наблюдавшегося в течение получасового интервала, отмечено маленьким значком. Отдельные значки нельзя различить, однако наложение многих значков ясно показывает местоположение источников.

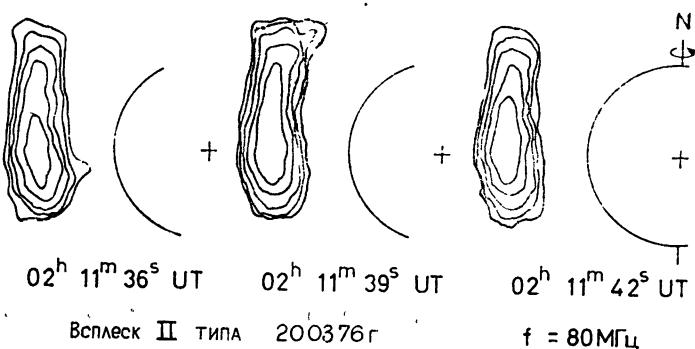


Рис. 4. Контуры источников через 3-секундные интервалы, соответствующие фазе очень слабой интенсивности всплеска II типа на  $80 \text{ МГц}$ . Видны быстрые изменения структуры источника, в частности внутренних контуров.

Особый интерес представляет радиальное движение источников. Его зависимость от времени показана на рис. 5. На  $43 \text{ МГц}$  это движение наиболее значительно: в начале явления на протяжении короткого интервала времени наблюдалось движение от Солнца, затем вплоть

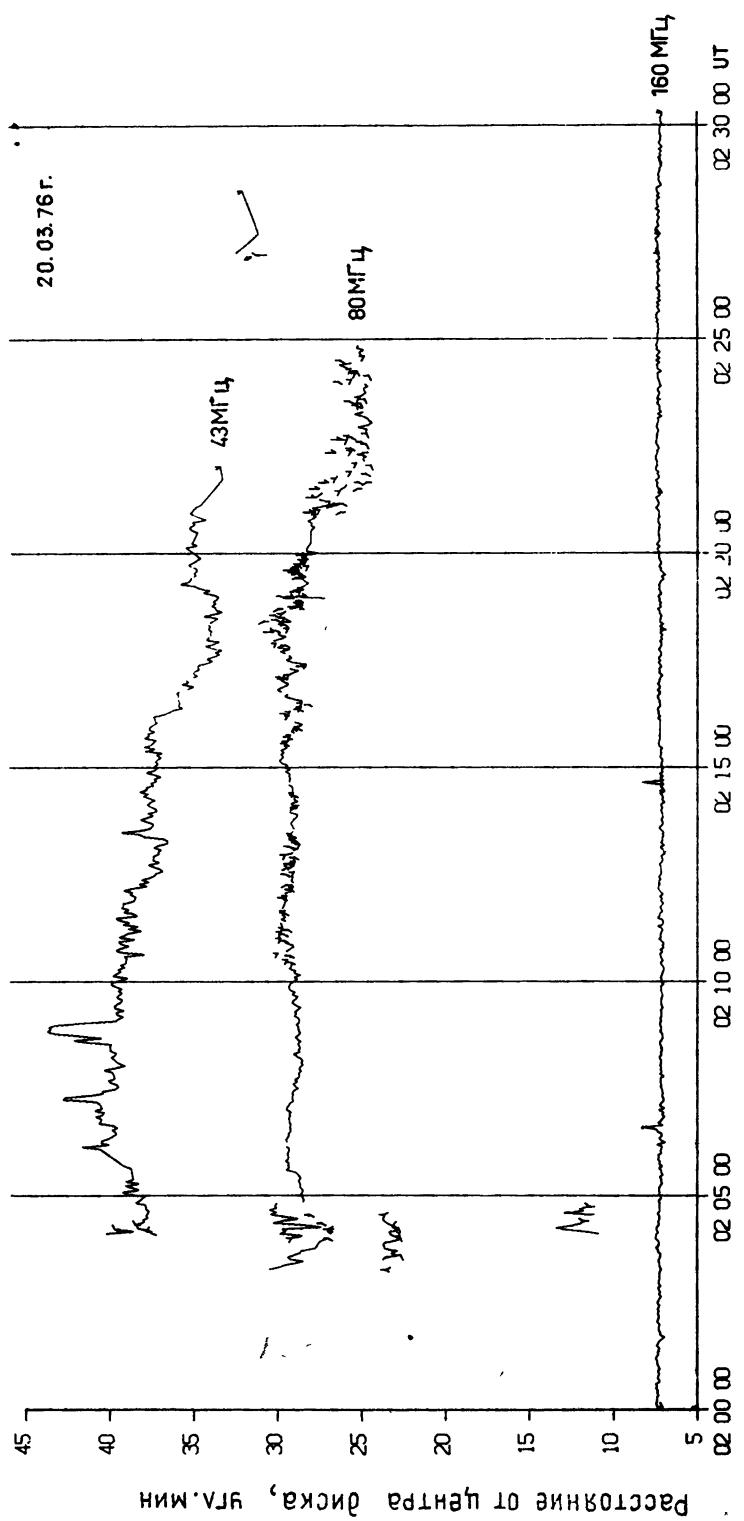
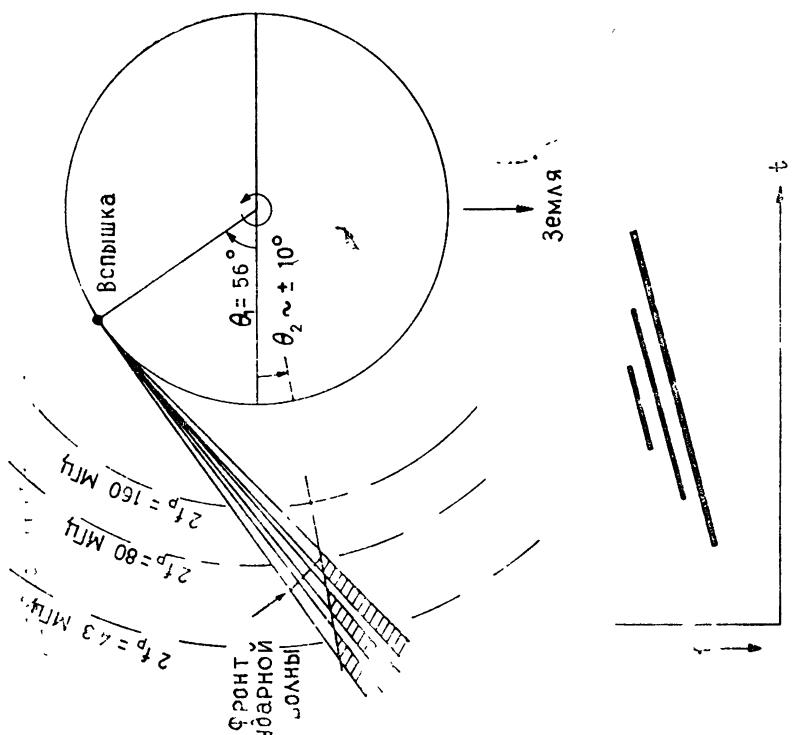
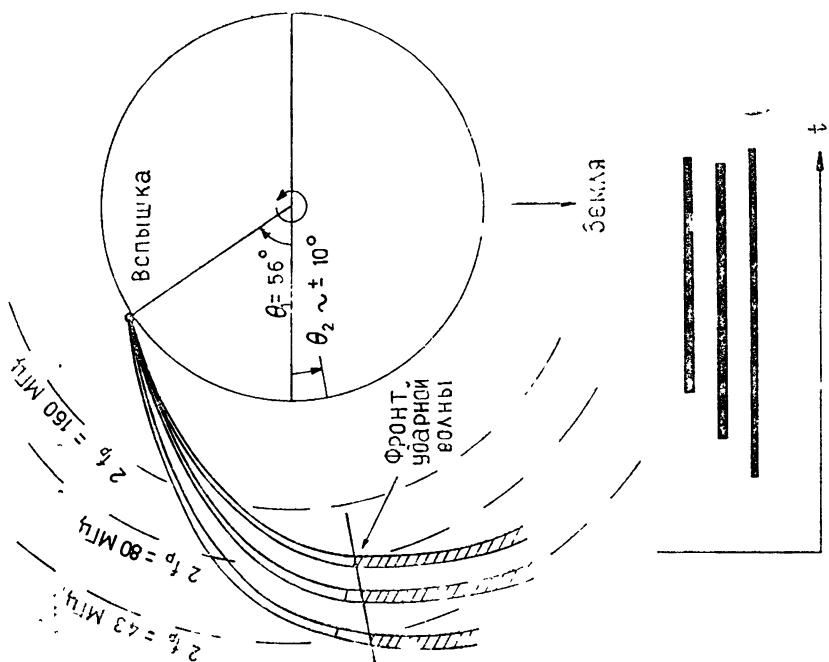


Рис. 5. Полученная при помощи компьютера временная зависимость расстояния центров различных источников от центра солнечного диска.

Рис. 6. Два варианта модели, объясняющей низкочастотное обрезание, замеченое вверху на спектре всплеска II типа, показанного на рис. 1. Слева — ударная волна, состоящая из трех частей, распространяющаяся от всплышики по прямолинейной траектории. С Землей видна только часть траектории (защищирована), расположенная над поверхностью земли и экранирования. Внизу изображена динамический спектр всплеска II типа, соответствующий этой модели. Справа — ударная волна распространяется вдоль искривленной траектории (как в явлении 30 марта 1969 г.). Очевидно, расчетный спектр при этом лучше согласуется с наблюдаемым.



до конца явления имело место систематическое перемещение источника в сторону солнечной поверхности. На  $80 \text{ МГц}$  положение источника было довольно стабильным (с точностью до  $1'$ ) в течение большей части явления, но в конце всплеска также наблюдалось существенное смещение к Солнцу. Движение источника на  $43 \text{ МГц}$  можно понять, если допустить, что пересечение фронта ударной волны с поверхностью, где плазменная частота равна  $21,5 \text{ МГц}$  (поверхность считается сферической), постепенно пересмещается от первоначального положения примерно в  $20^\circ$  за лимбом до гелиодолготы  $\sim 40^\circ$  перед лимбом в конце явления. Тогда, исходя из простейшего предположения, что возмущение распространялось от вспышки до плазменной поверхности на  $21,5 \text{ МГц}$  вдоль прямолинейной траектории, по данным о движении источника на  $43 \text{ МГц}$  получаем для скорости ударной волны величину  $600 \text{ км/с}$ . Если же, как и в явлении 30 марта 1969 г., траектория ударной волны была искривлена в направлении горизонта, то скорость могла быть заключена в пределах от  $600 \text{ км/с}$  до максимального значения  $1000 \text{ км/с}$ . Если учесть, что предположение о сферической симметрии короны является довольно произвольным, то соответствие между этими величинами и другими оценками скоростей источников всплесков II типа представляется неожиданно хорошим. Возможно, тот факт, что на  $80 \text{ МГц}$  источник не обнаруживает аналогичного движения, связан с наличием более сложных структур на низких высотах в короне.

Указанная интерпретация наблюдаемого движения источника на  $43 \text{ МГц}$  позволяет в данном случае осуществить его трехмерную локализацию, причем как функцию времени. В будущем мы надеемся получить возможность сопоставить положение источников с расчетным магнитным полем в короне за рассматриваемый день.

При разработке этой интерпретации мы пока не пытались ввести коррекцию на эффекты распространения радиоизлучения (рефракцию и рассеяние). Неточности такой коррекции, вероятно, являются основным ограничением при использовании этой интерпретации для трехмерной локализации радиоисточников.

Рис. 6 иллюстрирует интерпретацию низкочастотного обрезания динамического спектра данного явления. Слева показан случай, когда залимбовая вспышка вызывает ударную волну, состоящую из отдельных фрагментов, которая распространяется от вспышки до прямолинейной траектории. Ударная волна остается невидимой с Земли до тех пор, пока она не пересечет поверхность, проходящую через лимб. Затем она может наблюдаваться с Земли. Однако оценка скорости ударной волны в рамках такой интерпретации дает значение, превышающее  $3000 \text{ км/с}$ , которое не согласуется с наблюдаемой скоростью дрейфа. Величину скорости можно уменьшить, если принять, что ударная волна распространялась по искривленной траектории. Такое искривление траектории могло иметь место при заметной рефракции в короне. О том, что такой эффект возможен, свидетельствует анализ явления 30 марта 1969 г. Этот случай проиллюстрирован на правой части рисунка.

Интересно отметить, что через 20 дней после описанного здесь явления на «Пионере 10» было зарегистрировано усиление солнечного ветра, которое наблюдалось после спокойного периода, длившегося более 200 дней. В это время космический аппарат находился на расстоянии  $9,7 \text{ а.е}$  от Солнца, а угол «Пионер 10»—Солнце—Земля составлял  $147^\circ$ . Если это усиление было связано с одним из указанных всплесков II типа, то отсюда следует, что возмущение должно было бы распространяться со средней скоростью более  $800 \text{ км/с}$ . Более вероятно,

что вариации в солнечном ветре, зарегистрированные на «Пионере 10», были связаны с другой активностью, имевшей место ранее в той же области.

### ЛИТЕРАТУРА

1. J. P. Wild, J. A. Roberts and J. D. Murray, *Nature*, **173**, 532 (1954).
2. В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков, *Астрон. ж.*, **35**, 694 (1958).
3. S. F. Smerd, K. V. Sheridan and R. T. Stewart, *Astrophys. Lett.*, **16**, 23 (1975).
4. G. J. Nelson and R. D. Robinson, *Proc. Astron. Soc. Austr.*, **2**, 370 (1975).
5. D. B. Melrose, *Solar Phys.*, **43**, 211 (1975).
6. S. F. Smerd, *Proc. Astron. Soc. Austr.*, **1**, 305 (1970).
7. K. Kai, *Solar Phys.*, **10**, 460 (1969).
8. Y. Uchida, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **22**, 341 (1970).
9. Y. Uchida, M. D. Altschuler and G. Jr. Newkirk, *Solar Phys.*, **28**, 495 (1973).
10. G. A. Dulik, M. D. Altschuler and S. F. Smerd, *Astrophys. Lett.*, **8**, 235 (1971).
11. A. Magun, R. T. Stewart and R. D. Robinson, *Proc. Astron. Soc. Austr.*, **2**, 367 (1975).
12. R. T. Stewart, *Solar Phys.*, 1976.
13. D. J. McLean, „Coronal Disturbances“ (Ed. G. Jr. Newkirk) Reidel, Dordrecht-Holland, 1974, p. 301.

Отделение радиофизики, Объединенная научная  
и промышленная исследовательская организация  
(КСИРО), Сидней, Австралия

### RECENT DATA ON TYPE II SOLAR RADIO BURSTS

*D. J. McLean, G. J. Nelson*

The status of our understanding of type II bursts, and the related theory of type III bursts, is reviewed briefly. This is followed by the analysis of a recent interesting behind-the-limb type II burst on 1976 March 20. As for an earlier behind-the-limb burst, this analysis suggests properties of the behaviour of the shock.

УДК 523.164.32

## О ПЛАЗМЕННОМ МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЕГО РОЛИ В ПРОИСХОЖДЕНИИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЛЕСКОВ\*

*Д. В. Мелроуз*

Рассмотрены три проблемы.

1) Отмечены трудности в объяснении наблюдаемых эффективных температур выше  $10^9$  К, связанные с тем, что при генерации излучения основного тона за счет индуцированного нелинейного рассеяния плазменных волн на тепловых ионах процессы усиления и поглощения имеют тенденцию к взаимной компенсации. Кроме того, требование, чтобы оптическая толщина в индуцированном рассеянии существенно превышала единицу, налагает жесткие ограничения на параметры потоков, возбуждающих всплески III типа.

2) Приведены общие формулы для инкремента ленгмюровских волн, излучаемых электронами с анизотропным распределением по скоростям. Усиление, как правило, возможно только для распределений, которые не просто анизотропны, а имеют «щель». Приведены оценки для трех конкретных видов анизотропии: анизотропии, связанной с «обратным конусом потерь»\*\*, анизотропии, описываемой полиномом Лежандра  $P_1$ , и анизотропии, вызванной конусом потерь.

3) В применении к интерпретации излучения I, V типов и континуума рассмотрены особенности плазменного механизма излучения. В частности, предполагается, что излучение I типа обусловлено одновременным присутствием умеренной ленгмюровской и сильной ионно-звуковой турбулентности, причем именно ионно-звуковая турбулентность приводит к появлению ударной волны или другого локализованного возмущения, вызывающего всплески I типа, а также к локальному нагреву корональной плазмы, ответственному за появление континуума I типа.

Мне хотелось бы обсудить три проблемы, относящиеся к плазменному механизму излучения, т. е. излучению на первой и второй гармониках плазменной частоты, обусловленному конверсией ленгмюровских волн в поперечные волны.

Первая проблема связана с практическими трудностями при объяснении интенсивного ( $T_1 \geq 10^9$  К) излучения III типа на первой гармонике как индуцированного рассеяния ленгмюровских волн в поперечные волны. Я имею в виду два момента: трудно объяснить как сильное преобладание усиления над (истинным) поглощением, так и большую по сравнению с единицей оптическую толщину (для усиления). По-видимому, для понимания механизма генерации основного тона не хватает каких-то фундаментальных представлений. Не исключено, что принятый механизм конверсии — нелинейное рассеяние на тепловых ионах — не является правильным.

Вторая проблема состоит в механизме генерации ленгмюровских волн. Единственный принятый механизм генерации связан с той или иной формой пучковой неустойчивости. Кроме того, существующие расчеты этой неустойчивости крайне упрощены и относятся только к одномерному случаю. Мне хотелось бы указать общий способ расчета инкремента

\* Перевод с английского Е. Я. Злотник

\*\* Этот термин (forward cone distribution) обозначает распределение с дефицитом электронов с поперечными (относительно магнитного поля) скоростями.

мента ленгмюровских волн, генерируемых частицами с любым заданным распределением по питч-углам, и суммировать ряд простых результатов для пучковых и непучковых распределений.

Третья проблема касается альтернативных механизмов плазменного излучения. Альтернативные (к пучковым неустойчивостям) источники ленгмюровской турбулентности необходимы в теории солнечных всплесков. Возможная альтернатива — генерация изотропным «щелевым» распределением — была предложена Мелроузом [1], но Робинсон [2] показал, что проведенное рассмотрение некорректно без учета релятивистских эффектов при поглощении ленгмюровских волн. Чтобы объяснить большое разнообразие наблюдаемых характеристик солнечного радиоизлучения, необходимо привлекать не только альтернативные источники ленгмюровских волн, но также и альтернативные формы механизмов конверсии.

### 1. ГЕНЕРАЦИЯ ПЕРВОЙ ГАРМОНИКИ

Можно показать, что генерация основного тона не зависит от углового спектра ленгмюровских волн и только слабо зависит от вида спектра по  $k$ . Поэтому при полуколичественном анализе, который здесь проводится, распределение ленгмюровских волн разумно описывать двумя параметрами: плотностью энергии  $W^l$  и средней фазовой скоростью  $v_\Phi$ . При  $T_e = T_i$  усредненное по углам уравнение переноса излучения, обусловленного рассеянием  $l \rightarrow t$  на тепловых ионах, можно записать в приближенной форме (см., например, [3]):

$$\frac{dT_1(k)}{dt} \approx \left( \frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{43}{12} \frac{\omega_p v_\Phi W^l}{n_e V_e} \left[ 1 - \left( \frac{\omega - \omega_p}{\omega_p} - \frac{3V_e^2}{2v_\Phi^2} \right) \frac{T_1(k)}{T_e} \right], \quad (1)$$

где  $T_1(k)$  — эффективная температура излучения на первой гармонике с частотой  $\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2$ ,  $V_e$  и  $n_e$  — тепловая скорость электронов и плотность основной плазмы. Уравнение (1) справедливо только при условии

$$\left| \frac{\omega - \omega_p}{\omega_p} - \frac{3V_e^2}{2v_\Phi^2} \right| \leq \sqrt{2} \frac{V_e}{43v_\Phi}. \quad (2)$$

Если неравенство (2) меняется на противоположное, то  $dT_1(k)/dt$  пре-небрежимо мало. При рассмотрении пространственного изменения  $T_1(k)$  производную  $d/dt$  нужно заменить на  $v_g d/ds$ , где  $s$  означает координату вдоль луча, а

$$v_g \approx c \sqrt{2} \left( \frac{\omega - \omega_p}{\omega_p} \right)^{1/2} \quad (3)$$

есть групповая скорость поперечных волн на первой гармонике.

Расстояние, на котором формируется первая гармоника, ограничено изменением  $\omega_p$  вдоль луча [3] и описывается приближенно величиной  $L_s = (2L_N)(\sqrt{2}V_e/43v_\Phi)$ , где  $L_N = |\text{grad } \ln n_e|^{-1}$ . Для любой конкретной модели источника решение уравнения (1) можно получить интегрированием по источнику. Решение можно записать в виде

$$T_1(k) = T_0 f(\tau), \quad (4)$$

где

$$T_0 = \frac{43v_\Phi}{2V_e} T_e; \quad (5)$$

$$\tau = \left( \frac{2\pi}{3} \right)^{1/2} \frac{1}{258} \left( \frac{n_1}{n_e} \right) \left( \frac{\omega_p L_N v_\Phi^2}{c V_e^2} \right) \left( \frac{W^l}{(1/2)n_1 m_e v_{\Phi}^2} \right), \quad (6)$$

и  $f(\tau)$  зависит от модели источника. Для всех моделей должно быть  $f(\tau) = \tau$  при  $\tau \ll 1$ . Поведение  $f(\tau)$  при  $\tau \gg 1$  определяет два предельных случая: а) плоская модель, в которой последний член в уравнении (1) приводит к постоянному нарастанию поперечных волн на протяжении слоя толщиной  $L_s$  [3], и б) источник, в котором  $\omega_p$  уменьшается с координатой  $s$ . Эти две модели приводят к соотношениям

$$f(\tau) = \begin{cases} e^\tau - 1 & ; \\ 2\Phi(\sqrt{\tau}/2), & \end{cases} \quad (7a)$$

(76)

где

$$\Phi(x) = 2xe^{-x^2} \int_0^x dt e^{t^2} \quad (8)$$

есть хорошо известная функция, описывающая дисперсию плазмы.

Первая из двух трудностей, упомянутых выше, состоит в том, что из модели б), которая представляется более вероятной, следует  $T_1(k) < 2T_0$ . Дело в том, что даже при  $\tau \gg 1$  усиление, обусловленное индуцированным рассеянием, почти полностью компенсируется поглощением, обусловленным тем же процессом в слое, прилегающем сверху [4]. При параметрах, характерных для всплесков III типа (например,  $T_e = 1,5 \cdot 10^6$  К и  $v_\Phi = c/3$ ), получим  $T_0 \approx 10^9$  К, в то время как наблюдаемая эффективная температура всплесков III типа на первой гармонике превышает  $10^{11}$  К. Эта трудность становится еще серьезнее, если учесть, что истинный источник, возможно, занимает значительно меньшую площадь, чем наблюдаемый. Если бы истинная площадь источника отличалась от видимой на фактор  $r \ll 1$ , то истинное значение  $T_1(k)$ , которое надо объяснить для источника с наблюдаемой температурой  $10^{11}$  К, составило бы  $(10^{11}/r)$  К. В этом случае в модели б) получилась бы эффективная температура менее  $(2 \cdot 10^9/r)$  К. Отсюда можно заключить, что для интерпретации излучения на первой гармонике (со сравнительно высокой эффективной температурой) как индуцированного рассеяния на тепловых ионах модель источника должна существенно отличаться от правдоподобной, на первый взгляд, модели б)\*.

Другая трудность состоит в объяснении большой оптической толщины  $\tau \gg 1$ , которая требуется для интерпретации интенсивной первой гармоники в любой модели источника. Подставляя численные значения  $T_e = 1,5 \cdot 10^6$  К,  $v_\Phi = c/3$ ,  $L_N = 3 \cdot 10^{10}$  см в (6), получим

$$\tau = 0,8 \cdot 10^7 \left( \frac{n_1}{n_e} \right) \left( \frac{W^l}{W_p} \right) f_p, \quad (9)$$

где  $W_p = \frac{1}{2} n_1 m_e v_{\Phi}^2$  есть плотность энергии протона,  $f_p$  — плазменная

частота в мегагерцах. Для всплесков III типа в диапазоне  $100 \text{ МГц} \geqslant f_p \geqslant 10 \text{ МГц}$  разумные пределы изменения величины  $n_1/n_e$ , по грубым оценкам, составляют  $10^{-8} — 10^{-6}$ . Существуют два аргумента в пользу таких оценок. Первый состоит в том, что величина  $n_1/n_e \approx 10^{-7}$ , была непосредственно измерена для потоков на орбите Земли [7], а можно ожидать, что  $n_1/n_e$  почти не меняется или медленно умень-

\* Корональные неоднородности не могут устраниТЬ эту трудность. Качественно их действие приводит к такому же ограничению  $T_1(k) < 2T_0$ , хотя это зависит от конкретной модели (см. [5, 6]).

шается при движении потока через внешнюю солнечную корону и межпланетную среду. Второй аргумент состоит в прямой оценке  $n_1$ : скажем, в объеме с высотой  $3 \cdot 10^{10} \text{ см}$  (эта оценка получена в предположении, что время, за которое поток со скоростью  $10^{10} \text{ см/с}$  проходит через фиксированный уровень в короне, совпадает с продолжительностью всплеска на фиксированной частоте и составляет несколько секунд) и площадью основания  $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^2$  (оцененной в предположении, что горизонтальное расхождение потока увеличивается быстрее, чем, скажем, одна десятая скорости увеличения продольного разброса) находится  $10^{31} \div 10^{32}$  электронов. Это приводит к оценке  $n_1 \leq (10 \div 10^2) \text{ см}^{-3}$  и, следовательно,  $n_1/n_e \leq 10^{-7} \div 10^{-6}$  на частоте  $f_p = 100 \text{ МГц}$ .

Отсутствие заметного замедления потоков, возбуждающих всплески III типа, свидетельствует о том, что  $W^l/W_p$  не превышает примерно  $10^{-2}$  [8]. Тогда даже в модели а) и при  $r = 1$  (истинная площадь равна видимой) необходимо  $\tau \approx 5$ , чтобы объяснить излучение первой гармоники с эффективной температурой  $10^{11} \text{ К}$ , а практически нужны значения  $\tau \gg 5$ . Однако даже при предельных параметрах, именно  $f_p = 100 \text{ МГц}$ ,  $n_1/n_e = 10^{-6}$  и  $W/W_p = 10^{-2}$ , из (9) следует  $\tau = 8$ , а при более разумных значениях соотношение (9) несовместимо с условием  $\tau \gg 1$ . Таким образом, (9) налагает жесткие ограничения на допустимые параметры потока.

Обе указанные трудности необходимо принимать во внимание при рассмотрении любой модели всплесков III типа. С нашей точки зрения, эти трудности, особенно первая, очень существенны, и для преодоления их необходимо в корне пересмотреть механизм генерации излучения на первой гармонике.

## 2. ИНКРЕМЕНТ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН

Пучковая неустойчивость представляет собой единственный общепринятый механизм генерации ленгмюровской турбулентности в плазменном механизме излучения. Для потока со скоростью  $v_s$  и разбросом по скоростям  $\Delta v_s$  инкремент волн, распространяющихся вдоль направления потока и имеющих фазовые скорости в интервале  $\Delta v_s$ , примыкающем снизу к  $v_s$ , описывается приближенной формулой

$$|\gamma| \approx \pi \frac{n_1}{n_e} \omega_p \left( \frac{v_s}{\Delta v_s} \right)^2. \quad (10)$$

Однако наблюдения свидетельствуют о том, что неустойчивость ленгмюровских волн может быть вызвана качественно иными видами анизотропных распределений. Для потоков вблизи орбиты Земли непосредственные измерения распределения питч-углов показывают, что оно имеет приближенный вид  $P_1(\cos \alpha)$ , где  $P_n$  — полином Лежандра (9). В то же время в работах [10—12] показано, что распределение электронов с конусом потерь может быть неустойчиво по отношению к ленгмюровским волнам. Ни в том, ни в другом случае инкремент нельзя оценивать по формуле (10).

Общий метод расчета инкремента ленгмюровских волн, генерируемых частицами с анизотропным распределением, представлен в работе [13]. Для нерелятивистских электронов с плотностью  $n_1$  и функцией распределения  $f(v, \alpha)$ , нормированной на единицу ( $\int d^3v f(v, \alpha) = 1$ ), коэффициент поглощения волн с волновым числом  $k = \omega_p/v_\Phi$  и углом  $\theta$  имеет вид

$$\gamma(k, \theta) = \frac{\pi}{2} \frac{n_1}{n_e} \omega_p v_\Phi^3 \left[ f(v_\Phi, \theta) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n(\cos \theta)}{v_\Phi} \int_{v_\Phi}^{\infty} dv f_n(v) P'_n(v_\Phi/v) \right]. \quad (11)$$

Здесь использовано разложение

$$f(v, \alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(v) P_n(\cos \alpha). \quad (12)$$

Альтернативное выражение следует из тождества

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} P_n(\cos \theta) P'_n(v_{\phi}/v) f_n(v) &= \frac{1}{\pi} \left[ \frac{\partial}{\partial \cos \chi} \times \right. \\ &\times \left. \int_{\cos(\chi+\theta)}^{\cos(\chi-\theta)} d \cos \alpha \frac{f(v, \alpha)}{(1+2 \cos \alpha \cos \theta \cos \chi - \cos^2 \alpha - \cos^2 \theta - \cos^2 \chi)^{1/2}} \right] \cos \chi = \\ &= v_{\phi}/v. \end{aligned} \quad (13)$$

Эти результаты подробно еще не проанализированы. Однако существенный момент состоит в том, что, за исключением распределений с сильной анизотропией, неустойчивость возможна только при таких фазовых скоростях, для которых функция  $f(v_{\phi}, \theta)$  возрастает вместе с  $v_{\phi}$ . Дело в том, что член  $f(v_{\phi}, \theta)$  в (11) превышает по величине другие члены, за исключением случая, когда  $f(v, \alpha)$  есть возрастающая функция при  $v > v_{\phi}$ . Следовательно, для неустойчивости ленгмюровских волн частицы должны иметь не только анизотропное распределение по питч-углам, но также и «щель» в распределении по скоростям [1]. Исключение, возможно, составляют сильно анизотропные распределения, когда  $f(v_{\phi}, \theta)$  может быть меньше других членов в (11) в некотором интервале углов  $\theta$ .

Для «щелевого» распределения, когда скорости всех энергичных электронов сосредоточены в интервале  $\Delta v$  вблизи, скажем,  $v = v_0$ , неустойчивость возможна для волн с фазовыми скоростями в «щели», т. е. со скоростями, меньшими скорости самого медленного из энергичных электронов. Ниже рассматривается только неустойчивость для волн с фазовыми скоростями внутри «щели».

### Распределение с «обратным конусом потерь»

Для электронов, скорости которых сосредоточены в конусе с осью вдоль магнитного поля ( $\alpha < \alpha_0$  при  $\alpha_0 \leq 1$ ), формула (10) применима при условиях  $\frac{1}{2} \alpha_0^2 v_0 \ll \Delta v$  и  $\theta \ll \alpha_0$ . Если разброс по питч-углам более существен, чем разброс по величине скорости, то инкремент можно представить в приближенной форме:

$$-\gamma(k, \theta) \approx \pi \frac{n_1}{n_e} \omega_p \left\{ \begin{array}{l} \left( \frac{v_{\phi}}{(1/2)\alpha_0^2 v_0} \right)^2 \text{ при } \theta < \alpha_0 \text{ в интервале } \Delta v_{\phi} \approx \alpha_0^2 v_0 \\ \left( \frac{v_{\phi}}{v_0 \alpha_0 \sin \theta} \right)^2 \text{ при } \theta \geq \alpha_0 \text{ и } \Delta v_{\phi} \approx v_0 \alpha_0 \sin \theta \end{array} \right. . \quad (14)$$

Важное следствие (14) состоит в том, что ленгмюровские волны могут быть неустойчивы при фазовых скоростях, значительно меньших скорости частиц в потоке. Это обстоятельство отличает рассматриваемый случай от одномерного, когда неустойчивость возникает только при фазовых скоростях, для которых  $d\gamma(v)/dv$  положительна. В частности, вблизи фронта потока более быстрые частицы могут генерировать волны, которые затем усиливаются более медленными частицами, приходящими позднее.

### $P_1$ -анизотропия

Второй идеализированный вариант пучкового распределения представляет собой  $P_1$ -анизотропия, т. е. распределение, для которого  $f_1(v) = 0$  при  $n \geq 2$  и, скажем,

$$f_1(v) = \frac{3v_s}{v} f_0(v). \quad (15)$$

В этом случае инкремент для «щелевого» распределения имеет вид

$$-\gamma(k, \theta) = \frac{3\pi}{2} \frac{n_1}{n_e} \omega_p \frac{v_s^3}{v_0^3} (v_s - v_{s0}) \cos \theta, \quad (16)$$

где

$$v_{s0} = \frac{2v_0^3}{3c^2} \quad (17)$$

обусловлено релятивистскими поправками. Неустойчивость возможна при любой фазовой скорости внутри щели. Отметим, что  $v_s$  не обязательно должна превышать тепловую скорость электронов для появления неустойчивости. Результат (16) может применяться для потоков, наблюдавшихся на орбите Земли.

### Анизотропия с конусом потерь

Для распределения с конусом потерь (быстрые электроны отсутствуют при  $\alpha < \alpha_0$  и  $\alpha > \pi - \alpha_0$ ) инкремент имеет вид

$$-\gamma(k, \theta) \approx \pi \frac{n_1}{n_e} \omega_p \begin{cases} \alpha_0^2 \text{ для } \left| \frac{\pi}{2} - \theta \right| \leq \alpha_0 \text{ в интервале } \Delta v_\phi \sim v_\phi \\ \text{при } v_\phi \approx v_0 \alpha_0 \\ \operatorname{ctg}^2 \theta \text{ для } \left| \frac{\pi}{2} - \theta \right| \geq \alpha_0, \theta \geq \alpha_0 \\ \text{в интервале } \Delta v_\phi \approx v_\phi \alpha_0 \\ \text{при } v_\phi = v_0 \cos \theta \end{cases}. \quad (18)$$

Две особенности, вытекающие из соотношения (18), заслуживают внимания. Во-первых, инкремент достигает максимума при  $\theta \approx \alpha_0$  или  $\theta \approx \pi - \alpha_0$ , а не  $\theta = \pi/2$ , как можно было бы ожидать. Однако для более реального «щелевого» распределения из-за того, что неустойчивость возможна только для волн с фазовыми скоростями внутри щели, неустойчивость будет ограничена относительно медленными фазовыми скоростями и, следовательно, углами, близкими к  $\pi/2$ . Второй момент состоит в том, что если конус потерь в вершине силовой трубы с магнитным полем  $B_{\min}$  ограничен величиной  $\alpha_0$  ( $\alpha < \alpha_0$ ), то в любой другой точке вдоль трубы с магнитным полем  $B$  конус потерь описывается формулой

$$\alpha < \arcsin \left[ \left( \frac{B}{B_{\min}} \right)^{1/2} \sin \alpha_0 \right]. \quad (19)$$

Следовательно, величина  $(n_1/n_e) \omega_p \alpha_0^2$  должна быть пропорциональна  $B^2/n_e^{1/2}$  при движении вдоль трубы, и изменение  $B^2/n_e^{1/2}$  с высотой должно определять, где именно в основании или в вершине силовой трубы неустойчивость более существенна.

### 3. АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ ФОРМЫ ПЛАЗМЕННОГО МЕХАНИЗМА

Все солнечные всплески метрового диапазона, за исключением движущихся всплесков IV типа, обязаны своим происхождением каким-то формам плазменного механизма излучения. Вместе с тем, в настоящее время не существует ни общепринятых конкретных механизмов генерации ленгмюровской турбулентности, ни адекватного объяснения на основании плазменной гипотезы существенно различных качественных свойств всплесков (исключение составляют всплески III типа).

Наиболее вероятные механизмы излучения для различных типов всплесков состоят в следующем.

1) Всплески I типа и континуум (а также стационарный континуум IV типа), вероятно, представляют собой излучение на первой гармонике плазменной частоты. Они сильно поляризованы, не обнаруживают гармонической структуры, ограничены высокими частотами (обычно  $\geq 100 \text{ МГц}$ ) и имеют высокие эффективные температуры (систематические исследования не проводились, но по оценкам [14] они достигают примерно  $10^{10} \text{ К}$ ).

2) Всплески II и III типа состоят из первой и второй гармоник. Излучение основного тона во всплесках III типа умеренно поляризовано (по данным [15] средняя степень поляризации составляет около 50%). Всплески III типа имеют эффективную температуру, иногда превышающую  $10^{11} \text{ К}$ .

3) Излучение вспышечного континуума состоит из фазы вспышки и событий II типа [16], причем оба явления, по всей вероятности, представляют собой излучение на второй гармонике плазменной частоты. Гармоническая структура не наблюдается. В фазе вспышки излучение не поляризовано, а во всплесках II типа иногда слабо поляризовано. Наблюдаемые эффективные температуры достигают  $10^9 \text{ К}$ .

4) Всплески V типа представляют собой в основном излучение на второй гармонике плазменной частоты, хотя иногда регистрируется и первая гармоника [2, 17]. Излучение неполяризовано, наблюдается, главным образом, на сравнительно низких частотах (обычно  $\leq 50 \text{ МГц}$ ) и имеет эффективную температуру, достигающую  $10^{11} \text{ К}$  [2].

Излучение I типа, вспышечный континуум и излучение V типа генерируются, по-видимому, быстрыми электронами, захваченными в магнитную ловушку. Однако если это так, то каким образом можно объяснить качественное различие характеристик наблюданного излучения? По-видимому, существует качественное различие или в спектре ленгмюровских волн (обусловленных качественно различными механизмами генерации), или в процессе конверсии, или в том и другом одновременно.

Робинсон [2] показал, что излучение V типа можно объяснить как разновидность излучения III типа, в котором поток размыт в продольном направлении и по питч-углам из-за кулоновских столкновений и рассеяния на вистлерах. Он объясняет большую продолжительность и более широкую полосу частот всплесков V типа по сравнению с III типом тем, что поток распространяется в магнитном поле с сильно расходящимися силовыми линиями (как предполагалось в работах [18, 19]); некоторые из них по направлению значительно отклоняются от радиальных. Таким образом, появляется возможность объяснить всплески V типа без привлечения нового механизма генерации ленгмюровских волн и процессов конверсии.

Робинсон предложил также [2] модель генерации вспышечного континуума. Он предположил, что это явление вызвано быстрыми электронами, захваченными в замкнутую магнитную ловушку в верхней короне, и что генерация ленгмюровских волн происходит за счет конусной

неустойчивости. Распределение с конусом потерь образуется благодаря уходу частиц с малыми питч-углами, которые должны были бы отражаться от пробок ловушки в более плотных областях короны, где больше частота кулоновских столкновений. Кулоновские столкновения, частота которых пропорциональна  $v^{-3}$ , могут также привести к формированию щели в пространстве скоростей, благодаря потере медленных, в основном, частиц. По мнению Робинсона, этот механизм генерации ленгмюровских волн качественно отличается от общепринятых. В частности, здесь можно ожидать генерацию волн при углах, близких к  $\theta = \pi/2$  (ср. уравнение (18)). Существенный момент состоит в том, что угловой спектр ленгмюровских волн, сконцентрированный вблизи  $\theta = \pi/2$ , особенно благоприятен для генерации второй гармоники. Здесь возможно непосредственное слияние во вторую гармонику, так как имеются плазменные волны с антипараллельными волновыми векторами. (Такой прямой процесс слияния невозможен для ленгмюровских волн, обусловленных пучковой неустойчивостью. В этом случае слияние становится возможным только после образования за счет  $l-l$  рассеяния вторичного спектра ленгмюровских волн.) Ожидаемую степень поляризации в этом случае можно рассчитать по общим формулам работы [20]. Для ленгмюровских волн, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю, ожидаемая степень поляризации на второй гармонике определяется формулой

$$r_c = -\frac{(16 + 357 \cos^2 \theta - 33 \cos^4 \theta)}{48 |\cos \theta| (1 + 3 \cos^2 \theta)} \frac{\Omega_e}{\omega_p}, \quad (20)$$

где  $\theta$  — угол между волновым вектором поперечных волн и магнитным полем. Таким образом, ожидаемая степень поляризации равна примерно  $10 B/f$ , где  $B$  — магнитная индукция в гауссах и  $f$  — частота в мегагерцах. Отсюда следует, что поляризация должна быть слабой или недоступной регистрации, что и подтвердили наблюдения. Таким образом, предложенная модель довольно привлекательна.

Излучение I типа возникает в замкнутых магнитных структурах в нижней короне [21] и, вероятно, обусловлено быстрыми частицами, захваченными этими ловушками. Однако если это так, то должна быть какая-то качественная разница между механизмами генерации вспышечного континуума и всплесков I типа. Наиболее очевидная разница между указанными компонентами состоит в поляризации. Это можно было бы легко объяснить, если бы излучение I типа было только первой гармоникой. Мне кажется, что важное качественное различие состоит в том, что механизм конверсии для всплесков I типа связан с ионно-звуковой турбулентностью. При наличии умеренной ленгмюровской и сильной ионно-звуковой турбулентности плазменное излучение обладает двумя характерными особенностями. Первая состоит в том, что генерируется только излучение основного тона. Это связано с тем, что слияние ионно-звуковой волны с ленгмюровской волной (в излучение основного тона) более вероятно, чем слияние двух ленгмюровских волн (во вторую гармонику). Вторая особенность заключается в том, что эффективная температура результирующего излучения основного тока должна совпадать с эффективной температурой тех ленгмюровских волн, которые дают основной вклад в излучение, т. е. грубо говоря, с максимальной эффективной температурой ленгмюровских волн.

Для конкретности предположим, что захваченные частицы — это электроны со степенным распределением и без заметной анизотропии. Тогда излучение и поглощение ленгмюровских волн этими частицами приведет к формированию спектра ленгмюровских волн с максимумом

эффективной температуры, соответствующим энергии, выше которой в дебаевской сфере находится меньше одной частицы [1], скажем,  $1 \text{ Mev} = 10^{10} \text{ K}$ . Эти ленгмюровские волны, по-видимому, возбуждены во всей ловушке. Всплески I типа можно объяснить как проявление некоторого локализованного возмущения, являющегося источником ионно-звуковой турбулентности, например, ударной волны или токовой неустойчивости. Это предположение допускает готовое объяснение цепочек I типа как движущегося источника ионно-звуковой турбулентности, вероятнее всего ионно-звуковой волны. Ожидаемая эффективная температура должна быть  $10^{10} \text{ K}$ , т. е. равна максимальной эффективной температуре ленгмюровских волн. Более высокие эффективные температуры (выше  $10^{10} \text{ K}$ ) можно объяснить или захваченными ионами (причем количество этих ионов с заданной скоростью должно быть больше, чем число захваченных электронов, для того, чтобы подавить поглощение ленгмюровских волн), или анизотропными электронами.

Континуум можно объяснить тем же механизмом, причем ионно-звуковая турбулентность должна быть возбуждена на протяжении всего источника излучения. Возражение против этого предположения состоит в том, что, с одной стороны, трудно понять, как ионно-звуковая турбулентность может генерироваться во всем сравнительно большом объеме, а с другой стороны, если бы она все-таки возбуждалась, то ионно-звуковые волны должны были бы быстро затухать, что приводит к быстрому переходу энергии источника ионно-звуковой турбулентности в тепло [4]. Однако этот аргумент можно использовать и в защиту высказанной точки зрения. Корона может нагреваться ионно-звуковой турбулентностью, возникающей при затухании альвеновских волн, как предполагается, например, в [22]. Наблюдения указывают на наличие такого нагрева над активными областями [23], причем именно в этих областях генерируются всплески I типа. Таким образом, разумно предполагать, что континуум I типа (и затем стационарное излучение IV типа) может быть обусловлено плазменным механизмом в областях, которые нагреваются и содержат захваченные быстрые частицы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. D. B. Melrose, *Solar Phys.*, **43**, 211 (1975).
2. R. D. Robinson, *Dissertation*, Univ. of Colorado, 1976.
3. D. B. Melrose, *Solar Phys.*, **35**, 441 (1974).
4. D. F. Smith, *Adv. Astron. Astrophys.*, **7**, 147 (1970).
5. D. F. Smith and A. C. Kiddie, *Solar Phys.*, **44**, 471 (1975).
6. J. Heyvaerts, *Astron. Astrophys.*, **38**, 45 (1975).
7. K. P. Lin, *Space Sci. Rev.*, **16**, 189 (1974).
8. D. B. Melrose, *Solar Phys.*, **38**, 205 (1974).
9. Г. М. Верешков, *Астрон. ж.*, **51**, 261 (1974).
10. А. В. Степанов, *Астрон. ж.*, **50**, 1243 (1973).
11. J. Kuipers, *Solar Phys.*, **36**, 157 (1974).
12. V. V. Zaitsev and A. V. Stepanov, *Astron. Astrophys.*, **45**, 135 (1975).
13. D. B. Melrose and J. E. Stenhouse, *Austr. J. Phys.*, (1976).
14. R. T. Stewart, *Private communication* (1976).
15. S. Suzuki, *Private communication* (1976).
16. K. D. Robinson and S. F. Smerd, *Proc. Astron. Soc. Austr.*, **2**, 374 (1975).
17. A. O. Benz, *Nature Phys. Sci.*, **242**, 38 (1973).
18. A. A. Weiss and J. P. Wild, *Austr. J. Phys.*, **17**, 282 (1964).
19. J. P. Wild and S. F. Smerd, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **10**, 159 (1972).
20. D. B. Melrose and W. N. Sy, *Austr. J. Phys.*, **25**, 287 (1972).
21. R. T. Stewart and N. R. Labrum, *Solar Phys.*, **27**, 192 (1972).
22. D. G. Wentzel, *Solar Phys.*, **39**, 129 (1974).
23. I. M. Gordon, *Space Sci. Rev.*, **15**, 157 (1973).

## REMARKS ON PLASMA EMISSION AND ITS APPLICATION TO SOLAR RADIO BURSTS

*D. V. Melrose*

Three topics are discussed:—

1. Amplification and absorption tend to balance each other in fundamental plasma emission due to induced nonlinear scattering by thermal ions, and hence it is difficult to account for brightness temperature greater than about  $10^9$  K. In addition, the requirement that the optical depth for induced scattering be much greater than unity for bright bursts places a severe restriction on the parameters for type III streams.

2. General formulae for the growth rate of Langmuir waves due to anisotropic distributions of electrons are presented. Growth is usually possible only for distributions which are not only anisotropic but also "gap" distributions. The growth rate is estimated for three specific anisotropies, the forward-cone anisotropy, a  $P_1$ -anisotropy and a loss-cone anisotropy.

3. Modifications of the plasma emission processes are discussed with reference to the interpretation of types I and V emissions and the flare continuum. In particular, it is suggested that type I emission is due to the simultaneous presence of moderate Langmuir turbulence and stronger ion sound turbulence, with the ion sound turbulence being that due to a shock wave or other localized disturbance for type I bursts, and being that associated with local coronal heating for the type I continuum.

---

УДК 523.164.32

## К ТЕОРИИ СОЛНЕЧНЫХ РАДИОСПЛЕСКОВ II И III ТИПОВ

B. B. Зайцев

Исследовано радиоизлучение ударных волн, распространяющихся поперек и вдоль магнитного поля короны, на основе чего проведено обсуждение теории солнечных радиосплесков II типа. Показана важная роль квазилинейной релаксации быстрых электронных пучков при их разлете в плазме солнечного ветра. Проведен анализ эффективности индуцированного рассеяния плазменных волн в электромагнитные в источниках всплесков III типа, а также рассмотрена возможная роль модуляционной неустойчивости в происхождении всплесков типа «*stria*».

### I. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, ПЕРПЕНДИКУЛЯРНЫЕ МАГНИТНОМУ ПОЛЮ

Механизм генерации радиоизлучения бесстолкновительной ударной волной, движущейся поперек магнитного поля, был предложен Пикельнером и Гинтцбургом [1] и связан с развитием бунемановской неустойчивости внутри фронта волны. Против этого механизма были выдвинуты следующие три возражения.

1) Сильная неоднородность фронта ударной волны выводит плазменные волны из резонанса с током и ликвидирует бунемановскую неустойчивость (Смит [2]).

2) В системе отсчета, связанной с фронтом, возбуждаемые плазменные колебания являются низкочастотными, поэтому не могут привести к радиоизлучению на частотах порядка  $\omega_p$  и  $2\omega_p$  (Уайлд и Смерд [3]; Смит и Кролл [4]).

3) Весьма тонкий фронт, где развивается бунемановская неустойчивость, не может обеспечить наблюдаемую интенсивность ударной волны (Тидман и др. [5]).

Ниже будет показана необоснованность указанных возражений.

#### 1. Эффективность усиления плазменных волн

Фронт ударной волны, распространяющейся в солнечной короне поперек магнитного поля, состоит из последовательности солитонов сжатия с масштабом (Сагдеев [6]):

$$\delta \approx \frac{c}{\omega_{p0}}, \quad \omega_{p0} = (4\pi e^2 n_0/m_e)^{1/2}, \quad \omega_{p0}^2 \gg \omega_{H0}^2, \quad (1)$$

где  $n_0$  — концентрация плазмы перед фронтом ударной волны (см. рис. 1),  $\omega_{H0}$  — гирочастота электронов. Относительная скорость дрейфа электронов и ионов  $v_s$  максимальна в ведущем солитоне и при условии

$$M > 1 + \frac{3}{4}\beta^{1/3}, \quad M = \frac{u}{u_A}, \quad u_A = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi n_0 m_i}}, \quad \beta = \frac{8\pi n_0 T_e}{H_0^2} \ll 1 \quad (2)$$

превышает тепловую скорость электронов  $v_{Te} = (T_e/m_e)^{1/2}$ . Здесь  $H_0$  — магнитное поле перед фронтом,  $T_e$  — электронная температура,  $u$  — скорость ударной волны.

В этом случае во фронте ударной волны развивается бунемановская неустойчивость, которая в системе ионов описывается следующим дисперсионным уравнением (Михайловский [7]):

$$1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - k v_s)^2 - 3 k^2 v_{Te}^2} - \frac{m_e}{m_i} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 0, \quad k \delta \gg 1. \quad (3)$$

Здесь плазменная частота  $\omega_p = (4 \pi e^2 n / m_e)^{1/2}$  соответствует сечениям фронта с максимальной «надкритичностью», т. е. с наибольшей величиной отношения  $v_s/v_{Te}$ . Именно в этих сечениях следует ожидать максимального отношения  $W_l/nT_e$ , где  $W_l$  — плотность энергии плазменных колебаний.

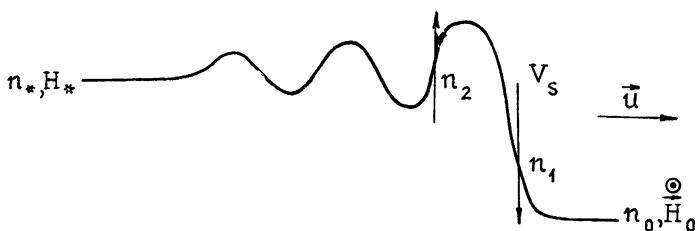


Рис. 1.

Уравнение (3) описывает две ветви плазменных колебаний: ленгмюровские колебания, сдвинутые по частоте на величину  $k v_s$  из-за эффекта Допплера,

$$\omega = \omega_l + k v_s, \quad \omega_l = (\omega_p^2 + 3 k^2 v_{Te}^2)^{1/2}, \quad (4)$$

и сносовые колебания

$$\omega_1 = \pm \omega_p \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{(k v_s)^2 - 3 k^2 v_{Te}^2} \right)^{-1/2}, \quad (5)$$

которые неустойчивы при  $(k v_s)^2 < \omega_l^2$ .

Если выполнено условие

$$k v_s \approx -\omega_l, \quad (6)$$

т. е.  $\omega \approx \omega_1 \approx 0$ , между ленгмюровскими и сносовыми колебаниями возникает резонанс и инкремент неустойчивости достигает максимального значения

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \omega_p \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/3} \left( 1 - \frac{3 v_{Te}^2}{v_s^2 \cos^2 \theta} \right)^{1/6}, \quad (7)$$

где  $\theta$  — угол между  $k$  и  $v_s$ .

Скорость дрейфа  $v_s$  меняется внутри фронта ударной волны. Поэтому плазменные волны усиливаются лишь конечное время, а затем выходят из резонанса с током. Оценим эффект усиления. В силу гидродинамического характера бунемановской неустойчивости (для последней  $k v_{ti} \ll \gamma$ ,  $v_{ti}$  — тепловая скорость ионов) обмен энергией между током и плазменными волнами, нарастающими с наибольшим инкрементом (7), осуществляется в интервале скоростей (Михайловский [7])

$$\Delta v \approx \frac{1}{2^{4/3}} \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/3} v_s, \quad (8)$$

который много больше ширины ионного распределения  $v_{Ti} = (T_i/m_i)^{1/2}$ . Учитывая структуру переднего солитона (Зайцев [8]), с помощью (8) нетрудно определить время усиления  $\Delta t$  и «оптическую толщину» фронта относительно генерации плазменных волн:

$$2\gamma \Delta t = 2\varphi(M) \frac{c}{u_A} \left( \frac{\gamma}{\omega_p} \right)^{3/2} \approx \frac{1}{u_A} 6.6 \cdot 10^8 \varphi(M). \quad (9)$$

Здесь  $\varphi(M)$  — некоторая функция числа Маха, значение которой близко к единице (например,  $\varphi(1.8) = 1.2$ ). Для типичных условий в источниках II типа  $u_A = 5 \cdot 10^7 \div 10^8 \text{ см/с}$ , поэтому эффективность усиления плазменных волн в ударной волне весьма велика:  $2\gamma \Delta t = 8 \div 16$ .

Вывод Смита [2] о малой эффективности генерации плазменных волн в поперечной ударной волне связан с неточной оценкой величины  $\Delta v$ . Смит [2] брал значение  $\Delta v = v_{Ti}$ , справедливо при кинетическом характере неустойчивости, когда  $k v_{Ti} \gg \gamma$ . Для бунемановской неустойчивости реализуется противоположное неравенство  $k v_{Ti} \ll \gamma$ , поэтому при оценке эффективности усиления плазменных волн необходимо в качестве  $\Delta v$  брать значение (8).

## 2. Возможность высокочастотного радиоизлучения. Гармоническая структура. Частотное расщепление

В системе отсчета, связанной с ионами, возбуждаемые плазменные колебания являются низкочастотными. Повышение частоты плазменных волн происходит в результате их последующего индуцированного рассеяния на движущихся со скоростью  $v_s > v_{Te}$  электронах. Такое рассеяние возможно при условии

$$\omega - \omega_1 - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \mathbf{v}_s < 0 \quad (10)$$

и сопровождается изменением направления и уменьшением модуля волнового вектора рассеянных волн:

$$0 < |\mathbf{k}| < \frac{\omega_l}{v_s}. \quad (11)$$

Это приводит к уширению спектра плазменных волн до  $2\omega_l$ :

$$0 < \omega = \omega_l + \mathbf{k} \mathbf{v}_s \leq 2\omega_l. \quad (12)$$

Максимальная частота  $2\omega_l$  получается при изменении направления рассеянных волн на противоположное по сравнению с направлением возбуждаемых волн (см. формулу (6)). Возбуждаемые плазменные волны успевают изотропизоваться на масштабе солитона, если их энергия достаточно велика:

$$\frac{W_l}{nT_e} > \frac{v_s v_{ph}^2}{v_{Te}^3} \frac{u_A}{c} \approx 3 \cdot 10^{-3}, \quad v_{ph} = \frac{\omega_l}{k}. \quad (13)$$

Здесь принято, что при развитой турбулентности во фронте ударной волны  $v_s \approx v_{ph} \approx v_{Te}$ . В случае бунемановской неустойчивости неравенство (13) выполняется, по-видимому, со значительным запасом, так как в режиме насыщения колебаний имеем (Галеев, Сагдеев [9])  $W_l/nT_e \approx \approx (m_e/m_i)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ .

Трансформация плазменных волн в электромагнитные дает радиоизлучение в полосе частот

$$\omega_l \leq \omega \leq 2\omega_l. \quad (14)$$

При значительном нагреве электронов бунемановской неустойчивостью и появлении частиц со скоростями  $v > v_s$  возможно уширение спектра плазменных волн до частот, больших  $2\omega_l$ . Этим можно объяснить наблюдаемое иногда бесструктурное излучение II типа с отношением крайних частот, существенно большим двух (Робертс [9<sup>a</sup>]). Наличие максимумов в излучении вблизи  $\omega \approx \omega_l$  и  $\omega \approx 2\omega_l$  зависит от спектрального распределения и масштаба корреляции рассеянных плазменных волн в интервале волновых чисел (11). Этот вопрос мы рассмотрим в следующем разделе.

Вывод Уайлда и Смерда [3], а также Смита и Кролла [4] о невозможности высокочастотного радиоизлучения ударной волны вследствие развития бунемановской неустойчивости является ошибочным по следующей причине. Авторы рассматривали трансформацию возбуждаемых плазменных волн с  $\omega \approx \omega_1 \approx \omega_{pi}$  (см. формулу (5)) в электромагнитные волны в результате рассеяния на ионах, которое действительно не может привести к возникновению высокочастотного радиоизлучения. Вместе с тем они игнорировали эффект повышения частоты плазменных волн в результате рассеяния на движущихся электронах, который в конечном итоге и обеспечивает появление радиоизлучения в полосе (14).

В рамках рассматриваемой схемы генерации всплесков II типа возможны два механизма частотного расщепления.

а) Первый механизм расщепления, связанный с эффектом Доппера, был предложен Железняковым [10]. Этот механизм реализуется, если толщина фронта  $\delta$  много больше длины электромагнитной волны, что эквивалентно неравенствам

$$k_t \delta \approx \frac{\omega_H}{\omega_p} \left( 1 + \frac{\omega_H^2}{\omega_p^2} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{M-1}} \gg 1 \quad (15a)$$

— на частоте основного тона и

$$k_t \delta \approx \frac{2\omega_H}{\omega_p} \left( 1 + \frac{\omega_H^2}{\omega_p^2} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{3}{4} \frac{\omega_p^2}{\omega_H^2} \right) \frac{1}{\sqrt{M-1}} \gg 1 \quad (15b)$$

— на второй гармонике. Оба неравенства могут выполняться лишь в источниках с  $\omega_H \gg \omega_p$  (предполагаемые источники цепочек всплесков I типа; Зайцев, Фомичев [11]).

б) Для радиовсплесков II типа выполняется обратное неравенство  $\omega_H \ll \omega_p$ , поэтому  $k_t \delta \leq 1$  и частота электромагнитного излучения совпадает с частотой плазменных волн в системе отсчета, связанной с фронтом ударной волны (см. формулу (4)). В этом случае частотное расщепление может быть обусловлено тем, что максимальная надкритичность, т. е. максимальное отношение скорости дрейфа  $v_s$  к тепловой скорости электронов  $v_{te}$ , на переднем склоне ведущего солитона реализуется при несколько меньших значениях концентрации плазмы, чем на заднем склоне (см. рис. 1). Это обстоятельство связано с нагревом электронов бунемановской неустойчивостью и приводит к следующей относительной величине расщепления:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{2(\omega_{p2} - \omega_{p1})}{\omega_{p2} + \omega_{p1}} = 2 \frac{\sqrt{2M^2+1-Z_1^2(M)} - \sqrt{2M^2+1-Z_2^2(M)}}{\sqrt{2M^2+1-Z_1^2(M)} + \sqrt{2M^2+1-Z_2^2(M)}}. \quad (16)$$

Здесь

$$Z_1 = \frac{H_1}{H_0} = 0,94 \sqrt{1 + 0,28 M^2} - 0,06; \quad (17a)$$

$$Z_2 = \frac{H_2}{H_0} = 0,5 \sqrt{1 + 8M^2} - 0,5. \quad (176)$$

Зависимость  $\Delta\omega/\omega$  от числа Маха показана на рис. 2. Наблюдаемое частотное расщепление  $\Delta\omega/\omega = 0,2 \div 0,25$  соответствует числам Маха  $M = 1,5 \div 1,7$ . Смерд и др. [12] рассматривали аналогичную схему расщепления в применении к ударным волнам, распространяющимся вдоль магнитного поля. Они предполагали, что низкочастотный элемент расщепленной полосы  $\omega_1$  соответствует ленгмюровской частоте перед фронтом ударной волны, а высокочастотный —  $\omega_2$  — ленгмюровской частоте за фронтом.

Рассмотренный выше механизм расщепления возможен, если неравенство  $v_s > v_{re}$  выполняется не только на переднем, но и на заднем склоне ведущего солитона. Это эквивалентно условию

$$\frac{6,6 \cdot 10^8}{u_A} \varphi(M) < \ln \left[ \frac{2 m_e n v_s^2}{W_l(0)} \left\langle \frac{\omega_1}{kv_s} \right\rangle \right] \approx 20. \quad (18)$$

Из (18) следует, что частотное расщепление в радиоизлучении ударных волн, распространяющихся поперек магнитного поля, возникает только в областях короны с относительно высоким значением альвеновской скорости ( $u_A > 4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ ).

### 3. Интенсивность радиоизлучения

В наиболее вероятном для источников II типа случае  $\omega_H \ll \omega_p$  длина электромагнитных волн, излучаемых передним солитоном, превышает толщину солитона  $\delta$ , поэтому для расчета трансформации плазменных волн в электромагнитные нельзя применять формулы рассеяния  $l + e \rightarrow t + e'$ , полученные для однородной плазмы.

В простейшем варианте задача должна сводиться к вычислению методом запаздывающих потенциалов излучения тока  $j(r, t)$ , который создается плазменными волнами (4) на границе раздела двух плазм с концентрациями  $n_0$  (перед фронтом) и  $n_*$  (за фронтом ударной волны). Этот ток сосредоточен в переходной области  $\delta$ , меньшей длины электромагнитной волны.

При этом для плазменных волн в области  $\delta$  выполнено приближение геометрической оптики и ток  $j(r, t)$  может быть найден по формулам однородной плазмы:

$$j(r, t) = j_1(r, t) + j_2(r, t) + \dots; \quad (19)$$

$$j_1(r, t) = \sum_k \frac{i \omega_p^2}{4 \pi \omega_l^2} \left( \frac{\omega_l k}{k^2} + v_s \right) (k E_k(r)) \exp [-i(\omega_k t - kr)]; \quad (20)$$

$$j_2(r, t) = \sum_{k_1, k_2} \frac{-e \omega_p^2 \exp [-i(\omega_{k_1} + \omega_{k_2}) t + i(k_1 + k_2)r]}{8 \pi m_e \omega_l(k_1) \omega_l(k_2) \omega_l(k_1 + k_2)} \times$$

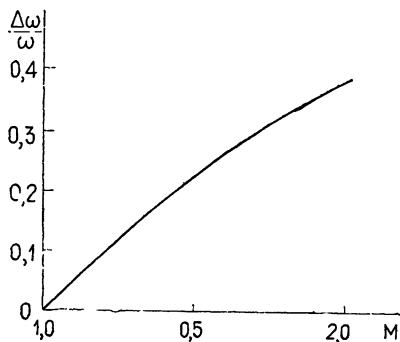


Рис. 2.

$$\times \left[ \left( \frac{\mathbf{k}v_s}{\omega_k \omega_l(\mathbf{k})} + \frac{\mathbf{k}}{\omega_k} \right) (E_{k_1} E_{k_2}) + \frac{(k_1 E_{k_1}) E_{k_2}}{\omega_l(\mathbf{k}_1)} + \frac{(k_2 E_{k_2}) E_{k_1}}{\omega_l(\mathbf{k}_2)} \right]. \quad (21)$$

Здесь введено обозначение  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ . Зависимость  $E_k(r)$  в формулах (20), (21) учитывает возможный сбой фазы плазменных колебаний в случае развитой плазменной турбулентности, а также регулярное изменение амплитуды колебаний внутри фронта ударной волны. Суммирование ведется по всем  $\mathbf{k}$ , для которых  $\omega_k = \omega_l(\mathbf{k}) + \mathbf{k}v_s > \omega_{p0}$ ,  $\omega_{p*}$ ,  $\omega_{k_1} + \omega_{k_2} > \omega_{p0}$ ,  $\omega_{p*}$ . Остальные плазменные волны не дают вклада в излучение и влияют лишь на нагрев электронов внутри фронта ударной волны.

Наличие двух плазм с различными свойствами по обе стороны от излучающего слоя можно учесть введением эффективного тока для излучения перед фронтом и за фронтом ударной волны. Поскольку  $k_t \delta < 1$ , эффективный ток может быть найден методом отображения (Ландау, Лифшиц [13]):

$$\mathbf{j}_{1\text{ eff}} = \sum_{\mathbf{k}} \frac{2 \epsilon_{0,*}(\omega_k)}{\epsilon_0(\omega_k) + \epsilon_*(\omega_k)} \mathbf{j}_k(r, t); \quad (22)$$

$$\mathbf{j}_{2\text{ eff}} = \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} \frac{2 \epsilon_{0,*}(\omega_{k_1} + \omega_{k_2})}{\epsilon_0(\omega_{k_1} + \omega_{k_2}) + \epsilon_*(\omega_{k_1} + \omega_{k_2})} \mathbf{j}_{k_1 k_2}(r, t). \quad (23)$$

Здесь

$$\epsilon_0 = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2}, \quad \epsilon_* = 1 - \frac{\omega_{p*}^2}{\omega^2}, \quad (24)$$

$\mathbf{j}_k$ ,  $\mathbf{j}_{k_1 k_2}$  — слагаемые в суммах (20), (21).

Электромагнитное поле, создаваемое током  $\mathbf{j}(r, t)$  на расстоянии, много большем размеров источника, имеет вид (Ландау и Лифшиц [13, 14])

$$\mathbf{H}(r, t) = \sum_{\mathbf{k}} \frac{i \exp(i k_t R_0)}{c R_0} [\mathbf{k}_t G_{\mathbf{k}}] + \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} \frac{i \exp(i k'_t R_0)}{c R_0} [\mathbf{k}'_t G_{k_1 k_2}] + \dots; \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(r, t) = & - \sum_{\mathbf{k}} \frac{i \exp(i k_t R_0)}{\omega_k \epsilon(\omega_k) R_0} [\mathbf{k}_t [\mathbf{k}_t G_{\mathbf{k}}]] - \\ & - \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} \frac{i \exp(i k'_t R_0) [\mathbf{k}'_t [\mathbf{k}'_t G_{k_1 k_2}]]}{(\omega_{k_1} + \omega_{k_2}) \epsilon(\omega_{k_1} + \omega_{k_2}) R_0} - \dots; \end{aligned} \quad (26)$$

$$G_{\mathbf{k}} = \int \exp(-i \mathbf{k}_t r) \frac{2 \epsilon_{0,*}(\omega_k) \mathbf{j}_k(r, t)}{\epsilon_0(\omega_k) + \epsilon_*(\omega_k)} dV,$$

$$\mathbf{k}_t = \frac{\omega_k}{c} \sqrt{\epsilon_{0,*}(\omega_k)} \mathbf{n};$$

$$G_{k_1 k_2} = \int \exp(-i \mathbf{k}'_t r) \frac{2 \epsilon_{0,*}(\omega_{k_1} + \omega_{k_2}) \mathbf{j}_{k_1 k_2}(r, t)}{\epsilon_0(\omega_{k_1} + \omega_{k_2}) + \epsilon_*(\omega_{k_1} + \omega_{k_2})} dV,$$

$$\mathbf{k}'_t = \frac{\omega_{k_1} + \omega_{k_2}}{c} \sqrt{\epsilon_{0,*}} \mathbf{n}.$$

В формулах (25)–(28)  $R_0$  — расстояние от начала координат внутри источника до точки наблюдения,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор вдоль  $\mathbf{R}_0$ . Интегрирование ведется по всему слою, в котором существует высокочастотный ток. Система отсчета связана с фронтом ударной волны.

Рассмотрим средний по времени поток радиоизлучения, обусловленный током первого приближения  $\mathbf{j}_1(\mathbf{r}, t)$ :

$$\begin{aligned} S = \mathbf{n} \sum_k \frac{\omega_p^4 (\omega_k + k \mathbf{v}_s)^4 \epsilon_{0,*}^{5/2} (\omega_k) \sin^2 \vartheta_k V |E_k|^2}{4(2\pi)^3 \omega_k^4 R_0^2 c^3 [\epsilon_0(\omega_k) + \epsilon_*(\omega_k)]^2} \times \\ \times \int \rho_k(\mathbf{r}) \exp(-iq_{0,*}\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \end{aligned} \quad (29)$$

В формуле (29)  $V$  — объем излучающей части фронта ударной волны,  $q_{0,*} = \mathbf{k}_{t0,*} - \mathbf{k}$ ,  $|E_k|^2$  — средний по объему квадрат напряженности электрического поля плазменных волн,  $\vartheta$  — угол между  $\mathbf{k}$ - и  $\mathbf{n}$ -направлениями на точку наблюдения. Функция

$$\rho_k(\mathbf{r}) = \frac{1}{V |E_k|^2} \int E_k(\omega_k, \mathbf{r}_1) E_k^*(\omega_k, \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}) d\mathbf{r}_1 \quad (30)$$

характеризует корреляцию комплексной амплитуды плазменных волн в различных точках источника.

Если амплитуда плазменных волн не зависит от координат, т. е. ток  $\mathbf{j}_1(\mathbf{r}, t)$  представляет набор гармоник постоянной амплитуды, масштаб корреляции становится бесконечно большим. В этом случае  $\rho_k(\mathbf{r}) = 1$  и поток радиоизлучения обращается в нуль, поскольку  $k\delta \gg 1$  и  $kL \gg 1$  ( $\delta$  — толщина источника,  $L$  — его поперечный размер). Тогда необходимо учитывать либо ток второго приближения (21), либо эффекты рассеяния плазменных волн в электромагнитные.

В действительности, однако, комплексная амплитуда  $E_k$  зависит от координат как вследствие регулярной неоднородности фронта ударной волны, так и вследствие случайного сбоя фазы плазменных колебаний в результате индуцированного рассеяния на движущихся электронах. Поэтому уже с током  $\mathbf{j}_1(\mathbf{r}, t)$  может быть связана значительная интенсивность радиоизлучения.

Рассмотрим, например, случай, когда масштаб корреляции, обусловленный нерегулярным изменением фазы плазменных колебаний, меньше масштаба регулярного изменения амплитуды из-за неоднородности фронта ударной волны. Предполагая для определенности функцию корреляции гауссовой,

$$\rho_k(\mathbf{r}) = \exp \left[ -\frac{x^2}{l_x^2(k)} - \frac{y^2}{l_y^2(k)} - \frac{z^2}{l_z^2(k)} \right], \quad (31)$$

и производя интегрирование в (29), получим

$$S = n \sum_k \frac{\omega_p^4 \omega_k^4 \epsilon_{0,*}^{5/2} (\omega_k) \sin^2 \vartheta_k |E_k|^2}{\omega_k^4 32\pi^{3/2} R_0^2 c^3 [\epsilon_0(\omega_k) + \epsilon_*(\omega_k)]^2} V l_x l_y l_z \exp \left( -\frac{1}{4} \sum_{i=x, y, z} (q_{i0,*} l_i)^2 \right). \quad (32)$$

Здесь  $\mathbf{l}$  — вектор с компонентами  $l_x, l_y, l_z$ . Если  $|q\mathbf{l}| \approx |\mathbf{k}\mathbf{l}| \gg 1$ , т. е. масштаб корреляции много больше длины плазменной волны, излучение экспоненциально мало. В случае сильной турбулентности, когда масштаб корреляции порядка длины плазменной волны ( $|\mathbf{k}\mathbf{l}| \approx 1$ ), интерференция различных участков фронта несущественна и поток излучения резко возрастает:

$$S_{\max} = n \sum_k \frac{\omega_p^4 \omega_k^4 \varepsilon_{0*}^{5/2}(\omega_k) \sin^2 \vartheta_k |E_k|^2 e^{-3/2}}{4(2\pi)^{3/2} \omega_l^4 R_0^2 c^3 [\varepsilon_0(\omega_k) + \varepsilon_*(\omega_k)]^2} \frac{V}{k^3}. \quad (33)$$

Физический смысл формулы (33) следующий. Она соответствует излучению совокупности элементарных ( $k^{-1} \ll k_l^{-1}$ ) диполей со случайно меняющимися фазами. Объем каждого диполя  $V_k \sim k^{-3}$ , а их общее число  $N \sim V/V_k \approx k^2 V$ . Поэтому  $S_{\max} \propto V_k^2 N \approx V/k^3$ . Поток (33) приблизительно в  $nk^{-3} \approx nd_e^3$  раз превышает поток радиоизлучения, возникающего в результате релеевского рассеяния плазменных волн в однородном источнике с объемом  $V$ . Диаграмма направленности излучения квазизотропна вблизи источника. Это связано со всевозможными ориентациями векторов  $\mathbf{k}$  по отношению к направлению  $\mathbf{n}$  на наблюдателя.

Если спектр плазменных волн изотропен и характеризуется максимумами при  $k = \omega_l/v_s$  (область накачки плазменных колебаний) и при  $k_l \ll \omega_l/v_s$  (область диссипации вследствие радиационных потерь), то спектр излучения имеет гармоническую структуру. Полное излучение каждого токового слоя в полусферу при этом равно

$$I(\omega_l) \approx \frac{\sqrt{2\pi} \omega_p^4 W_l(k_1) \sqrt{\varepsilon_{0*}(\omega_l)} e^{-3/2} V \varepsilon_{0*}^2(\omega_l)}{3 k_1^3 c^3 [\varepsilon_0(\omega_l) + \varepsilon_*(\omega_l)]^2}, \quad (34)$$

$$I(2\omega_l) \approx \frac{\sqrt{2\pi} \omega_p^4 W_l(k) \sqrt{\varepsilon_{0*}(2\omega_l)} e^{-3/2} V \varepsilon_{0*}^2(2\omega_l)}{k^3 c^3 [\varepsilon_0(2\omega_l) + \varepsilon_*(2\omega_l)]^2}.$$

Здесь  $W_l(k_1)$  и  $W_l(k)$  — плотности энергии плазменных волн вблизи  $k_1$  и  $k$ .

Наблюдаемая мощность излучения всплесков II типа составляет  $P = 10^{-2} \div 10^2$  эрг/см<sup>2</sup>·с с единицы поверхности источника. Из (34) получаем, например, для второй гармоники

$$P_{\max}(2\omega_l) \sim \frac{I(2\omega_l)}{\sigma} \sim 8 \cdot 10^{-6} \frac{W_l(k)}{n T_e} \left( \frac{v_s}{v_{Te}} \right)^3 n \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}, \quad (35)$$

где  $\sigma$  — площадь фронта ударной волны. Поскольку  $W_l/n T_e < (m_e/m_l)^{1/2}$  (Галеев, Сагдеев [9]), максимальная мощность излучения ограничена условием  $P_{\max} \leq 2 \cdot 10^{-7} (v_s/v_{Te})^3 n$ . Видно, что при  $v_s \sim 3 v_{Te}$  и  $n \approx 10^7$  можно объяснить даже самые интенсивные всплески II типа. Вывод Тидмана и др. [5] о малости излучения из тонкого фронта ударной волны связан с предположением о релеевском и комбинационном рассеянии плазменных волн в однородной плазме. Такое предположение, как мы показали, не применимо к сильно неоднородному фронту с развитой плазменной турбулентностью.

Выше была показана возможность гармонической структуры всплесков II типа при специальном предположении о спектре плазменных волн. Если, однако, масштаб корреляции плазменных колебаний поперек фронта ударной волны много меньше масштаба корреляции в плоскости фронта, гармоническая структура возникает при произвольном распределении плазменных волн по волновым векторам. В этом случае вклад в излучение дают только те составляющие  $\mathbf{j}_k$  тока  $\mathbf{j}_1(r, t)$ , которые направлены поперек фронта ударной волны, что автоматически приводит к частоте излучения  $\omega_k = \omega_l + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_s \approx \omega_l$ , так как  $\mathbf{k} \perp \mathbf{v}_s$ . С другой стороны, ток  $\mathbf{j}_2(r, t)$  дает вклад в излучение лишь при

условии  $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_{t_{0,*}}$ , когда не существенна интерференция. Соответствующие слагаемые в (21) имеют частоту

$$\omega_{\mathbf{k}_1} + \omega_{\mathbf{k}_2} = 2\omega_l + (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)\mathbf{v}_s = 2\omega_l + \mathbf{k}_l \mathbf{v}_s \approx 2\omega_l.$$

Таким образом, мы приходим к выводу, что радиоизлучение бесстолкновительной ударной волны, распространяющейся поперек магнитного поля, удовлетворительно объясняет основные наблюдаемые характеристики всплесков II типа.

## II. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ МАГНИТНОМУ ПОЛЮ

Не исключена, однако, возможность (Уайлд, Смерд [3]), что определенная часть источников II типа связана с ударными волнами, движущимися вдоль магнитного поля короны. Ламинарная структура таких ударных волн (см. рис. 3) в плазме с  $\beta \ll 1$  существует в интервале

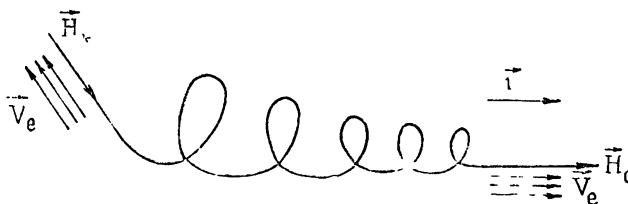


Рис. 3.

$1 < M < 1.5$ . Она имеет вид раскручивающейся спирали (Куртмуллаев и др. [15], Леденев [16]) с шагом  $\alpha \approx c/\omega_{pl}$  и величиной поперечного магнитного поля за фронтом  $H_{\perp} = \sqrt{2}H_0\sqrt{M^2 - 1}$ . Здесь  $\omega_{pl} = (4\pi e^2 n_0 / m_i)^{1/2}$  — плазменная частота ионов. Во фронте ударной волны существует дрейфовый ток, направленный поперек возмущенного магнитного поля. Однако относительная скорость движения электронов и ионов  $v_d$  в данном случае много меньше тепловой скорости электронов  $v_{Te}$ . Поэтому обычная бунемановская неустойчивость, имеющая место в перпендикулярных ударных волнах, не раскачивается. Вместо этого в продольной ударной волне при  $T_e \approx T_i$  развивается модифицированная бунемановская неустойчивость, имеющая весьма низкий порог возбуждения  $v_d > v_{Ti}$ . Условие возбуждения  $v_d > v_{Ti}$  начинает выполняться в сечениях фронта с  $H_{\perp} = 2H_0M(M-1)$  при числах Маха (Зайцев, Леденев [17]).

$$M > 1 + \left( \frac{v_{Ti}}{2v_A} \right)^{1/2}. \quad (36)$$

Модифицированная бунемановская неустойчивость имеет гидродинамический характер, причем (см., например, обзор Галеева и Сагдеева [9])

$$\operatorname{Re} \omega \sim \operatorname{Im} \omega \sim \mathbf{k} \mathbf{v}_d \sim \sqrt{\omega_H \omega_{Hi}}, \quad k_{\parallel} \approx k_{\perp} \frac{v_d}{v_{Te}}. \quad (37)$$

Коэффициент усиления возбуждаемых колебаний на масштабе одной осцилляции магнитного поля в ударной волне достаточно велик,

$$\frac{\alpha \operatorname{Im} \omega}{u_A} \approx \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \gg 1, \quad (38)$$

поэтому относительно быстро должна наступать стадия насыщения. В режиме насыщения плотность энергии колебаний оказывается порядка (Галеев, Сагдеев [9])

$$W_t \approx m_e n v_d^2. \quad (39)$$

На электроны плазмы со стороны колебаний действует сила трения

$$\mathbf{F} = -\nu_{\text{эфф}} n m_e \mathbf{v}_d, \quad \nu_{\text{эфф}} = \omega_H \frac{\mathbf{v}_d}{\mathbf{v}_{Te}}, \quad (40)$$

работа которой идет на нагрев электронов:

$$\frac{dT_e}{dt} = \omega_H \left( \frac{\mathbf{v}_d}{\mathbf{v}_{Te}} \right)^3 T_e. \quad (41)$$

При этом увеличивается продольная температура электронов. Ионы увеличивают поперечную температуру, но с меньшей скоростью (Галсев, Сагдеев [9]):

$$\frac{\dot{T}_i}{T_i} \approx \frac{\mathbf{v}_d}{\mathbf{v}_{Ti}}. \quad (42)$$

Нагрев электронов на масштабе одной осцилляции  $\alpha \approx c/\omega_{pi}$  составляет  $\Delta T_e \approx (m_e/m_i)^{1/2} (v_d^3/v_{Ti}^3) T_i$ , т. е. достаточно мал при  $v_d \approx v_{Ti}$ . Энергия колебаний (39) также мала по сравнению с энергией дрейфующих ионов. Поэтому в первом приближении турбулентность не должна существенно разрушать осцилляторную структуру фронта, уменьшая лишь общее число осцилляций. Ширина фронта, связанная с развитием модифицированной бунемановской неустойчивости, оказывается порядка (Зайцев, Леденев [17])

$$\Delta \sim \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \frac{v_{Ti}^2}{v_d^2} \frac{c}{\omega_{pi}}. \quad (43)$$

Из соотношений на разрыве для продольной ударной волны (Лонгмайр [18]) следует, что кинетическое давление за фронтом ударной волны может достигать давления невозмущенного магнитного поля. Это означает, что электроны на масштабе  $\Delta$  при  $v_d \gtrsim v_{Ti}$  нагреваются до температуры  $T_e \approx T_i \sim H_0^2/8\pi n_0$ , т. е. приобретают среднюю тепловую скорость

$$v_e \approx \frac{1}{2} \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} u_A. \quad (44)$$

Для условий нижней и средней короны  $u_A \approx 5 \cdot 10^7 \div 10^8 \text{ см}/\text{с}$ , поэтому  $v_e \approx (1 \div 2) \cdot 10^9 \text{ см}/\text{с}$ , что существенно превышает тепловую скорость электронов в невозмущенной короне ( $v_{Te} \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см}/\text{с}$ ). Иными словами, фронт продольной ударной волны при  $\beta \ll 1$  и достаточно больших числах Маха (см. неравенство (36)) является эмиттером быстрых электронов, которые, попадая в «холодную» плазму перед и за фронтом, могут возбуждать здесь когерентные плазменные волны и являться источником радиоизлучения II типа.

Поток быстрых электронов за пределы фронта имеет диффузионный характер:

$$j \approx n_s v_e \sim D \frac{n_0}{\Delta} \sim \frac{v_e^2}{\nu_{\text{эфф}}} \frac{n_0}{\Delta}. \quad (45)$$

Отсюда с помощью (40), (43) и (44) можно оценить концентрацию убегающих электронов (Зайцев, Леденев [17]):

$$n_s \sim \frac{1}{2} \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} n_0 \approx 10^{-2} n_0. \quad (46)$$

Электронные потоки в данном случае являются существенно более плотными по сравнению с источниками всплесков III типа и поэтому могут приводить к большей интенсивности радиоизлучения. Заметим, что рассмотренная картина нагрева и диффузационного убегания электронов не должна существенно измениться в случае распространения ударных волн не строго параллельно магнитному полю.

### III. ОБСУЖДЕНИЕ ТЕОРИИ ВСПЛЕСКОВ II ТИПА

Мы рассмотрели вероятные механизмы радиоизлучения бесстолкновительных ударных волн, распространяющихся поперек и вдоль магнитного поля короны. В первом случае высокочастотное излучение возникает в результате развития бунемановской неустойчивости внутри фронта ударной волны и последующего индуцированного рассеяния возбуждаемых низкочастотных колебаний на движущихся со скоростью  $v_s > v_{Te}$  электронах.

Во втором случае во фронте ударной волны развивается модифицированная бунемановская неустойчивость, приводящая к нагреву электронов внутри фронта и появлению диффузационного потока быстрых частиц вдоль магнитного поля за пределы фронта. Попадая в холодную плазму перед фронтом, поток быстрых частиц обеспечивает генерацию интенсивных плазменных волн и появление излучения на частотах  $\omega_l$  и  $2\omega_l$ .

Мы показали также ошибочность утверждений Смита [2] и Смита и Кролла [4] о невозможности усиления плазменных волн и связанного с ними высокочастотного радиоизлучения при развитии бунемановской неустойчивости во фронте перпендикулярной ударной волны.

В связи с проблемой радиоизлучения ударных волн в ряде работ (Смит [2], Каплан, Цытович [19]) обсуждается роль ионно-звуковой неустойчивости при ускорении электронов внутри фронта. Для возбуждения ионного звука в первоначально изотермической плазме короны ( $T_e = T_i$ ) необходим предварительный нагрев электронов, т. е. достижение условия  $T_e \gg T_i$ . В лабораторных экспериментах, проводимых в достаточно плотной плазме (Пол и др. [20], Еселеевич и др. [21]), предварительный прогрев осуществляется обычно за счет кулоновской диссипации тока. В разреженной плазме солнечной короны наиболее вероятной причиной прогрева является бунемановская неустойчивость, а ионный звук возбуждается лишь на втором этапе. Более того, если электроны в короне достаточно замагничены, т. е.  $\omega_{pi} < \omega_H$ , возбуждение ионного звука при  $v_s \leq v_{Te}$  вообще невозможно (Ломинадзе [22]). Реализация неравенства  $\omega_{pi} < \omega_H$  в источниках всплесков II типа представляется весьма вероятной.

В настоящее время неясно, какое распространение (поперечное или продольное по отношению к невозмущенному магнитному полю короны) является преобладающим для источников II типа. В обоих случаях числа Маха, начиная с которых возникает радиоизлучение, приблизительно одинаковы и составляют 1,25—1,3 (см. формулы (2) и (36)).

Ряд наблюдательных данных, например, секторная структура источника II типа, зарегистрированная на Кулгурском радиогелиографе

30 марта 1969 г. (Смерд [23]), лучшее соответствует продольному распространению ударных волн. Такие ударные волны естественным образом объясняют также структуру в елочку, часто наблюдающуюся у всплесков II типа. Вместе с тем они не могут объяснить «сердцевину» всплеска II типа, иногда появляющуюся вместе с елочной структурой и связанную, по-видимому, с излучением самого фронта ударной волны, а не убегающих из него электронных потоков. Кроме того, в случае ударных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, мы встречаемся с трудностями при объяснении частотного расщепления всплесков II типа. Действительно, за фронтом ударной волны тянется длинный шлейф горячей плазмы толщиной порядка  $10^{10} - 10^{11}$  см с электронной температурой  $T_e \sim H_0^2/8\pi n$ .

Быстрые электроны, убегающие из фронта, также имеют «температуру», близкую к  $H_0^2/8\pi n$ . В этих условиях возбуждение когерентных плазменных волн за фронтом и появление связанного с ними интенсивного электромагнитного излучения кажется маловероятным, так как  $v_s \approx \Delta v_s \approx v_{te}$ ,  $n_s \ll n_0$ . Не случайно в событии 30 марта 1969 г., когда ударная волна распространялась, по всей вероятности, вдоль магнитного поля, всплески II типа не показывали частотного расщепления. Можно предположить за фронтом некогерентный тепловой механизм излучения нагретых электронов (Тидман [24], Кролл и Смит [25]). Однако в этом случае невозможно объяснить появление всплесков с яркостной температурой, превышающей  $5 \cdot 10^8$  К.

Сделанные замечания свидетельствуют, по-видимому, о том, что реализуются оба варианта генерации всплесков II типа — ударными волнами, распространяющимися вдоль и поперек магнитного поля, — что и обеспечивает большое разнообразие наблюдаемых особенностей радиоизлучения II типа.

#### IV. КВАЗИЛИНЕЙНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

В последние годы была развита динамическая теория солнечных радиовсплесков III типа (Железняков, Зайцев [26, 27], Зайцев, Митяков, Рапопорт [28], Зайцев, Куников, Митяков, Рапопорт [29]), предполагающая сильную квазилинейную релаксацию быстрых электронных пучков, генерирующих указанный тип радиоизлучения. Вместе с тем, появилась возможность исследования потоков быстрых электронов непосредственно в области генерации низкочастотных ( $40 - 60$  кГц) всплесков III типа с помощью межпланетных станций. Эти исследования подтвердили важную роль квазилинейной релаксации (Зайцев, Рапопорт [32]).

Измерения, выполненные на спутниках серии «Прогноз» (Курт и др. [30]), показали, что электронные потоки вблизи орбиты Земли состоят из двух компонент: нерассеянной (или когерентной) и диффузной. Нерассеянная компонента распространяется в виде компактного сильно анизотропного сгустка вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля, выходящего из области вспышки, и имеет весьма небольшую дисперсию поперечных скоростей: ширина конуса распространения обычно не превышает  $3 - 5^\circ$ , т. е.  $\Delta v_\perp/v_\parallel < 0,05$ , и поток является квазидномерным (здесь  $v_\perp$  и  $v_\parallel$  — поперечная и продольная по отношению к магнитному полю составляющие скорости). Именно с нерассеянной компонентой быстрых электронов связано возбуждение плазменных волн в солнечном ветре.

Вероятность наблюдения прямого сгустка частиц невелика и составляет

ляет 1—3 события за 50—100 дней, хотя вероятность регистрации связанных со сгустком радиоизлучения близка к единице.

Для события 27 апреля 1972 г. на субспутнике, запущенном на околосолнечную орбиту с «Аполлона-16», был измерен энергетический спектр нерассеянной компоненты, а на «IMP-6» зарегистрировано генерируемое этой компонентой радиоизлучение (Лин и др. [31]).

На рис. 4 показана восстановленная нами по данным Лина и др. [31] одномерная функция распределения нерассеянной компоненты быстрых электронов в различные моменты времени. Здесь же показан генерируемый потоком всплеск радиоизлучения на частоте 44 кГц.

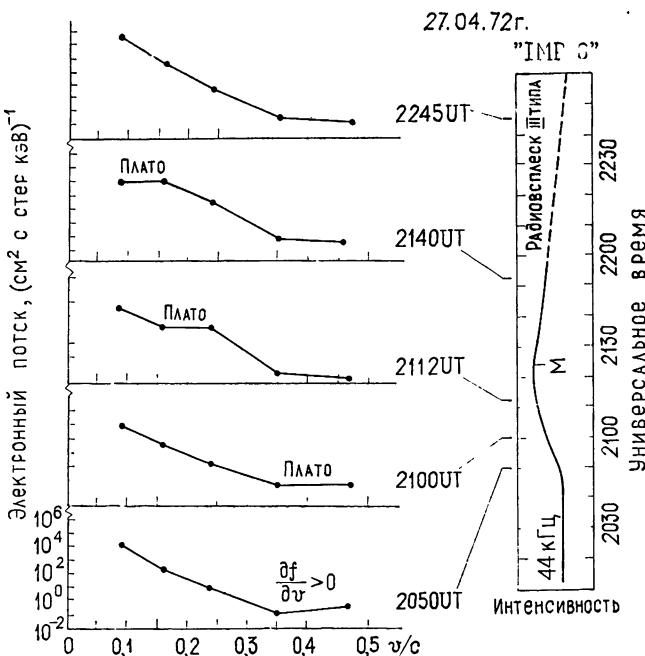


Рис. 4.

Из рис. 4 видно, что нарастание интенсивности радиоизлучения связано с передним фронтом потока и обусловлено приходом наиболее энергичных частиц спектра (с энергиями около 100 кэВ). Первоначально неустойчивое распределение к моменту времени 20<sup>h</sup> 50<sup>m</sup> UT релаксирует к состоянию с «плато» в интервале энергий 25—65 кэВ. По мере прихода менее энергичных групп электронов область неустойчивости, сопровождающаяся последующим образованием плато, перемещается в область меньших энергий и к моменту 21<sup>h</sup> 30<sup>m</sup> UT занимает интервал энергий 2—6 кэВ. На конечной стадии развития всплеска радиоизлучения функция распределения электронов становится устойчивой (22<sup>h</sup> 45<sup>m</sup> UT). Примерно в это же время наблюдается максимальный поток диффузной компоненты электронов с энергиями больше 30 кэВ (Курт и др. [30]). Возможно, что именно с диффузной компонентой связано последующее экспоненциальное затухание низкочастотного радиоизлучения.

Таким образом, результаты наблюдений, приведенные на рис. 4, свидетельствуют о важной роли эффектов квазилинейной релаксации при разлете нерассеянной (или когерентной) компоненты потоков быстрых электронов, инжеектируемых из солнечных вспышек. Когерент-

ная и диффузная компоненты регистрируются вместе весьма редко. Гораздо чаще регистрируется только диффузная компонента и генерируемое когерентной компонентой радиоизлучение III типа. Именно такая ситуация имела место 16 мая 1972 г., когда когерентная компонента, судя по траекторным измерениям Лина и др. [30], прошла в стороне от межпланетной станции «IMP-6» и счетчики частиц зарегистрировали только диффузную компоненту, не являющуюся источником радиоизлучения III типа и, следовательно, не показывающую эффектов квазилинейной релаксации. С этим обстоятельством могут быть связаны также неудачные попытки Гарнета и Келлога (D. A. Gurnett, R. J. Kellogg) обнаружить плазменные волны во время всплеска III типа с помощью ленгмюровских зондов, установленных на космической платформе. В это время радиометры регистрировали, по-видимому, излучение III типа, связанное с когерентной компонентой, однако ленгмюровский зонд находился внутри диффузной компоненты быстрых электронов, которая имеет квазизотропную функцию распределения и не возбуждает плазменные волны.

#### V. РОЛЬ ИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВСПЛЕСКОВ III ТИПА

В литературе высказывались различные, зачастую крайне противоположные, точки зрения на относительную роль индуцированного рассеяния плазменных волн на тепловых ионах короны при генерации высокочастотных всплесков III типа. Например, Смит [33] и Мелроуз [34] предполагали, что индуцированная конверсия в источниках III типа должна играть определяющую роль. Напротив, в работах Железнякова и Зайцева [26, 27] отмечалась незначительная роль индуцированной конверсии для типичных всплесков метрового диапазона. В докладе Мелроуза [34 а] было выдвинуто новое утверждение, что индуцированное рассеяние на тепловых ионах вообще не может обеспечить наблюдаемую интенсивность высокочастотных всплесков III типа, и, возможно, необходимо искать какой-то новый механизм трансформации. По мнению Мелроуза, это связано с тем, что процессы усиления и поглощения при индуцированном рассеянии имеют тенденцию к взаимной компенсации. Подобный вывод, однако, можно считать справедливым лишь в случае достаточно узких спектров плазменных волн, когда  $|\omega - \omega_l| < \langle kv_{Ti} \rangle$ , где  $\omega_l = (\omega_p^2 + 3k^2 v_{Te}^2)^{1/2}$  и  $\omega$ —частоты плазменных и электромагнитных волн,  $k$ —волновой вектор плазменных волн. В источниках III типа, как правило, выполняется противоположное неравенство, т. е. ширина спектра плазменных волн существенно превышает ширину ядра интегрального уравнения, описывающего индуцированную конверсию:

$$\frac{3}{2} \frac{v_{Te}^2}{\omega_p} (k_{\max}^2 - k_{\min}^2) > kv_{Ti}. \quad (47)$$

Указанное обстоятельство означает, что процесс рассеяния плазменных волн в электромагнитные может идти лишь дифференциально с изменением частоты на величину  $\Delta\omega \ll kv_{Ti}$ . При дифференциальном рассеянии, в свою очередь, эффекты компенсации усиления и поглощения электромагнитных волн в источнике резко ослабеваю, что снимает те трудности при интерпретации интенсивных высокочастотных всплесков III типа, о которых упоминалось в докладе Мелроуза.

Уравнение переноса для яркостной температуры излучения  $T_b$  на частоте  $\omega$  в приближении дифференциального рассеяния и квазиодно-

мерного спектра плазменных волн  $W$  (по поводу квазиодномерности см. [35]) имеет вид [35 а]

$$\frac{dT_b}{ds} = a(k, W_k) + \frac{T_b}{T_1} \frac{a(k, W_k)}{W_k} \frac{\partial}{\partial k} (k W_k), \quad (48)$$

где  $s$  — координата вдоль траектории луча,

$$a(k, W_k) = \frac{\pi \omega_p^4 W_k \sin^2 \vartheta}{6 \sqrt{3} k^2 v_{Te}^3 c n_0 (1 + T_e/T_i)^2}; \quad (49)$$

$$T_1 = 3 \frac{m_i}{m_e} T_e, \quad (50)$$

$\times$  — постоянная Больцмана,  $\vartheta$  — угол между  $k$  и направлением распространения электромагнитной волны.

Излучательная способность и коэффициент усиления в уравнении (48) для фиксированной частоты  $\omega$  отличны от нуля только в достаточно «тонком» слое неоднородной короны с размером

$$L \approx 3 L_N v_{Te}^2 (k_{\max}^2 - k_{\min}^2) \omega_p^{-2}, \quad (51)$$

где  $L_N = |\text{grad } \ln n_0|^{-1}$ ,  $k_{\max}$  и  $k_{\min}$  — значения волновых векторов плазменных волн на границах спектра. Значение  $L$  определяется из условия  $\omega = (\omega_p^2(s) + 3 k^2(s) v_{Te}^2)^{1/2} = \text{const}$ . Оптическая толщина указанного слоя относительно усиления плазменных волн равна

$$\tau = \frac{\pi}{3 \sqrt{3}} \left( \frac{m_e}{m_i} \right) \frac{\omega_p L_N \sin^2 \vartheta}{(1 + T_e/T_i)^2 v_{Te} c n_0 \times T_e \cos \gamma} \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \frac{W_k}{k} dk, \quad (52)$$

где  $\gamma$  — угол между траекторией луча и направлением градиента концентрации в области рассеяния  $L$ . Существенное отличие (52) от результата Мелроуза [34 а] заключается в том, что в (52) оптическая толщина  $\tau$  пропорциональна концентрации пучка  $n_1$ , а не  $n_1^2$ , что связано с уменьшением компенсации между усилием и поглощением в источнике при достаточно широких спектрах плазменных волн.

Решение уравнения (48) может быть найдено для произвольной плавной зависимости  $\omega_p(s)$  в двух предельных случаях:

$$T_b = 3 \frac{m_i}{m_e} T_e \tau \quad \text{при} \quad \tau \leq 1; \quad (53)$$

$$T_b = 3 \frac{m_i}{m_e} T_e \left[ \tau + \frac{e^\tau}{20 \tau} \right] \quad \text{при} \quad \tau \gg 1. \quad (54)$$

Учет дифференциального характера рассеяния плазменных волн в электромагнитные приводит в случае оптически толстого источника к квазиэкспоненциальному росту яркостной температуры излучения.

Как следует из формул (48) — (54), спонтанное рассеяние преобладает над индуцированным (это соответствует условию  $\tau \leq 1$ ), если яркостная температура всплесков III типа

$$T_b < 3 \frac{m_i}{m_e} T_e \approx 10^{10} \text{ K} \quad \text{для} \quad T_e = 2 \cdot 10^6 \text{ K}.$$

Указанное значение приблизительно на порядок выше предельной эффективной температуры, полученной без учета дифференциального характера рассеяния плазменных волн в электромагнитные в источниках III типа (Каплан и Цытович [19], Мелроуз [34], [34 а]).

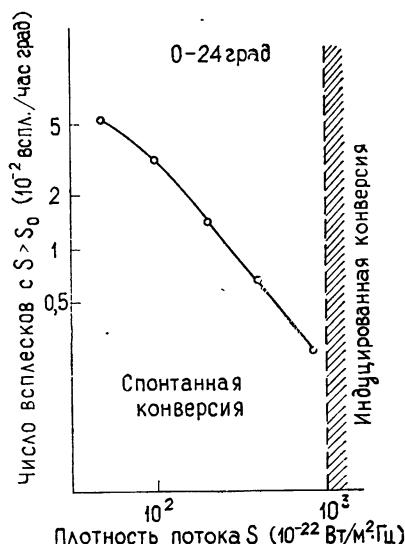


Рис. 5.

Зависимость наблюдаемого числа всплесков от их интенсивности на частоте  $200 \text{ МГц}$  приведена на рис. 5 (Моримото [36]). Если угловой диаметр источника III типа на этой частоте принять равным  $4'$ , то яркостным температурам с  $T_b < 10^{10} \text{ К}$  соответствуют плотности потока радиоизлучения  $s \leq 1,35 \cdot 10^{-19} \text{ Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{Гц}$ . Из рис. 5 видно, что более 90% всех наблюдавшихся всплесков III типа на частоте  $200 \text{ МГц}$  имеют яркостную температуру, меньшую  $3,5 \cdot 10^9 \text{ К}$ , и, следовательно, могут быть объяснены в предположении лишь спонтанного рассеяния. И только для объяснения достаточно мощных всплесков III типа (с плотностью потока, превышающей  $10^{-19} \text{ Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{Гц}$  на частоте  $200 \text{ МГц}$ ) необходим учет индуцированной конверсии. Относительное число таких всплесков по данным Моримото [36] составляет менее 10%. Индуцированная

конверсия, в свою очередь, начинает играть существенную роль при  $\tau \gg 1$ , т. е. в случае достаточно плотных электронных потоков:

$$\frac{n_s}{n_0} \gg \frac{m_i}{m_e} \frac{60\sqrt{3}(1+T_e/T_i)^2 \cos \gamma c v_{Te}^3}{\pi \sin^2 \vartheta L_N \omega_{pe} v_s^3} \left\{ \begin{array}{l} \frac{2 \Delta x v_{\text{эфф}}}{v_s} \text{ при } \frac{\Delta x v_{\text{эфф}}}{v_s} \gg 1; \\ 1 \text{ при } \frac{\Delta x v_{\text{эфф}}}{v_s} \ll 1. \end{array} \right. \quad (55)$$

$$(55a)$$

Здесь  $\Delta x$  — характерный масштаб неоднородности переднего фронта потока,  $v_s$  — его скорость,  $v_{\text{эфф}}$  — эффективное число электронноионных столкновений в короне. Случай (55) соответствует высокочастотным, а случай (55 а) — низкочастотным всплескам III типа.

Правая часть неравенств (55), (55 а) оказывается слабо зависящей от высоты в короне и равной  $10^{-6}$  в интервале высот от нижней короны до орбиты Земли. Таким образом, условие  $\tau \gg 1$  можно записать в виде  $n_s/n_0 \gg 10^{-6}$ . Вблизи орбиты Земли значения  $n_s/n_0$  составляют в среднем величину порядка  $10^{-7}$ , т. е. для излучения на первой гармонике источник является оптически тонким. Поэтому наблюдаемую яркостную температуру низкочастотных всплесков III типа (до  $10^{12}$ — $10^{16} \text{ К}$  на частоте  $f \approx 100 \text{ КГц}$ ) можно объяснить только в предположении, что это излучение соответствует второй гармонике плазменной частоты. На высоких частотах при видимом угловом размере источника  $4'$ , длительности на фиксированной частоте  $\sim 1 \text{ с}$  и скорости источника  $v_s \sim 10^{10} \text{ см}/\text{с}$  объем, занимаемый частицами потока порядка  $V \approx 3 \cdot 10^{30} \text{ см}^3$ . С другой стороны, по данным Лина и Лина Хадсона [31] общее число излучающих всплеск III типа электронов у орбиты Земли составляет  $N_s \approx 10^{33} \text{ э}$  для событий средней мощности и может доходить до  $10^{34}$ — $10^{36} \text{ э}$  в случае мощных солнечных вспышек. Это дает в источ-

никах высокочастотных всплесков III типа значения концентраций  $n_s = 3 \cdot (10^2 \div 10^5) \text{ э} \cdot \text{см}^{-3}$ , т. е.  $n_s/n_0 = 3 \cdot (10^{-6} \div 10^{-3})$ . Иными словами, в данном случае можно обеспечить большие значения оптической толщины ( $\tau \gg 1$ ) и объяснить наблюдаемые иногда высокие значения яркостной температуры. Мелроуз [34 а] при оценке значения  $n_s/n_0$  в источниках высокочастотных всплесков III типа использовал значения  $n_s$ , соответствующие лишь относительно слабым электронным потокам у орбиты Земли (со значением  $N_s \sim 10^{31} \div 10^{32} \text{ э}$ ). На основе этого он пришел к выводу, что всегда  $\tau \ll 1$  и для объяснения больших значений  $T_b$  нужно искать другой механизм трансформации на частоте основного тона. Если же учесть, что большие яркостные температуры ( $T_b > 10^{10} \text{ К}$ ) на высоких частотах наблюдаются лишь в 10% случаев, и учесть (в соответствии с наблюдениями) возможность инжекции в корону достаточно мощных электронных потоков (с общим числом электронов порядка  $10^{34} \div 10^{36}$ ), указанная трудность становится легко преодолимой.

## VI. ТОНКАЯ СТРУКТУРА СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ: „STRIA“, РАСПЩЕПЛЕННЫЕ ПАРЫ, ТРИПЛЕТЫ

Солнечные радиовсплески типа «*stria*» представляют собой кратковременные ( $\tau \approx 0,25 \div 1 \text{ с}$ ) узкополосные ( $\Delta f/f \leq 3 \cdot 10^{-3}$ ) события, характерные только для декаметрового диапазона. Максимум их появляемости соответствует частоте 30  $M\Gamma\text{ц}$ . У этих всплесков наблюдается всегда отрицательный частотный дрейф, величина которого на частоте 30  $M\Gamma\text{ц}$  в среднем составляет  $0,07 M\Gamma\text{ц} \cdot \text{с}^{-1}$ . Нередко всплески типа «*stria*» появляются в виде расщепленных по частоте пар и триплетов с масштабом расщепления от 0,1 до 1  $M\Gamma\text{ц}$  в диапазоне 25—60  $M\Gamma\text{ц}$ . Поляризация всплесков соответствует обыкновенной волне по отношению к магнитному полю ведущего пятна. Свойства всплесков типа «*stria*», расщепленных пар и триплетов были исследованы экспериментально в работах Эллиса и Мак-Каллоха [37], Эллиса [38], де ла Но и Буашо [39], Базеляна и др. [40].

Указанные всплески группируются обычно на плоскости частота—время в цепочки, дрейфующие в целом аналогично всплескам III типа. Как показано Базеляном и др. [40], такие цепочки представляют собой тонкую структуру всплесков III типа на первой гармонике плазменной частоты  $\omega_p$ . Цепочки возникают при скоростях электронных потоков около 0,5  $c$ , что приблизительно в 1,5 раза больше скорости источников обычных всплесков III типа, имеющих диффузные динамические спектры. Этот результат противоречит предположению Йиппа [41] о генерации расщепленных пар медленными электронными потоками с энергиями порядка 10 кэВ.

Цепочки могут наблюдаться на второй гармонике плазменной частоты (Базелян и др. [40]). В этом случае всплески типа «*stria*» имеют существенно большую длительность (около 10 с на частоте 25  $M\Gamma\text{ц}$ ) и не показывают сколько-нибудь заметного частотного дрейфа.

Эллис [38] предполагал, что расщепленные пары возникают в результате возбуждения потоком электронов плазменных волн на плазменной  $\omega_p$  и верхней гибридной частоте  $\omega_{UH} = (\omega_p^2 + \omega_H^2)^{1/2}$ . Йипп [41] считал, что расщепление связано с рассеянием плазменных волн на ионно-звуковых волнах в сильно неизотермичной короне ( $T_e \gg T_i$ ). Оба указанных механизма расщепления не объясняют происхождения триплетов. Кроме того, в работах Эллиса и Йиппа не обсуждается важная, на наш взгляд, проблема узкополосности рассматриваемых всплесков. В случае плазменного механизма генерации узкополосность накла-

дывает ограничение на размеры источников: либо низкочастотные, либо генерируемые пучком плазменные волны должны быть локализованы в относительно небольших областях короны с линейными размерами

$$\Delta x_{\parallel, \perp} \leq \frac{1}{2} \frac{\Delta f}{f} \left\{ \frac{L_{n\parallel}}{L_{n\perp}} \right\} \sim 10^7 \div 10^8 \text{ см.} \quad (56)$$

Здесь  $L_{n\parallel, \perp}$  — характерные масштабы изменения концентрации плазмы вдоль и поперек коронального луча. Ниже предлагается механизм образования цепочек всплесков типа «*stria*», связанный с развитием модуляционной неустойчивости в электронном потоке.

Как упоминалось выше, цепочки всплесков типа «*stria*» генерируются существенно более быстрыми потоками, чем обычные всплески III типа. Это обстоятельство позволяет предположить, что при генерации цепочек реализуется настолько большая плотность энергии плазменных волн  $W_l$ , что выполняется критерий модуляционной неустойчивости (Веденов, Рудаков [42])

$$\varphi = \frac{v_s^2 W_l}{12 v_{Te}^2 n_0 T} > 1 \quad (57)$$

( $n_0$  и  $T$  — концентрация и температура плазмы,  $v_{Te}$  и  $v_s$  — тепловая скорость электронов в короне и фазовая скорость плазменных волн).

Модуляционная неустойчивость приводит к разбиению первоначально однородного фона плазменных волн на пространственно-разделенные сгустки, которые, на наш взгляд, соответствуют отдельным узкополосным всплескам типа «*stria*». На рис. 6 показана функция  $\varphi$  в зависимости от плазменной частоты в короне для модели Ньюкирка и в предположении, что  $W_l \approx m_e v_s(r) n_s(r)/3$ ,  $n_s \approx n_s(r_0)/r^3$ ,  $v_s(r) = v_s(r_0)/r^{0.5}$ . Здесь же показана появляемость цепочек всплесков типа «*stria*» (де ла Но, Буашо [39]). Из рис. 6 видно, что условие (57) с наибольшей вероятностью выполняется в областях короны, соответствующих генерации декаметрового радиоизлучения, причем максимум функции  $\varphi(r)$  совпадает с максимальной частотой появления цепочек всплесков типа «*stria*». Это является дополнительным аргументом в пользу сделанного предположения о связи всплесков типа «*stria*» с развитием модуляционной неустойчивости в потоке. Как показывают оценки, условие (57) начинает выполняться в максимуме функции  $\varphi(r)$ , если концентрация быстрых электронов в области инжекции достаточно велика:

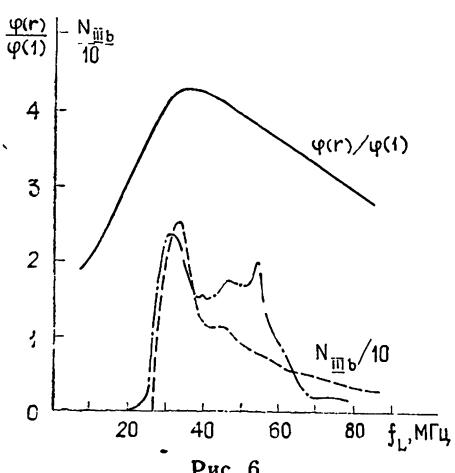


Рис. 6.

$$n_s(r_0) > 4 \cdot 10^4 \text{ э/см}^3 \quad (T_e = T_b). \quad (58)$$

При достаточно большой концентрации электронов  $n_s$  в потоке последний эффективно возбуждает не только высокочастотные плазменные волны

$$\omega_l = \omega_p + \frac{1}{2} \frac{\omega_H^2 \sin^2 \theta}{\omega_p} + \frac{3}{2} k^2 v_{Te}^2 / \omega_p, \quad (59)$$

но также плазменные волны на частотах

$$\omega_l = \omega_H \cos \theta \quad (\omega_p \gg \omega_H). \quad (59a)$$

Здесь  $\theta$  — угол между волновым вектором  $\mathbf{k}$  и магнитным полем. В этом случае релеевское рассеяние плазменных волн  $\omega_l$  на тепловых ионах короны даёт центральную линию триплета, а слияние волн  $\omega_l$  и  $\omega_1$ , возможное при углах  $\theta \approx \pi/2$ , приводит к появлению комбинационных частот

$$\omega_t = \begin{cases} \omega_l - \sqrt{\omega_H \omega_{Hl}} \\ \omega_l \\ \omega_l + \sqrt{\omega_H \omega_{Hl}} \end{cases}. \quad (60)$$

В зависимости от интенсивностей обоих процессов и величины магнитного поля может наблюдаться либо одна линия («stria»), либо расщепленная пара, либо триплет. Этот механизм приводит к величине расщепления  $\Delta\omega/\omega \approx 3 \cdot 10^{-3}$ , при  $\omega_H/\omega_p = 5 \cdot 10^{-2}$ , что удовлетворительно согласуется с наблюдениями.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. Б. Пикельнер, М. А. Гинцбург, Астрон. ж., 40, 842 (1963).
2. D. F. Smith, Astrophys. J., 170, 559 (1971).
3. J. P. Wild and S. F. Smerd, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 10, 159 (1972).
4. D. F. Smith and N. A. Kral1, Astrophys. J., 194, L163 (1974).
5. D. A. Tidman, T. T. Birmingham and H. M. Stainer, Astrophys. J., 146, 207 (1966).
6. Р. З. Сагдеев, сб. Вопросы теории плазмы, 4, Атомиздат, М., 1964, стр. 20.
7. С. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, т. 1, Атомиздат, М., 1970.
8. В. В. Зайцев, Изв. высш. уч. зав — Радиофизика, 12, 779 (1969).
9. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, сб. Вопросы теории плазмы, 7, Атомиздат, М., 1973, стр. 3.
- 9a. J. A. Roberts, Ausg. J. Phys., 12, 327 (1959).
10. В. В. Железняков, Астрон. ж., 42, 244 (1965).
11. В. В. Зайцев, В. В. Фомичев, Астрон. ж., 49, 817 (1972).
12. S. F. Smerd, K. V. Sheridan and R. T. Stewart, Astrophys. Lett., 16, 23 (1975).
13. Л. Д. Ландау, М. А. Лишин, Электродинамика сплошных сред, Физматгиз, М., 1959.
14. Л. Д. Ландау, М. А. Лишин, Теория поля, изд. Наука, М., 1973.
15. Р. Х. Куртмуллаев, В. Л. Масалов, К. И. Меклер, В. Н. Семенов, ЖЭТФ, 60, 400 (1971).
16. В. Г. Леденев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 11 (1975).
17. В. В. Зайцев, В. Г. Леденев, Письма в Астрон. ж., 2, 443 (1976).
18. Лонгмайр, Физика плазмы, Атомиздат, М., 1966.
19. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, изд. Наука, М., 1972.
20. J. W. M. Paul, G. C. Goldenbaum, A. Ilyoshi, L. S. Holmes and R. A. Hardcastle, Nature, 216, 363 (1967).
21. В. Г. Еселеевич, А. Г. Еськов, Р. Х. Куртмуллаев, А. И. Малютин, Препринт ИЯФ 80—70, Новосибирск, 1970.
22. Д. Г. Ломинадзе, Циклотронные волны в плазме, изд. Мецниереба, Тбилиси, 1975.
23. S. F. Smerd, Proc. Astron. Soc. Austral., 1, 305 (1970).
24. D. A. Tidman, Planet. Space. Sci., 13, 781 (1965).
25. N. A. Kral1 and D. F. Smith, Astrophys. Lett., 199, 500 (1975).
26. В. В. Железняков, В. В. Зайцев, Астрон. ж., 47, 60 (1970).
27. В. В. Железняков, В. В. Зайцев, Астрон. ж., 47, 308 (1970).
28. V. V. Zaitsev, N. A. Mityakov and V. O. Rapoport, Solar Phys., 24, 441 (1972).
29. В. В. Зайцев, М. В. Куников, Н. А. Митяков, В. О. Рапорт, Астрон. ж., 50, 252 (1974).

30. В. Г. Курт, Ю. И. Логачев, Н. Ф. Писаренко, Космические исследования 13, 222 (1975).
31. R. P. Lin, L. G. Evans and J. Fainberg, *Astrophys. Lett.*, 14, 191 (1973).
32. В. В. Зайцев, В. О. Рапопорт, Письма в Астрон. ж., 1, 38 (1975).
33. D. R. Smith, *Adv. Astron. Astrophys.*, 7, 147 (1970).
34. D. B. Melrose, *Solar Phys.*, 35, 441 (1974).
- 34a. Д. В. Мелроуз, см. наст. выпуск.
35. В. В. Зайцев, Астрон. ж., 51, 801 (1974).
- 35a. Письма в Астрон. ж., 1, № 10, 28 (1975).
36. M. Morimoto, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 15, 46 (1963).
37. G. R. A. Ellis and P. M. McCulloch, *Austr. J. Phys.*, 20, 583 (1967).
38. G. R. A. Ellis, *Austr. J. Phys.*, 22, 177 (1969).
39. J. de la Noë and A. Boischot, *Astron. Astrophys.*, 20, 55 (1972).
40. L. L. Baselyan, N. Yu. Goncharov, V. V. Zaitsev, V. A. Zinichev, V. O. Rapoport and Ya. G. Tsybko, *Solar Phys.*, 39, 213, 223 (1974).
41. W. K. Yip, *Solar Phys.*, 30, 513 (1973).
42. А. А. Веденов, Л. И. Рудаков, ДАН СССР, 159, 767 (1964).

Научно-исследовательский радиофизический институт,  
Горький, СССР

## TO THE TYPE II AND III SOLAR RADIO BURST THEORY

*V. V. Zaitsev*

The radio emission of shock waves propagating across and along the magnetic field of the corona is investigated. On this basis the type II solar radio burst theory is discussed. The role of quasilinear relaxation of fast electron streams is shown to be important in the case of their extension in the solar wind plasma. The efficiency of induced scattering of plasma waves into electromagnetic ones in the type III burst sources has been analysed. A possible role of modulation instability in the origin of stria type bursts has been considered, as well.

УДК 523.164.32

## ВСПЛЕСКИ III ТИПА С ТОНКОЙ СТРУКТУРОЙ СПЕКТРА В ДЕКАМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

*Л. Л. Базелян, В. А. Зиничев, В. О. Рапопорт*

Приведен обзор экспериментальных данных по всплескам типа III b, а также возможных механизмов радиоизлучения всплесков. Показано, что имеющиеся в настоящее время экспериментальные факты не дают возможности однозначного выбора модели источника

Одной из наиболее часто наблюдающихся компонент спорадического радиоизлучения Солнца в диапазоне частот от сотен мегагерц до десятков килогерц являются всплески III типа. Благодаря развитию как экспериментальных, так и теоретических исследований были достигнуты значительные успехи в понимании процессов, приводящих к возникновению классических всплесков III типа. Вместе с тем известно, что наряду с обычными всплесками III типа существуют всплески с тонкой структурой спектра, которые лишь условно можно отнести к III спектральному типу. Наиболее ярким примером таких всплесков являются всплески I типа III b и типа III d, наблюдающиеся в декаметровом диапазоне волн [1-4].

Предлагаемая работа носит обзорный характер и посвящена рассмотрению всплесков типа III b.

### 1. ВСПЛЕСКИ ТИПА III b И ИХ ЭЛЕМЕНТЫ („stria“)

Исследования тонкой структуры солнечного радиоизлучения, проведенные с применением спектрографов с высоким времененным и частотным разрешением, показали, что в составе многих шумовых бурь III типа декаметрового диапазона наблюдаются быстродрейфующие цепочки.

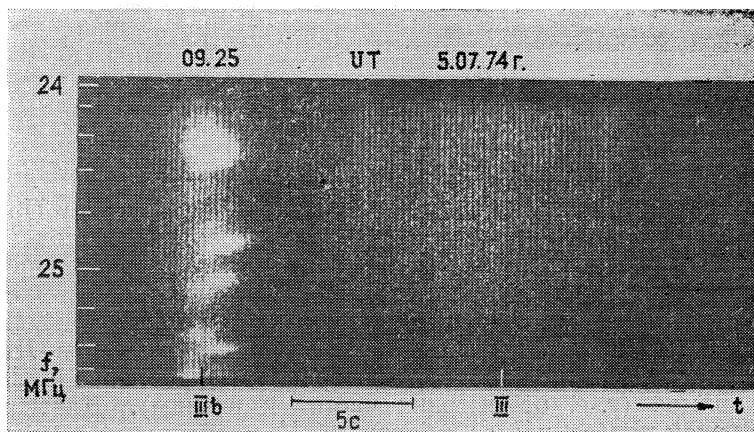


Рис. 1.

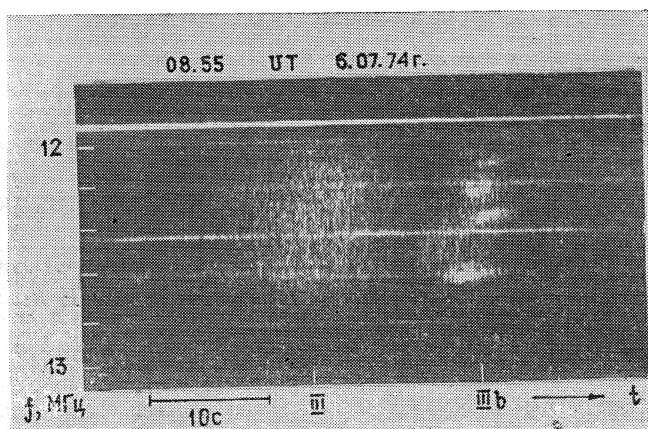


Рис. 2.

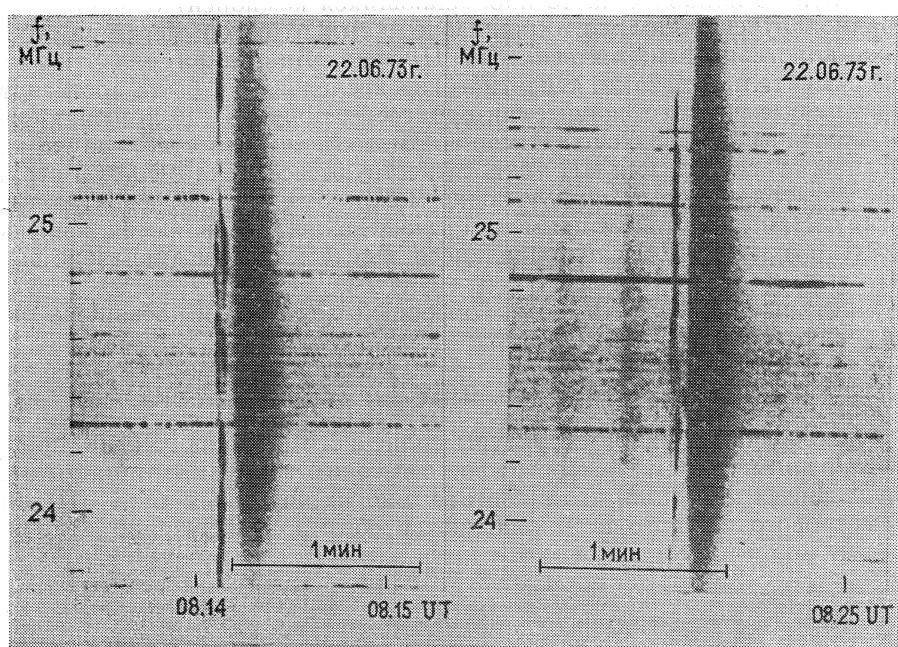


Рис. 3.

Рис. 4.

состоящие из кратковременных узкополосных элементов. Примеры таких цепочек можно видеть на рис. 1—5. Относительное содержание цепочек в шумовых бурях III типа варьируется в широких пределах (от 0 и почти до 100%). Появляемость цепочек увеличивается с понижением частоты волн по крайней мере вплоть до 24 МГц [1, 2]. Частотный дрейф цепочек такой же либо больше, чем у всплесков III типа, наблюдающихся в том же частотном интервале; направление частотного дрейфа — прямое (т. е. от высоких частот к низким). Длительность цепочки в узкой полосе частот вблизи 25 МГц обычно не превосходит 3—4 с, что существенно меньше длительности обычных всплесков III типа на тех же частотах. Количество элементов и расположение их

вдоль оси частот в цепочках значительно варьируется. Рассматриваемые цепочки имеют тенденцию к парной группировке со всплесками III типа, причем в таких парах цепочка, как правило, предшествует всплеску III типа. Характерная величина временного интервала между цепочкой и максимумом последующего всплеска III типа вблизи частоты 25 МГц составляет 4—10 с. Примеры двойных структур, образованных цепочками и всплесками III типа, даны на рис. 3—5. Тесная связь рассматриваемых цепочек и всплесков III типа, а также сходство их частотного дрейфа дало основание предположить [1, 2], что 1) цепочки вызываются теми же электронными пучками, что и всплески III типа, и 2) образование цепочек, как и всплесков III типа, происходит за счет возбуждения пучком плазменных волн (так называемая плазменная гипотеза происхождения). В связи с этим рассматриваемые цепочки получили название [2] всплесков типа III б (в отличие от обычных всплесков III типа без тонкой структуры спектра).

Элементы цепочек — так называемые всплески типа «*stria*» — характеризуются узкой мгновенной полосой частот и малым временем жизни. Полоса частот  $\Delta f$  отдельных «*stria*» вблизи 25 МГц обычно заключена в пределах от 30 до 200 кГц; среднее значение полосы  $\langle \Delta f \rangle \approx \approx 70$  кГц. Среднее значение относительной полосы  $\langle \Delta f/f \rangle \approx 3 \cdot 10^{-3}$ , по-видимому, слабо зависит от частоты волны. Общая длительность  $\tau_0$  «*stria*» (время жизни) вблизи 25 МГц заключена в пределах от 0,3 до 2 с со средним значением  $\langle \tau_0 \rangle \approx 1$  с. Средняя длительность  $\langle \tau_0 \rangle$  изменяется примерно пропорционально изменению частоты [5].

Скорость частотного дрейфа «*stria*» вблизи 25 МГц не превышает 0,15 МГц/с, а обычно значительно меньше этой величины; направление дрейфа в подавляющем большинстве случаев прямое (т. е. от высоких частот к низким).

Наряду с цепочками часто наблюдаются также изолированные «*stria*» или группы «*stria*», не образующие четко выраженной цепочки. Однако спектральные характеристики «*stria*» как в составе цепочек, так и изолированных не различаются. На основании изучения распределения всплесков типа III б по числу элементов (в полосе 10 МГц) в [2] показано, что изолированные элементы цепочек можно рассматривать как частный случай предельно редкой цепочки.

Кроме описанной выше группировки в цепочки (всплески типа III б), для «*stria*» характерна также группировка в так называемые частотно-расщепленные пары и триплеты. В этом случае два либо три элемента наблюдаются почти одновременно на близких частотах. Величина частотного разноса между элементами пары (триплета) вблизи 25 МГц находится в пределах от 40 до 200 кГц; средняя величина частотного разноса  $\langle \delta f \rangle \approx 100$  кГц [1, 3]. Среднее значение относительной величины

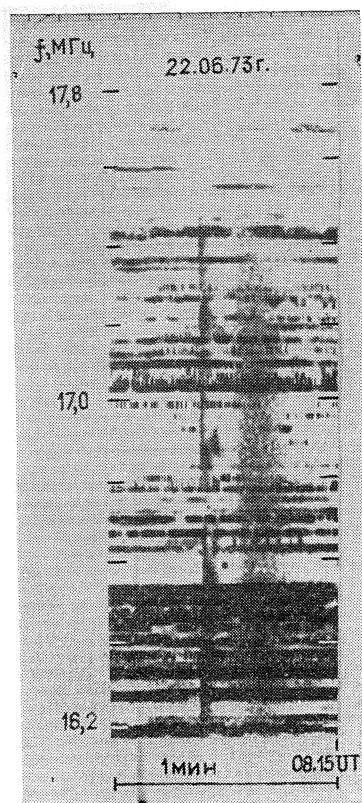


Рис. 5.

расщепления  $\langle \delta f/f \rangle \approx 4 \cdot 10^{-3}$  практически не изменяется с частотой  $f$  [5]. Примеры частотного расщепления пар и триплетов приведены на рис. 6—8.

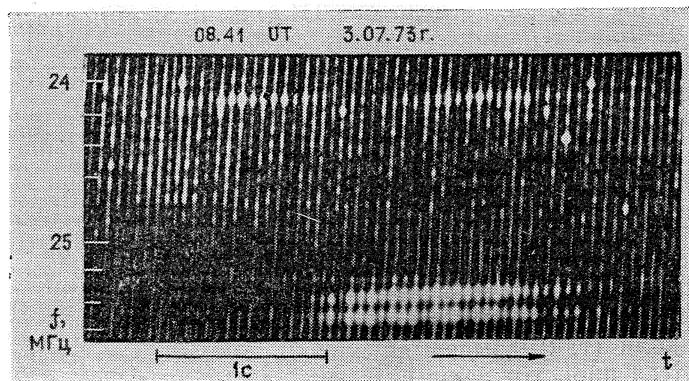


Рис. 6.

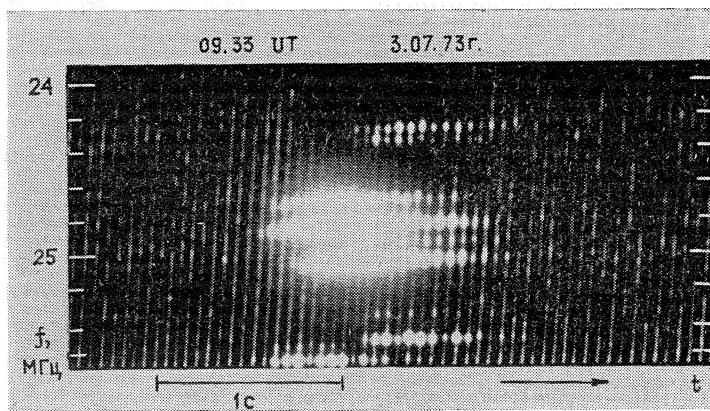


Рис. 7.

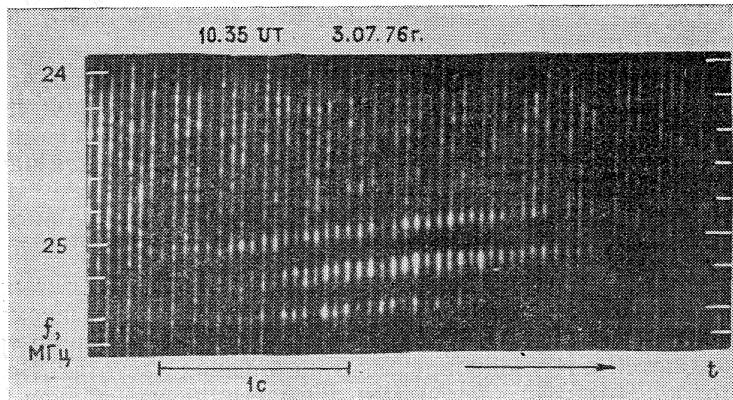


Рис. 8.

Несколько реже наблюдается временная группировка «*stria*». В этом случае два элемента или две частотно-расщепленные пары наблюдаются примерно на одной и той же частоте с характерным временным сдвигом  $\delta t \approx 1 \div 4$  с, образуя явление типа «эх» [3]. Однако в этих случаях отсутствует зависимость средней величины  $\langle \delta t \rangle$  от положения активной области на солнечном диске. На рис. 9, 10 приведены примеры временной группировки всплесков типа «*stria*».

Элементы частотно-расщепленных всплесков всегда имеют один и тот же знак круговой поляризации. В среднем степень поляризации «*stria*» выше, чем во всплесках III типа [2, 6].

Исследование угловых размеров источников всплесков типа III и источников «*stria*» показало, что на частоте 25 МГц видимые угловые размеры этих источников в среднем совпадают и обычно находятся в пределах от 20 до 40 угловых минут [7].

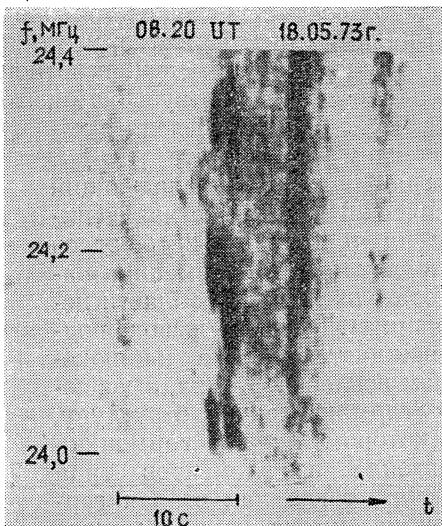


Рис. 9.

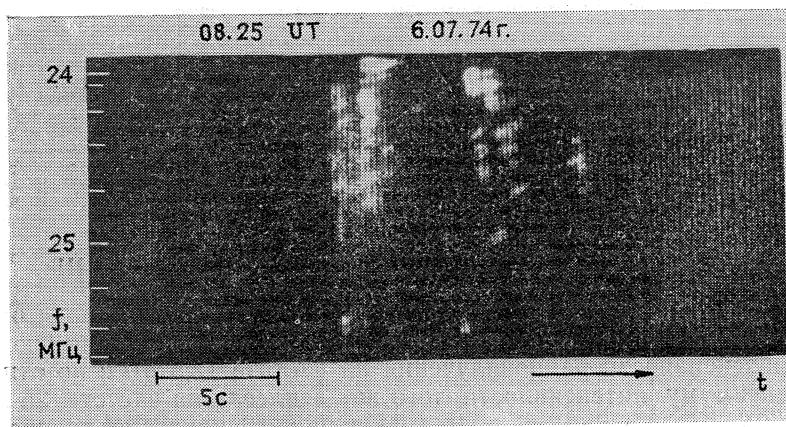


Рис. 10.

## 2. ГАРМОНИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ ВСПЛЕСКОВ В ПАРАХ III<sub>b</sub>—III

Поскольку группировка в пары у всплесков III типа часто связана с существованием гармоник этих всплесков, то возникает вопрос о гармонической связи всплесков в парах, образованных всплесками типа III<sub>b</sub> и III (так называемые пары III<sub>b</sub>—III). Для исследования гармонической связи всплесков в [4] производилось временное сопоставление двойных структур типа III<sub>b</sub>—III, наблюдавшихся как на спектрографе, так и на фиксированных частотах 25,0 и 12,5 МГц. При этом было обнаружено, что, как правило, положение во времени первого всплеска пары (всплеска типа III<sub>b</sub>) на частоте 12,5 МГц хорошо совпадает с моментом достижения максимума вторым всплеском пары (всплеском III типа

па), наблюдавшейся на частоте  $25,0 \text{ МГц}$ . Это схематически изображено на рис. 11. На рис. 12 приведено распределение пар IIIb — III в зависимости от отношений  $f_2/f_1$  частот, для которых совпадение указанных моментов времени должно быть точным. Здесь же для сравнения приведено соответствующее распределение для двойных структур типа III—III. Из рис. 12 видно, что оба распределения практически идентичны, причем в обоих случаях отношение  $f_2/f_1$  близко к 2,0. Это обстоятельство свидетельствует о том, что в двойных структурах типа IIIb—III всплеск типа IIIb связан с излучением на частоте  $f \approx f_{pe}$ , тогда как последующий всплеск III типа — с излучением на частоте  $f \approx 2f_{pe}$  (здесь  $f_{pe}$  — локальная плазменная частота электронов в области источника). Такой вывод подтверждается также наблюдением всплеска U-типа, имевшего гармоническую структуру, в котором первая гармоника состояла из элементов типа «stria», тогда как вторая гармоника имела вид обычного диффузного всплеска [8].

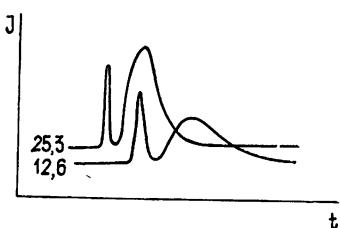


Рис. 11.

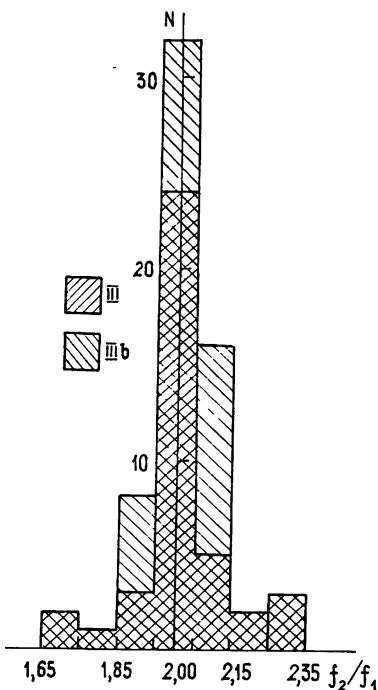


Рис. 12.

### 3. СКОРОСТЬ ЧАСТОТНОГО ДРЕЙФА ВСПЛЕСКОВ ТИПА IIIb

Средняя скорость частотного дрейфа всплесков в диапазоне частот от 25 до  $12,5 \text{ МГц}$  определялась [4] по временному запаздыванию максимума интенсивности радиоизлучения на частоте  $12,5 \text{ МГц}$  по отношению к максимуму интенсивности того же всплеска на частоте  $25 \text{ МГц}$ .

На рис. 13 показано распределение числа всплесков типа IIIb в зависимости от найденной таким образом скорости частотного дрейфа. Здесь же приведено аналогичное распределение, найденное для всплесков III типа, являющихся первыми элементами двойных структур типа III—III (в этом случае анализ проводился только для тех двойных структур, у которых существовала гармоническая связь всплесков). Из рис. 13 видно, что скорость частотного дрейфа всплесков типа IIIb почти всегда больше, чем у всплесков

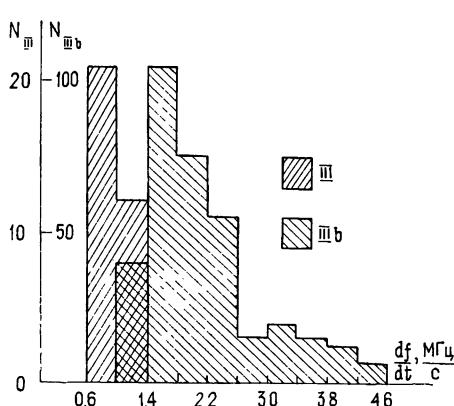


Рис. 13.

III типа. Если средняя скорость дрейфа всплесков III типа равна  $|\dot{f}|_{III} \approx 1 M\Gamma\zeta/c$ , то для всплесков типа III b она равна  $|\dot{f}|_{IIIb} \approx 2 M\Gamma\zeta/c$ . В [6] также отмечается, что скорость частотного дрейфа всплесков типа III b выше, чем всплесков III типа. Однако де ла Но и Бушо [2] не нашли различия в скорости частотного дрейфа всплесков типа III b и типа III. Такое отличие результатов могло быть связано с тем, что в [2] скорость частотного дрейфа всплесков III типа определялась по ведущей кромке всплеска, тогда как в [4] определялась скорость дрейфа максимума всплеска.

#### 4. СКОРОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ III b

Большая скорость частотного дрейфа всплесков типа III b по сравнению со всплесками III типа означает, что скорость движения электронных пучков, ответственных за всплески типа III b, больше, чем в случае всплесков III типа.

Величина средней скорости  $V$  источников на участке траектории  $\Delta r$  между двумя произвольными плазменными уровнями в принципе может быть найдена из соотношения

$$\Delta t = \Delta r \left( \frac{1}{V} - \frac{\cos \varphi \cos l}{C} \right), \quad (1)$$

где  $\Delta t$  — временная задержка, определяющая среднюю скорость частотного дрейфа всплеска между частотами  $f_1$  и  $f_2$ ,  $\Delta r$  — расстояние вдоль траектории пучка между плазменными уровнями, с которых выходит излучение на частотах  $f_1$  и  $f_2$  (траектория пучка электронов предполагается радиальной),  $\varphi$  и  $l$  — гелиографические координаты ( $\varphi$  — широта,  $l$  — долгота) активной области. В (1) пренебрегается отличием групповой скорости электромагнитного излучения от  $C$ .

Параметр  $\Delta r$  в (1) может быть исключен с помощью уравнения для средних (по ансамблю) величин

$$\langle \Delta t \rangle = \Delta r \left( \left\langle \frac{1}{V} \right\rangle - \frac{\cos \varphi \cos l}{C} \right). \quad (2)$$

Предполагая, что для скорости  $V_{III}$  источников III типа справедливо соотношение

$$\left\langle \frac{1}{V_{III}} \right\rangle \approx \text{const} \approx \frac{3}{C},$$

из (1) и (2) получим следующее выражение для скорости  $V_{IIIb}$  источников типа III b\*:

$$\begin{aligned} V_{IIIb} &= \frac{C}{\left( \left\langle \frac{C}{V_{III}} \right\rangle - \cos \varphi \cos l \right) \frac{\Delta t_{IIIb}}{\langle \Delta t_{III} \rangle} + \cos \varphi \cos l} = \\ &= \frac{C}{(3 - \cos \varphi \cos l) \frac{\Delta t_{IIIb}}{\langle \Delta t_{III} \rangle} + \cos \varphi \cos l}. \end{aligned} \quad (3)$$

В (3)  $\Delta t_{IIIb}$  — величина задержки, определяемая по всплескам типа III b,  $\langle \Delta t_{III} \rangle$  — средняя (по ансамблю) величина задержки, определяемая по всплескам III типа.

\* Предполагается, что расстояние  $\Delta r$  одинаково для источников типов III и III b, поскольку всплески соответствующих типов наблюдались в одни и те же дни, на одних и тех же частотах и связаны с одним и тем же центром активности.

Определенная таким образом средняя (по ансамблю) скорость источников типа III b на участке  $\Delta r^{(1)}$  между плазменными уровнями  $f_1=25 \text{ МГц}$  и  $f_2=12,5 \text{ МГц}$  оказалась равной  $\langle V_{IIIb}^{(1)} \rangle = (0,46 \pm 0,01) C$ , тогда как на участке  $\Delta r^{(2)}$  между плазменными уровнями  $f_2=12,5 \text{ МГц}$  и  $f_3=6,25 \text{ МГц}$  она оказалась равной  $\langle V_{IIIb}^{(2)} \rangle = (0,38 \pm 0,01) C$  [9].

Таким образом, полученные в [9] данные свидетельствуют о том, что скорость источников типа III b при движении в короне между плазменными уровнями 25 и 6,25 МГц уменьшается в среднем на 17%.

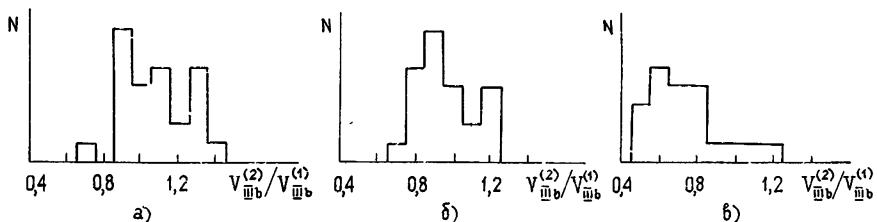


Рис. 14.

На рис. 14 а—в представлены распределения источников типа III b в зависимости от отношения скоростей  $V_{IIIb}^{(2)}/V_{IIIb}^{(1)}$ , построенные для различных значений «начальных» скоростей  $V_{IIIb}^{(1)}$ . Видно, что при увеличении «начальной» скорости  $V_{IIIb}^{(1)}$  источников распределения систематически смещаются в область меньших значений отношения  $V_{IIIb}^{(2)}/V_{IIIb}^{(1)}$ . Так, если в интервале  $0,30 \leq V_{IIIb}^{(1)}/C < 0,40$  среднее значение отношения скоростей равно  $\langle V_{IIIb}^{(2)}/V_{IIIb}^{(1)} \rangle = 1,06 \pm 0,04$  (рис. 14 а), то в интервале  $0,40 \leq V_{IIIb}^{(1)}/C < 0,50$  оно равно  $\langle V_{IIIb}^{(2)}/V_{IIIb}^{(1)} \rangle = 0,85 \pm 0,03$ , (рис. 14 б), а в интервале  $V_{IIIb}^{(1)}/C \geq 0,50$  среднее отношение скоростей равно  $\langle V_{IIIb}^{(2)}/V_{IIIb}^{(1)} \rangle = 0,73 \pm 0,04$  (рис. 14 в).

##### 5. МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ВСПЛЕСКОВ ТИПА III

Перейдем теперь к рассмотрению гипотез, предложенных для объяснения образования всплесков типа III b или же их элементов — всплесков типа «*stria*». Ввиду большого сходства между всплесками типа III и всплесками типа III b и наличия тесной связи между ними все существующие модели предполагают плазменный механизм образования этих всплесков. Согласно плазменной гипотезе всплески связаны с возбуждением плазменных волн потоками быстрых электронов и последующей трансформацией этих волн в электромагнитное излучение.

а) Первая попытка интерпретации всплесков типа «*stria*» и цепочек этих всплесков (всплесков типа III b) содержится в работах Эллиса [10, 11] и Эллиса и Мак-Каллоха [1]. Исходя из факта существования цепочек типа III b, Эллис и Мак-Каллох [1] предположили, что пучки быстрых электронов, аналогичные тем, которые вызывают всплески III типа, при некоторых условиях могут двигаться в короне, не создавая при этом непрерывного излучения. По мнению Эллиса и Мак-Каллоха [1], излучение происходит только в областях, связанных с резкой неоднородностью короны, где возникает рассеяние части электронов пучка под большими питч-углами. В этих областях возбуждаются плазменные волны на двух близких частотах:  $\omega_1 \approx \omega_{pe}$  и  $\omega_2 \approx \omega_{pe} + \frac{1}{2} \frac{\omega_{He}}{\omega_{pe}}$  (предполагается, что  $\omega_{He} \ll \omega_{pe}$ ), которые, рассеиваясь на неоднородностях

короны, переходят в наблюдаемое электромагнитное излучение. Этим обстоятельством объясняется наблюдаемое частотное расщепление всплесков типа «*stria*».

б) В [12] существование частотного расщепления всплесков типа «*stria*» связывается с возможностью существования в неизотермических ( $T_e \gg T_i$ ) слоях короны ионно-звуковых волн. Предполагается, что электромагнитное излучение возникает в результате рассеяния возбуждаемых пучком электронов плазменных волн на ионно-звуковых волнах. В результате такого рассеяния электромагнитные волны будут наблюдаться на двух близких частотах:  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , причем  $\omega_1 \approx \omega_0 + \omega_s$ , а  $\omega_2 \approx \omega_0 - \omega_s$ . (Здесь  $\omega_0$  — частота плазменной волны,  $\omega_s$  — частота ионно-звуковой волны, участвующей в образовании электромагнитного излучения.) Таким образом, величина частотного расщепления  $\delta\omega$  связана с частотой ионно-звуковой волны  $\omega_s$  соотношением

$$\delta\omega \approx 2\omega_s.$$

Для объяснения малой величины скорости дрейфа «*stria*» в [12] предполагается, что пучок электронов, возбуждающий плазменные волны, движется почти параллельно солнечной поверхности.

в) Гипотеза образования всплесков типа III б, предложенная Такакурой и Юсефом [13], предполагает, что интенсивность первой гармоники всплесков III типа определяется процессом индуцированной конверсии плазменных волн на тепловых ионах корональной плазмы. В этом случае яркостная температура источника на частоте первой гармоники ( $f \approx f_{pe}$ ) имеет экспоненциальную зависимость от величины градиента электронной плотности [13]:

$$T_1 \approx T_1(0)(e^{\alpha L} - 1), \quad (4)$$

где

$$\alpha \approx 10^{-19} f^2 \frac{\langle T_p \rangle \Delta\Omega}{T_i}; \quad (5)$$

$$L \sim |\text{grad } N_e|^{-1}. \quad (6)$$

В (4)–(6)  $f$  — частота в  $MHz$ ,  $T_i$  — ионная температура,  $T_p$  — эффективная температура плазменных волн,  $\Delta\Omega$  — телесный угол, в котором распределены волновые векторы плазменных волн,  $L$  — эффективное расстояние, вдоль которого возможно усиление электромагнитных волн.

В [13] предполагается, что различие в структуре всплесков типа III и III б связано с существованием так называемых волокнистых неоднородностей электронной концентрации вдоль траектории электронного пучка. При наличии таких неоднородностей градиент электронной концентрации испытывает значительные колебания относительно регулярной величины градиента. В областях с малым градиентом величина эффективного пути  $L$ , вдоль которого возможно усиление электромагнитных волн, окажется значительно больше, чем в окружающей среде. Это приведет к тому, что в областях с малым градиентом яркостная температура источника окажется значительно выше, чем яркостная температура вне этой области. Однако для того, чтобы полный поток радиоизлучения на данной частоте определялся излучением из области неоднородности, необходимо выполнение неравенства

$$\frac{a(e^{\alpha L_i} - 1)}{A(e^{\alpha L_e} - 1)} \gg 1. \quad (7)$$

В (7)  $a$  — поперечное сечение неоднородности, которое предполагается много меньшим поперечного сечения  $A$  пучка электронов,  $L_i$  и  $L_e$  — эффективное расстояние внутри неоднородности и в окружающей области

соответственно ( $L_i \gg L_e$ ). При выполнении неравенства (7) радиоизлучение на первой гармонике будет иметь тонкую структуру в виде «*stria*».

Поскольку радиоизлучение на второй гармонике определяется комбинационным рассеянием плазменных волн, то яркостная температура источника на второй гармонике равна [13]

$$T_2 \approx 3 \cdot 10^{-22} f^2 L \frac{\langle T_p \rangle^2}{T_e}. \quad (8)$$

Таким образом, для образования тонкой структуры в излучении второй гармоники необходимо выполнение неравенства

$$\frac{aL_i}{AL_e} \gg 1. \quad (9)$$

Очевидно, что при условии  $aL_i \gg 1$  неравенство (7) является значительно более легким, чем (9). Этим и объясняется [13] тот факт, что тонкая структура наблюдается, как правило, на первой гармонике, тогда как вторая гармоника имеет вид диффузного всплеска. Далее, поскольку величина  $\langle T_p \rangle$ , входящая в  $a$ , зависит от концентрации электронов в пучке, то при прочих равных условиях тонкая структура спектра может наблюдаться в излучении более плотных электронных пучков и не наблюдаваться для менее плотных пучков.

Для образования тонкой структуры, характерной для всплесков типа III b, относительное отклонение электронной плотности (в максимуме неоднородности) должно составлять около 10% при длине неоднородности порядка  $6 \cdot 10^9 \text{ см}$  (на уровне, соответствующем плазменной частоте  $f_{pe} \approx 10 \text{ МГц}$ ) [13].

г) Модель, предложенная Смитом и де ла Но [14], включает в себя три основные стадии развития процесса, приводящего, как предполагается в [14], к образованию всплесков типа III b.

В этой модели предполагается, что при движении электронного пучка в короне на его переднем фронте может быть реализована стадия гидродинамической пучковой неустойчивости, в результате которой в некоторой области пространства происходит возбуждение и рост квазимохроматической плазменной волны на частоте  $\bar{\omega}_0 \approx \omega_0 = \omega_{pe} \left( 1 + 3 \frac{k_0^2 V_{te}^2}{\omega_{pe}^2} \right)$ , где  $k_0 = \omega_0/U$ ,  $\omega_{pe}$  — локальная электронная плазменная частота,  $V_{te}$  — тепловая скорость электронов корональной плазмы,  $U$  — скорость, при которой достигается максимум в функции распределения быстрых электронов. Инкремент, определяющий экспоненциальный рост квазимохроматической волны,  $\gamma_b \approx \eta^{1/3} \omega_{pe}$ , где  $\eta = N_s/N_e$  — отношение в рассматриваемый момент времени плотности электронов в пучке  $N_s(t)$  к плотности электронов в корональной плазме  $N_e$ . Считается, что необходимое условие существования гидродинамической фазы пучковой неустойчивости

$$\frac{V_b(t)}{U(t)} < \eta^{1/3} \quad (10)$$

остается выполненным в рассматриваемой области пространства в течение достаточно большого времени, необходимого для установления интенсивной квазимохроматической волны (в (10)  $V_b(t)$  характеризует тепловой разброс скоростей в пучке в некоторый момент времени  $t$ ). Рост амплитуды квазимохроматической волны ограничивается тем, что при достаточно большой ее величине  $E_b$  происходит захват волной всех частиц пучка.

Вторая стадия характеризуется нелинейным взаимодействием между волной и захваченными частицами пучка, в результате которого происходит появление и рост сателлитов — квазимонохроматических волн с частотами, отличающимися от частоты  $\omega_0$  волны захвата на величину  $\delta\omega \approx 2\omega_0$ , где

$$\omega_0 = \left( \frac{ek_0 E_s}{m} \right)^{1/2} \approx \eta^{1/3} \omega_{pe}. \quad (11)$$

Рост сателлитов характеризуется инкрементом  $\gamma_{sb} \sim \omega_0 \approx \eta^{1/3} \omega_{pe}$ .

После того, как амплитуда сателлитов становится сравнимой с амплитудой захватывающей волны, частицы пучка уже более не могут удерживаться волной, однако теперь их тепловой разброс по скоростям уже не удовлетворяет соотношению (10) и генерация квазимонохроматических волн в рассматриваемой области пространства прекращается. Квазимонохроматические плазменные волны большой амплитуды являются неустойчивыми по отношению к взаимодействию с другими модами (параметрическая неустойчивость). Поэтому после достижения как основной волной, так и сателлитами определенного уровня интенсивности происходит их распад на поперечные электромагнитные волны и ионно-звуковые волны [14]. Величина распадного декремента  $\gamma_d \approx \approx (10^{-5} \div 10^{-6}) \omega_{pe}$ . Этот процесс распада квазимонохроматических плазменных волн с частотами вблизи  $\omega_0 + 2\omega_0$ ;  $\omega_0$  и  $\omega_0 - 2\omega_0$  на электромагнитные волны примерно с теми же частотами и ионно-звуковые волны и составляет третью (заключительную) стадию процесса образования частотно-расщепленных всплесков типа «*stria*» [14].

Образование цепочки (всплеска III b) связывается в [14] с восстановлением гидродинамической фазы пучковой неустойчивости через определенное расстояние из-за дисперсии скоростей в пучке и градиента плотности коронального вещества.

Перейдем теперь к обсуждению моделей, предлагаемых для объяснения всплесков типа III b.

а) Интерпретация Эллиса [10, 11] и Эллиса и Мак-Каллоха [1] направлена фактически на объяснение механизма частотного расщепления всплесков типа «*stria*». Необходимая для этого величина магнитного поля должна быть равной  $H \approx 1$  Э на плазменном уровне  $f_{pe} \approx 30$  МГц, что согласуется с результатами других наблюдений [11]. Узкополосность элементов расщепленных пар также, по-видимому, может найти качественное объяснение в рамках предлагаемой модели. Однако в [1] не объясняются малая длительность и малая скорость частотного дрейфа «*stria*», не дается объяснения прерывистому характеру излучения электронных пучков. Наконец, если предположить, согласно Эллису и Мак-Каллоху [1], что плазменные волны генерируются пучком не непрерывно, а только в отдельных областях, то становится непонятным образование диффузного всплеска III типа, являющегося второй гармоникой всплеска типа III b.

б) Интерпретация Уипа [12] отличается от интерпретации Эллиса и Мак-Каллоха [1] только механизмом образования частотного расщепления элементарных всплесков. Поэтому все замечания, сделанные выше по поводу интерпретации Эллиса и Мак-Каллоха, относятся также и к интерпретации Уипа [12].

в) Модель, предложенная Такакурой и Юсефом [13], в качественном отношении объясняет такие характерные свойства всплесков типа III b, как узкополосность и малая скорость дрейфа «*stria*», образование тонкой структуры на первой гармонике и отсутствие тонкой структуры на второй гармонике, существование в одной группе как диффузных

всплесков III типа на первой гармонике, так и всплесков типа III b. Однако в рамках гипотезы [13] трудно объяснить почти полное отсутствие «*stria*» с обратным направлением дрейфа, тогда как наибольшее число всплесков имеет скорость дрейфа, близкую к нулю. Приводимое в [13] объяснение малой длительности «*stria*» также не представляется убедительным, так как, по-видимому, основано на предположении, что затухание обычных всплесков III типа определяется лишь столкновительным поглощением плазменных волн. Между тем, в области декаметровых и более длинных волн существенное влияние на длительность всплеска может оказывать бесстолкновительное затухание плазменных волн. Качественное объяснение значительно меньшей длительности всплесков типа «*stria*» в рамках гипотезы Такакуры и Юсефа [13], на наш взгляд, могло бы состоять в том, что условие  $\alpha L_i > 1$ , необходимое для существенного усиления электромагнитных волн, может выполняться только вблизи момента времени, когда достигается максимум плотности плазменных волн, возбуждаемых пучком электронов. Такакура и Юсеф [13] не касаются вопроса образования расщепленных по частоте пар и триплетов, входящих в состав всплесков типа III b.

г) Модель образования всплесков типа III b, предложенная Смитом и де ла Но [14], по мнению ее авторов, способна объяснить почти все свойства всплесков типа III b и их элементов. Однако, на наш взгляд, в этой модели также существуют определенные трудности. Так, например, для объяснения узкополосности элементов типа «*stria*» ( $5 \cdot 10^{-4} \leq \Delta f/f \leq 10^{-2}$ ) в [14] требуется, чтобы отношение  $V_{te}/V_\Phi$  удовлетворяло условию  $0,06 \leq V_{te}/V_\Phi \leq 0,20$  ( $V_\Phi$  - фазовая скорость плазменной волны). Поскольку  $V_\Phi \approx U$ , то это означает, что согласно модели Смита и де ла Но [14] за всплески типа III b ответственны более медленные пучки электронов, чем в случае всплесков III типа, для которых  $V_{te}/U \leq 0,05$ . Однако это не согласуется с наблюдениями (см. п. 4).

Далее, из [14] следует, что длительность  $t$  «*stria*» должна быть однозначно связана с относительной величиной частотного расщепления ( $\delta f/f$ ):

$$\bar{t} \sim \eta^{-1} \sim \left( \frac{\delta f}{f} \right)^{-3}.$$

Однако в действительности такой связи не наблюдается. Оценка длительности  $\bar{t}$ , приведенная в [14], на наш взгляд, является несколько завышенной. Действительно, в [14] под длительностью «*stria*» понимается длительность  $\bar{t}$  распадной фазы процесса, которая, в свою очередь, определяется тем условием, что в момент  $t = \bar{t}$  плотность энергии электромагнитных волн в области источника должна быть равна плотности энергии плазменных колебаний перед началом распадного процесса. Однако ясно, что это составляет максимально возможную оценку продолжительности фазы распадной неустойчивости. В действительности же прирост энергии электромагнитных волн из-за распадных процессов закончится практически гораздо раньше. Поэтому длительность «*stria*», определяемая распадным процессом, окажется существенно меньше полученной в [14] величины  $\bar{t} \approx 0,1 \div 1$  с. В рамках этой модели возникают также трудности при объяснении частотного дрейфа «*stria*».

Таким образом, мы видим, что ни одна из предложенных к настоящему времени моделей образования всплесков типа III b не в состоянии полностью объяснить все основные свойства этих всплесков. Тем не менее, на наш взгляд, некоторое преимущество имеет модель Такакуры и Юсефа [13], поскольку в ней легко объясняются такие фундаментальные свойства всплесков типа III b, как образование элементов типа «*stria*» на первой гармонике и отсутствие этих элементов на второй гар-

монике, узкополосность и малая величина частотного дрейфа элементов типа «*stria*». Кроме того, как увидим ниже, в рамках этой модели удается естественным образом увязать между собой такие факты, как большая скорость движения источника III b и его торможение.

## 6. БЕССТОЛКОВИТЕЛЬНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ ВСПЛЕСКОВ ТИПА III b

Многочисленными наблюдениями установлено [15, 16], что скорость движения источников всплесков типа III близка к  $C/3$  и практически не изменяется при их движении на расстоянии  $\Delta R$  от нижних слоев короны и почти до орбиты Земли ( $\Delta R \approx 200 R_{\odot}$ , где  $R_{\odot} \approx 7 \cdot 10^{10} \text{ см}$  — радиус солнечной фотосферы). Этот факт, на первый взгляд противоречащий существованию квазилинейной релаксации электронных пучков, движущихся в бесстолкновительной плазме, находит свое объяснение при учете нестационарности процесса инъекции электронов, в результате чего распределения плотности электронов в пучке характеризуются существованием переднего и заднего фронтов электронной концентрации [17, 18]. В этом случае плазменные волны возбуждаются на переднем фронте пучка, так как здесь поддерживается повышенная концентрация быстрых частиц. В тех областях солнечной короны, где выполняется соотношение  $v_{\text{эфф}} \tau < 1$  ( $v_{\text{эфф}}$  — эффективная частота электронно-ионных соударений в плазме,  $\tau$  — длительность всплеска на фиксированной частоте), в частности на декаметровых и более длинных волнах, средняя энергия пучка будет сохраняться даже при возбуждении интенсивных плазменных волн, так как эти волны снова поглощаются сравнительно медленными частицами пучка на его заднем фронте. В пренебрежении потерями на электромагнитное излучение это приводит к постоянству средней скорости движения пучка [18].

Существует, однако, и другая интерпретация этого факта, основанная на учете процессов нелинейного взаимодействия волн. В частности, с увеличением средней скорости  $V_s$  движения пучка возрастает роль процессов индуцированного рассеяния плазменных волн на ионах корональной плазмы, что приводит к перекачке плазменных волн из резонансной области фазовых скоростей ( $V_{\phi} \approx V_s$ ,  $V_{\phi}$  — фазовая скорость плазменных волн) в нерезонансную область ( $V_{\phi} = -V_s$ , либо  $|V_{\phi}| \gg |V_s|$ ). При определенных условиях нелинейная перекачка плазменных волн в нерезонансную область спектра может привести к частичной стабилизации электронного пучка в результате резкого уменьшения потерь энергии пучком на возбуждение плазменных волн [19]. В этом случае средняя скорость движения пучка будет уменьшаться с расстоянием незначительно, причем это уменьшение (торможение) будет тем меньше, чем больше начальная скорость  $V_s$  электронного пучка.

Однако влияние нелинейной перекачки плазменных волн на движение пучков при определенных условиях может иметь и противоположный характер. Если на начальной стадии нелинейная перекачка плазменных волн не в состоянии подавить квазилинейную релаксацию, то функция распределения электронов релаксирует до состояния «плато». В этом состоянии, как уже отмечалось выше, генерация пучком плазменных волн возможна на его переднем фронте. При учете нелинейной перекачки плазменных волн в нерезонансную область спектра условие  $v_{\text{эфф}} \tau < 1$  уже не обеспечивает сохранения средней энергии пучка, так как нерезонансные плазменные волны не поглощаются частицами пучка. Таким образом, за движущимся пучком остается «шлейф» нерезонансных плазменных волн, которые вследствие затухания за счет столкновительных потерь в плазме. Поскольку влияние индуцированного рас-

сения увеличивается с ростом средней скорости пучка ( $\gamma_{\text{нел}} \sim V_s^5$  [17],  $\gamma_{\text{нел}}$  — инкремент нарастания плазменных волн в нерезонансной области из-за индуцированного рассеяния на ионах), то потери энергии должны увеличиваться с ростом начальной скорости  $V_s$ . Но именно это и наблюдается в случае движения источников типа III b. Действительно, в п. 4 было показано, что для движения источников типа III b характерными являются следующие моменты:

1) средняя скорость движения источников типа III b существенно больше средней скорости движения источников III типа (0,46 С и 0,33 С соответственно);

2) движение источников типа III b происходит с уменьшением скорости (торможение);

3) торможение является пороговым, т. е. наблюдается только при  $V_{\text{III}b}^{(1)} \geq 0,35 \div 0,40 \text{ С}$ ;

4) с увеличением «начальной» скорости  $V_{\text{III}b}^{(1)}$  относительное изменение скорости увеличивается (см. рис. 14).

Как отмечалось выше, именно такой характер движения и должен наблюдаться в условиях  $\gamma_{\text{эфф}}^{\text{т}} < 1$  при учете эффектов индуцированного рассеяния плазменных волн, возбуждаемых электронными пучками с функцией распределения типа «плато».

Таким образом, исследование характера движения источников типа III b может иметь большое значение для анализа нелинейных процессов в короне.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. R. A. Ellis and P. M. McCulloch, Austr. J. Phys., **20**, 583 (1967).
2. J. de la Noë and A. Boischot, Astron. and Astrophys. **20**, 55 (1972).
3. Л. Л. Базелян, Н. Ю. Гончаров, В. В. Зайцев, В. А. Зиничев, В. О. Рапопорт, Я. Г. Цыбко, Solar Phys., **39**, 213 (1974).
4. Л. Л. Базелян, Н. Ю. Гончаров, В. В. Зайцев, В. А. Зиничев, В. О. Рапопорт, Я. Г. Цыбко, Solar Phys., **39**, 223 (1974).
5. J. de la Noë, Astron. Astrophys., **43**, 201 (1975).
6. G. R. A. Ellis, Austr. J. Phys., **22**, 177 (1969).
7. Э. П. Абранин, Л. Л. Базелян, Н. Ю. Гончаров, В. В. Зайцев, В. А. Зиничев, В. О. Рапопорт, Я. Г. Цыбко, Solar Phys. (in press).
8. R. T. Stewart, Solar Phys., **40**, 417 (1975).
9. L. L. Bazelyan, N. Yu. Goncharov, V. V. Zaitsev, V. A. Zinichev, V. O. Rapoport and Ya. G. Tsibko, Solar Phys. (in press); Л. Л. Базелян, Н. Ю. Гончаров и др., Препринт № 100, НИРФИ, Горький, 1976.
10. G. R. A. Ellis, Nature, **213**, 790 (1967).
11. G. R. A. Ellis, Proc. Astron. Soc. Austr., **1**, 273 (1969).
12. W. K. Yip, Solar Phys., **30**, 513 (1973).
13. T. Takakura and S. Yousef, Solar Phys., **40**, 412 (1975).
14. R. A. Smith and J. de la Noë, Astrophys. J., **207**, № 2, Pt. 1, 605 (1976).
15. R. T. Stewart, Austr. J. Phys., **18**, 67 (1965).
16. J. P. Wild and S. F. Smerd, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **10**, 159 (1972) (русский перевод см. УФН, **113**, вып. 3, 503 (1974)).
17. В. В. Железняков, В. В. Зайцев, Астрон. ж., **47**, 60 (1970).
18. V. V. Zaitsev, N. A. Mityakov and V. O. Rapoport, Solar Phys., **24**, 444 (1972).
19. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, Плазменная астрофизика, изд. Наука, М., 1972.

Научно-исследовательский радиофизический институт,  
Горький, СССР

#### TYPE III BURSTS WITH FINE STRUCTURE IN THE SPECTRUM AT DECAMETER WAVELENGTHS

*L. L. Baselyan, V. A. Zinichev, V. O. Rapoport*

A review of the experimental data on type III b bursts is presented as well as possible mechanisms of radioemission from the bursts. It is shown that the experimental facts available now give no possibility to choose unambiguously a model of the source.

УДК 523.164.32

## ТОНКАЯ СТРУКТУРА СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ\*

П. М. Мак-Каллох, Дж. Р. А. Эллис

Представлены результаты наблюдений с высоким частотным и времененным разрешением всплесков типа «*stria*», расщепленных пар и триплетов в диапазоне 20—30 МГц. Обнаружены всплески типа «вилки», обратной «вилки» и большое разнообразие сверхтонкой структуры излучения. Обсуждается ряд механизмов частотного расщепления и некоторые наблюдательные тесты.

## ВВЕДЕНИЕ

За последнее десятилетие был обнаружен и исследован новый тип солнечных радиовсплесков в декаметровом диапазоне. Это явление и его различные проявления получили название всплесков типа «*stria*», расщепленных пар или всплесков типа III б. Впервые эти всплески были описаны Эллисом и Мак-Каллохом [1, 2], затем де ла Но и Буашо [3], Базеляном и др [4, 5] и де ла Но [6].

Всплески этого класса обычно наблюдаются на частотах ниже 100 МГц, а наиболее часто в районе 30 МГц. Их основные характеристики следующие:

1) Отдельные «*stria*» представляют собой всплески излучения с длительностью порядка 1 с и шириной полосы 100 кГц и менее. Длительность всплесков уменьшается с ростом частоты излучения.

2) «*Stria*» имеют нулевой или отрицательный частотный дрейф; среднее значение частотного дрейфа порядка — 15 кГц/с.

3) «*Stria*» могут группироваться в пары (расщепленные пары) или триплеты, причем отдельные элементы группы начинаются примерно в одно и то же время и имеют одинаковую длительность. Примеры изолированных «*stria*», расщепленной пары и триплета приведены на рис. 1.

4) Среднее значение частотного интервала между элементами группы примерно 100 кГц на частоте 30 МГц и, по-видимому, увеличивается с частотой излучения.

5) В расщепленных парах высокочастотный элемент обычно является более интенсивным (или равным по интенсивности) и более длительным, чем низкочастотный элемент.

6) В триплетах большую длительность имеет центральный элемент; он же является более интенсивным по сравнению с другими элементами. Только в редких случаях (если они вообще имеются) центральный элемент является более слабым.

7) Всплески часто циркулярно поляризованы, причем знаки поляризации всех компонент пар или триплетов всегда совпадают.

8) Наблюдается также второй класс всплесков с большей длительностью, широкой полосой и примерно вдвое большим частотным разделением, чем у обычных всплесков. Эти всплески получили назва-

\* Перевод с английского В. В. Фомичева.

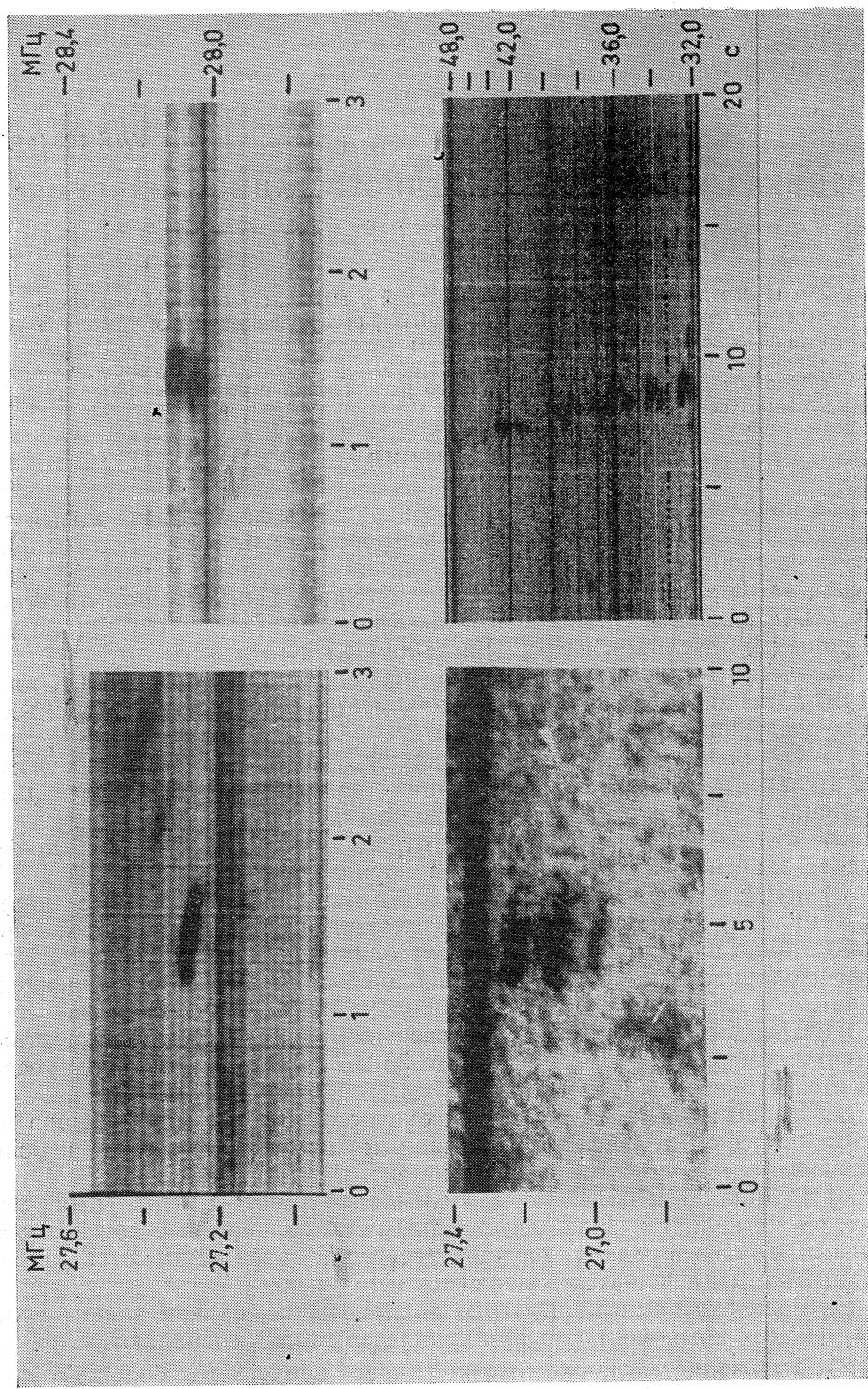


Рис. 1. Динамические спектры изолированных всплесков типа «стрия», расщепленной пары, триплета и всплеска типа III<sup>в</sup>

ние диффузных; они имеют длительность около 10 с, полосу порядка 120 кГц и примерно нулевой частотный дрейф.

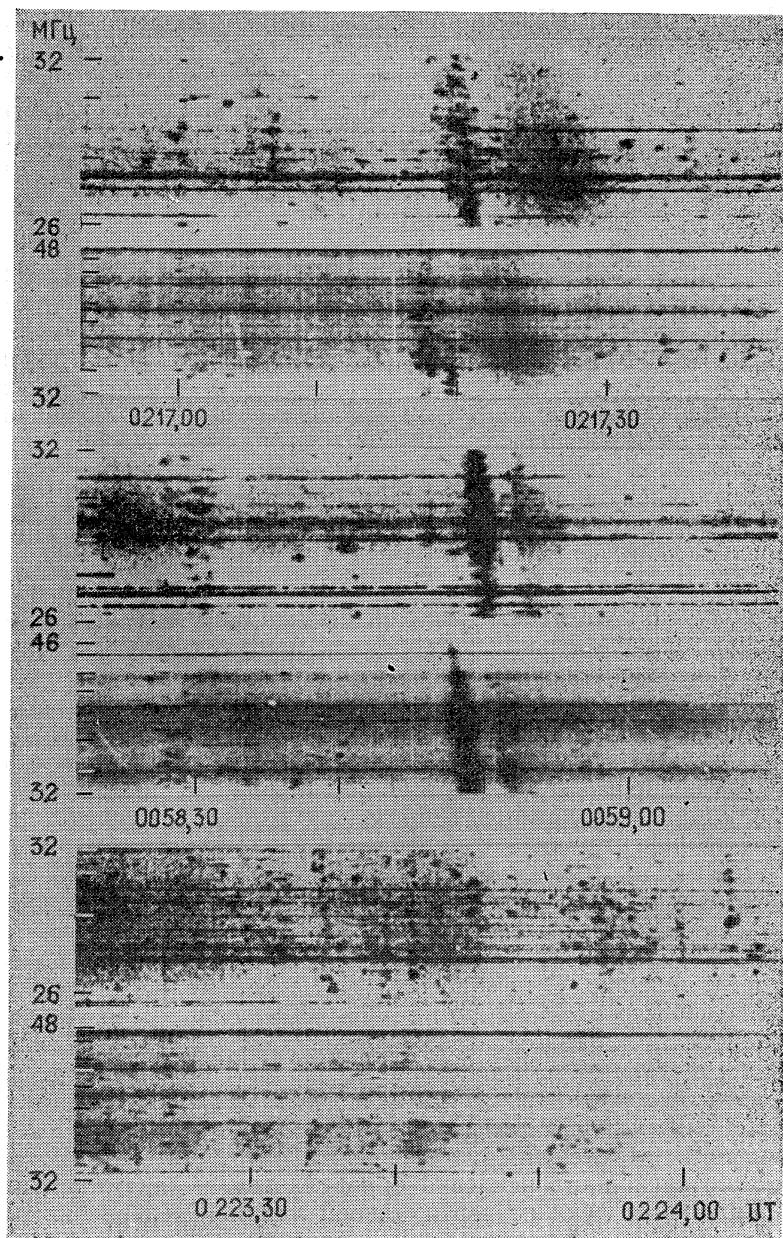


Рис. 2. Примеры хаотического появления «*stria*», расщепленных пар и триплетов (внизу), а также в составе всплесков типа III b, связанных со всплесками III типа (два верхних спектра)

9) Отдельные «*stria*», расщепленные пары и триплеты, состоящие как из обычных, так и из диффузных всплесков, могут группироваться в цепочки, в которых моменты появления всплесков изменяются с частотой аналогично передней кромке всплесков III типа. Примеры типичных цепочек приведены на рис. 1 и 2. Такие цепочки часто связаны

со всплесками III типа и называются всплесками типа III b, если отдельные элементы являются обычными, или III d, если элементы диффузные.

10) Всплески типа III b часто предшествуют всплескам III типа, а их скорость частотного дрейфа примерно вдвое превышает скорость дрейфа для всплесков III типа. В этих случаях всплески типов III b и III, по-видимому, представляют собой излучение основного тона и второй гармоники соответственно. Всплески типа III d часто следуют за всплесками III типа и имеют несколько меньшую скорость частотного дрейфа.

### НАБЛЮДЕНИЯ

С ноября 1975 г. в университете Тасмании (в Хобарте) выполняется программа солнечных наблюдений. Сигналы от широкополосной дипольной антенны регистрировались на магнитную видеоленту в течение 5 минут около полудня каждый день. Использовались два регистрирующих устройства, перекрывающих диапазоны 21—24 и 26—29 МГц. Была изготовлена аппаратура для обнаружения лево- и правополяризованных компонент с временным разрешением 600 мкс и частотным разрешением 2 кГц. Интенсивное солнечное радиоизлучение с разнообразной тонкой структурой зарегистрировано в течение двух периодов: 19—21 ноября 1975 г. и 15—30 марта 1976 г. Ниже представлены результаты наблюдений за первый период.

Обработка видеолент проводилась несколькими способами. Прежде всего для получения на пленке спектра с яркостной модуляцией видеоленты обрабатывались в реальном времени на спектре-анализаторе, состоящем из 256 соприкасающихся каналов с шириной полосы 10 кГц. После того как таким образом устанавливается наличие солнечных всплесков, их положение на видеоленте отмечается для последующего анализа с помощью техники остановки кадра. Единичный кадр, длительностью 20 мс, непрерывно воспроизводится до тех пор, пока свиппирующий спектр-анализатор не просканирует через полосу регистратора; результатирующая информация затем хранится на запоминающем осциллографе либо в виде промодулированной яркости луча, либо в виде А-скана. После этого лента перемещается на один кадр и весь процесс повторяется снова. Когда всплеск проанализирован полностью, экран запоминающего осциллографа фотографируется, а лента передвигается к следующему явлению. С помощью этого метода можно повторять обработку всплесков до тех пор, пока не получим лучшее качество изображения, а обработку каждого частотного диапазона в 3 МГц можно выполнять с временным разрешением 20 мс и частотным разрешением 2 кГц. На рис. 3 для сравнения приведены оба типа записей; в верхней части показан динамический спектр с яркостной модуляцией, в нижней — тот же всплеск в виде серии разделенных интервалом 20 мс А-сканов, на которых интенсивность всплеска определяется амплитудой горизонтального отклонения луча от вертикальной линии. Спектр с яркостной модуляцией дает четкое представление о явлении, но его трудно использовать для точных измерений. А-сканы — одновременно с информацией о явлении — дают возможность проводить точные измерения интенсивности, ширины полосы и частотного разделения. Все измерения, представленные в этой работе, были выполнены с использованием А-сканов.

За период 19—21 ноября 1975 г. было зарегистрировано множество одиночных, двойных и тройных всплесков, в то же время не было отождествлено уверенно ни одной цепочки, что, возможно, связано с небольшим диапазоном перекрываемых частот. Наблюдались также всплески типа «вилки» и обратной «вилки», примеры которых приведены на

рис. 3. Серия одиночных всплесков («*stria*»), зарегистрированных в течение 5-минутного интервала 20 ноября, показана на рис. 4; их длительности изменяются от 0,2 до 2,4 с. Ширина полос всех этих всплесков примерно одинакова и составляет 25 кГц; это значение близко к нижнему пределу ранее сообщавшихся измерений ширины полос по динамическому спектру, которые, вероятно, являются завышенными. В обоих

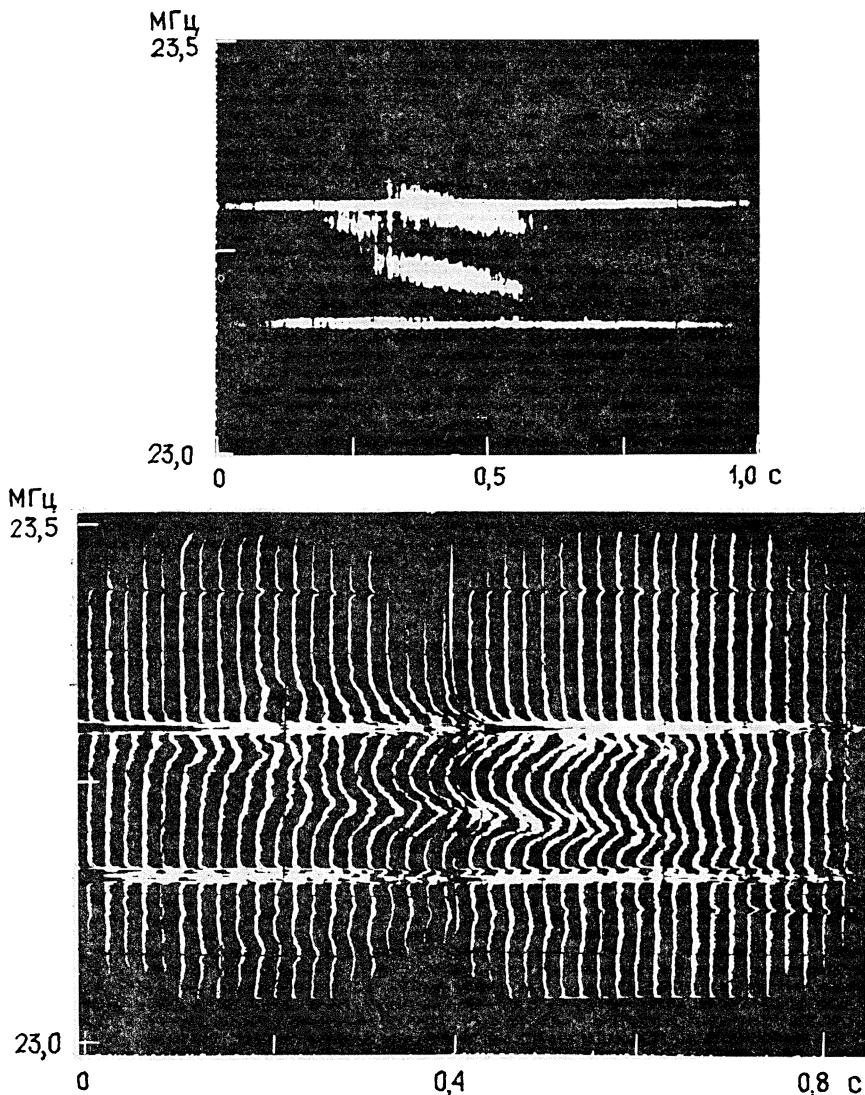


Рис. 3. Сравнение одного и того же явления, зарегистрированного с помощью яркостной модуляции (вверху) и в виде серии А-сканов, в которых относительная интенсивность излучения характеризуется горизонтальным отклонением каждого луча от вертикальной линии (внизу). Горизонтальные линии — сигналы передающей станции. Приведен пример всплеска типа «вилка», аналогичного тем, которые наблюдались Зайцевым и Зиничевым [7] на 100 МГц

длительных событиях наблюдается интересное свойство, а именно связь увеличения ширины полосы излучения в середине явления с незначительным уменьшением интенсивности. Этот эффект длится около 0,1 с, после чего всплеск продолжается с несколько меньшим частотным дрейфом

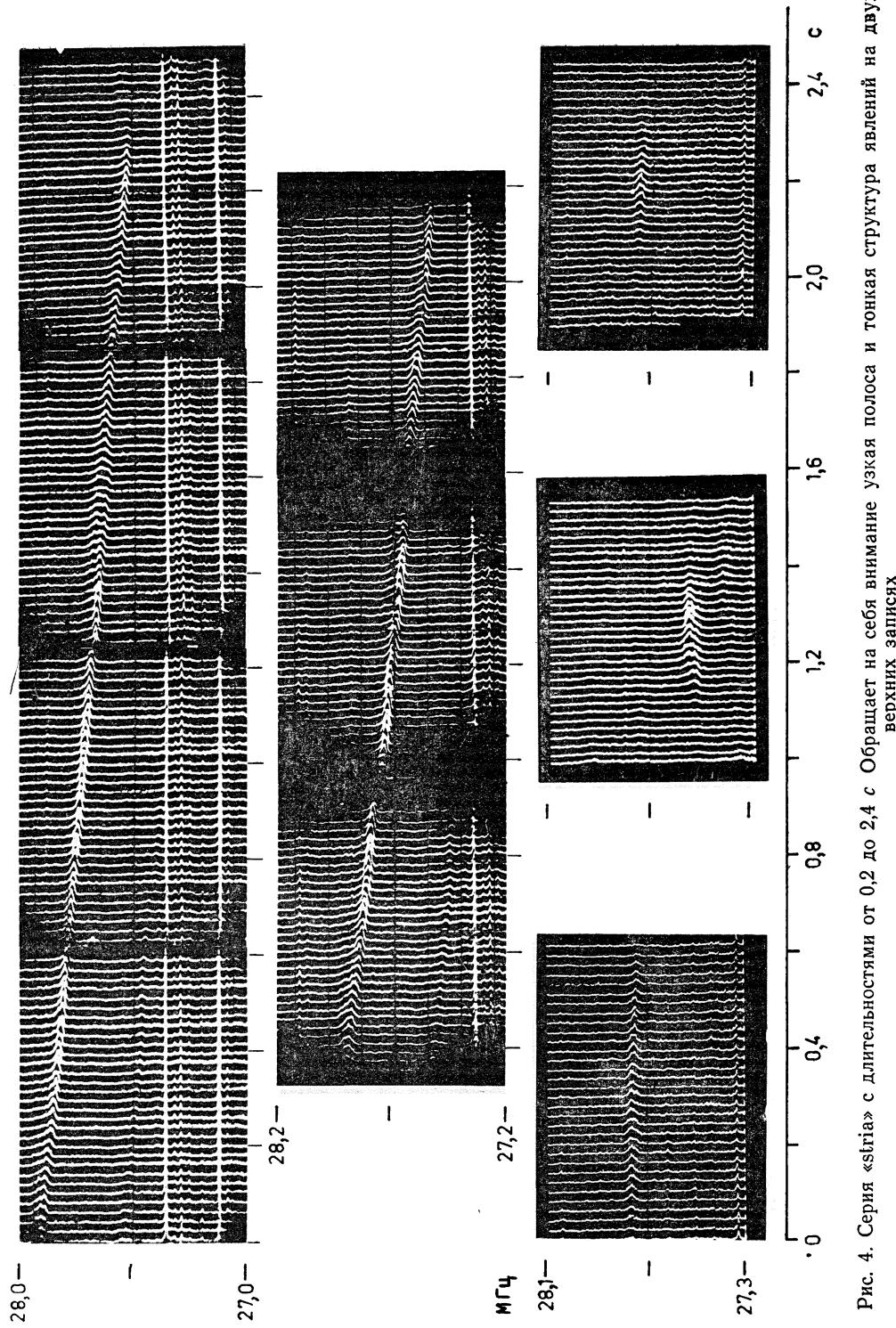


Рис. 4. Серия «стрия» с длительностями от 0,2 до 2,4 с Обращает на себя внимание узкая полоса и тонкая структура явлений на двух верхних записях

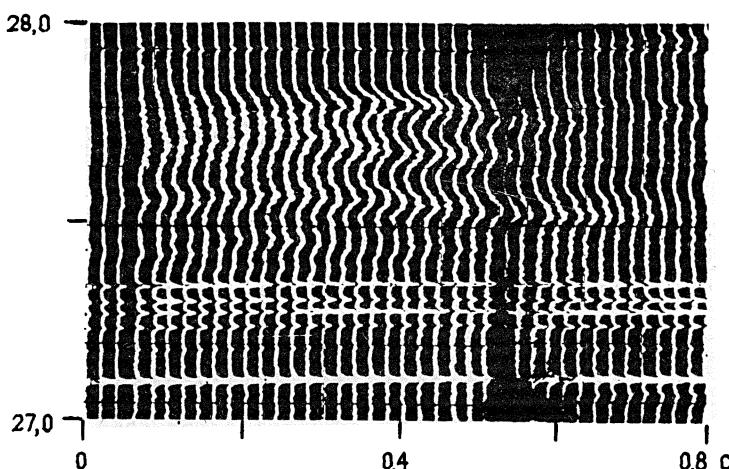
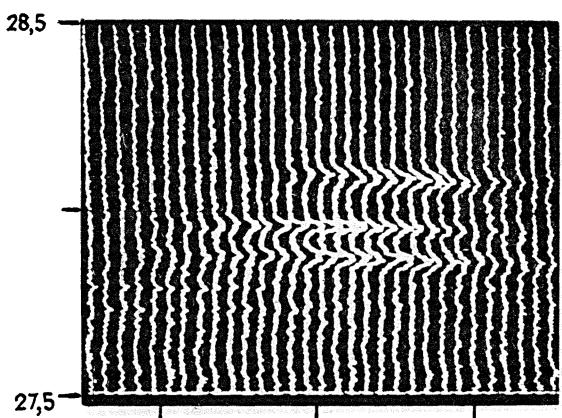
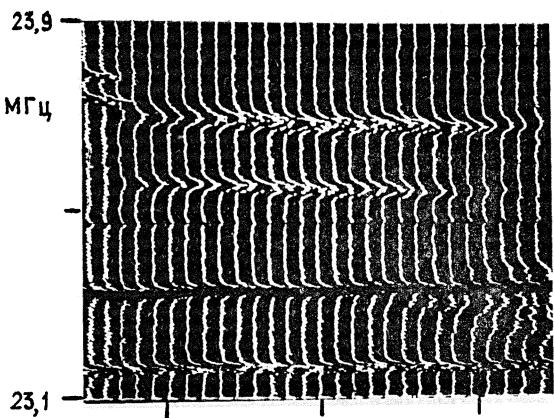


Рис 5 Верхняя запись — пример расщепленной пары с узкополосными компонентами. Темная горизонтальная полоса обусловлена сигналом мощной передающей станции. Две нижние записи — примеры триплетов; на средней записи частотное расщепление асимметрично, на нижней — два верхних элемента триплета возникают после расщепления одного широкополосного элемента.

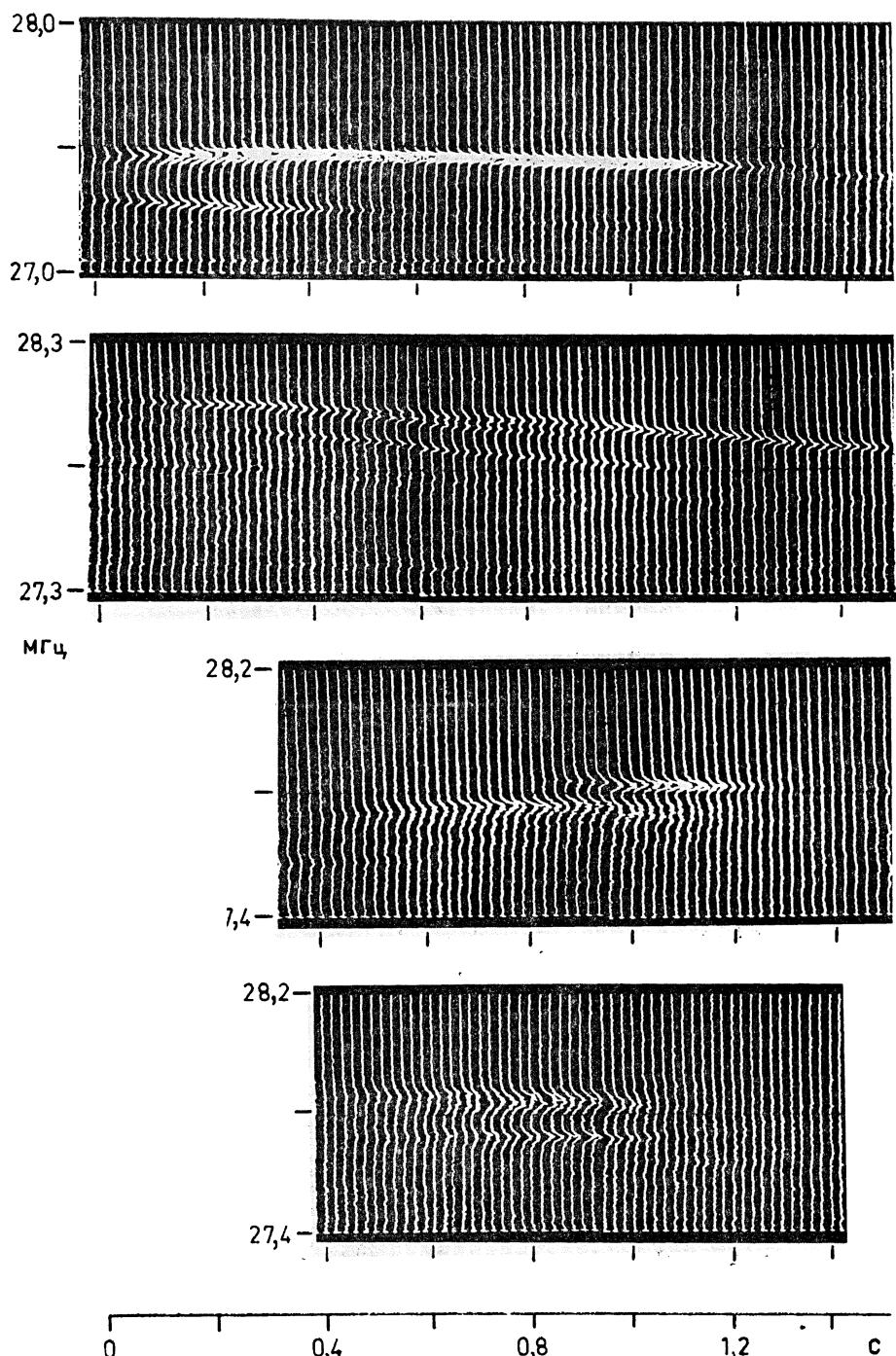


Рис. 6. Примеры необычных двойных всплесков, в которых обе компоненты могут иметь существенно различные длительности и ширину полос.  
На второй записи сверху видна тонкая структура.

фом. Такое поведение характерно для большинства длительных «*strias*», наблюдавшихся в течение этого периода. Все эти всплески имеют отрицательный частотный дрейф, за исключением начальной фазы всплеска, показанного в центре нижнего ряда на рис. 4.

На рис. 5 приведены расщепленная пара и два триплета. Особенностью пары являются одновременное начало (с точностью до 20 мс) и узкая ширина полосы (около 25 кГц) обеих компонент. Два тройных всплеска имеют такие же необычные свойства. Первый из них является асимметричным, причем частотное разделение между центральной и высокочастотной компонентами примерно на 50% больше, чем разделение между центральной и низкочастотной компонентами. Во втором всплеске две высокочастотные компоненты, по-видимому, появляются в результате расщепления одного широкополосного элемента.

Ряд двойных всплесков, не относящихся к расщепленным парам, показан на рис. 6. В трех случаях одна из компонент имеет значительно большую длительность, чем другая, причем в двух событиях такая компонента является высокочастотной, а в третьем — низкочастотной. В четвертом событии обе компоненты имеют равные длительности, но ширина полосы высокочастотного элемента примерно вдвое превышает полосу низкочастотного элемента. Две верхние записи иллюстрируют другие необычные свойства. В первом из них высокочастотная компонента искривлена так, что величина частотного дрейфа увеличивается со време-

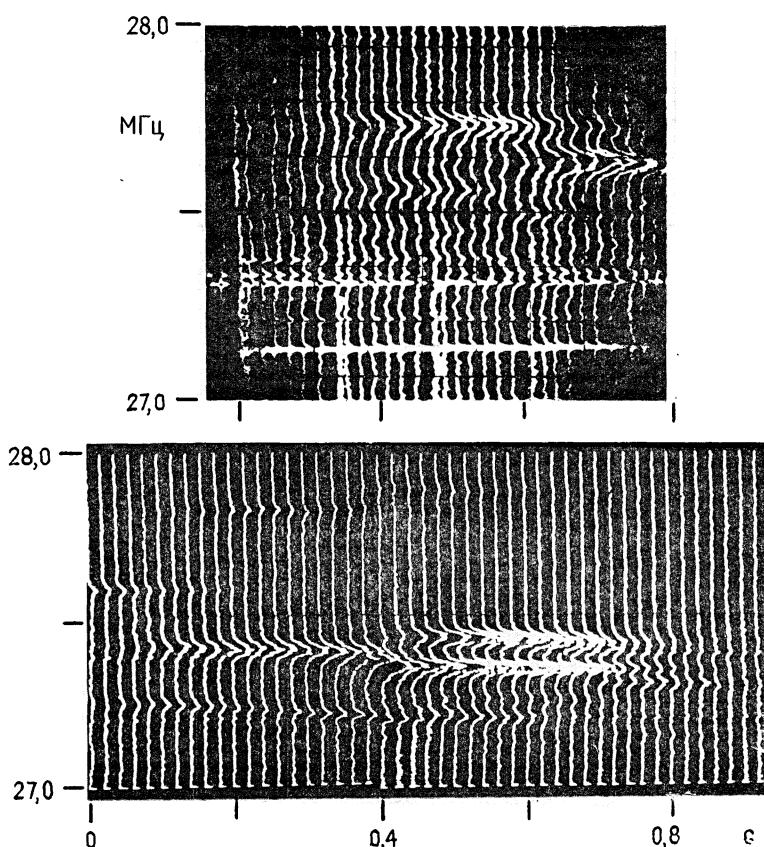


Рис. 7. Симметричный всплеск типа обратная «вилка» (вверху) и всплеск типа «вилка», в котором первоначально единичная компонента сдвигается по частоте и становится низкочастотной компонентой «вилки» (внизу),

нем, как и величина частотного расщепления. Во втором высокочастотной компонента примерно через 0,5 с расщепляется на две компоненты, одна из которых быстро затухает, а другая наблюдается в течение следующей секунды.

На рис. 3 и 7 приведены примеры нового типа всплесков на этих частотах, а именно всплески типа «вилки» и обратной «вилки»; они определенно связаны с другими одиночными, двойными и тройными всплесками, обсуждавшимися выше. Всплески типа «вилки» аналогичны всплескам, описанным Зайцевым и Зиничевым [7] на частотах около 100 МГц. Отдельные компоненты всплесков типа «вилки» имеют ширину полосы и длительность, типичные для тонкой структуры, а частотное разделение компонент совпадает с разделением в двойных и тройных всплесках. Существуют две разновидности всплесков типа «вилки»; в одной явление начинается с одного элемента, который расщепляется на две компоненты, дрейфующие в разных направлениях, пока частотное разделение не достигает величины около 100 кГц, после чего они остаются параллельными; в другой явление начинается с одной компоненты, около которой появляются две симметрично расположенные полосы, в то время как первоначальная компонента затухает. Пример такого явления приведен на рис. 3. Во всплесках типа обратной «вилки» временная последовательность компонент обратная.

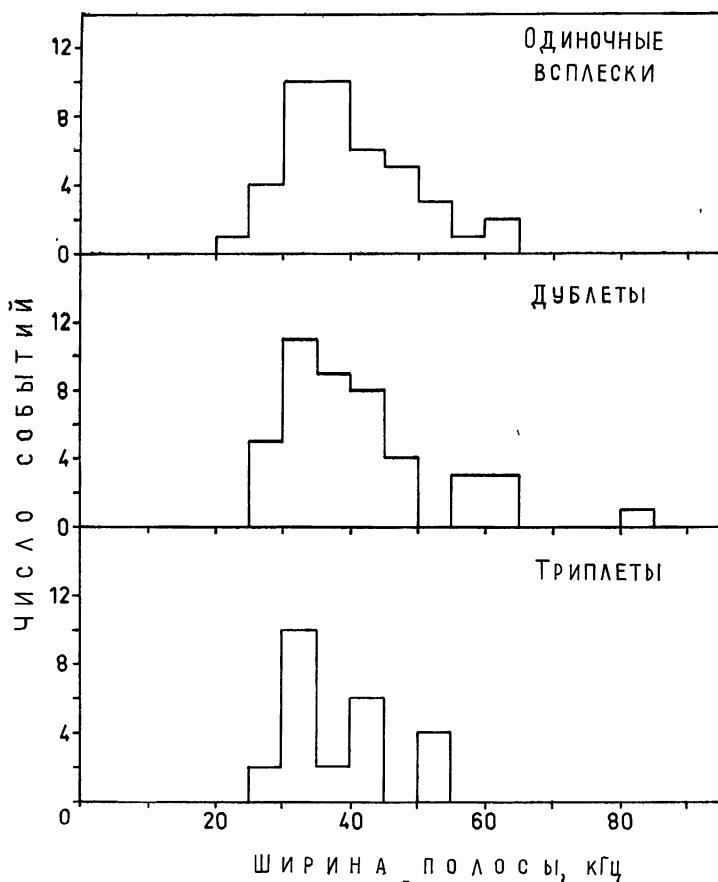


Рис. 8. Распределения числа одиночных, двойных и тройных всплесков по значениям ширины полос. Существенные различия между этими тремя распределениями отсутствуют.

Гистограммы, показывающие распределение числа одиночных, двойных и тройных всплесков в зависимости от ширины полос, представлены на рис. 8. Во всех случаях наиболее часто наблюдаемые значения ширины полос лежат между 30 и 40 кГц, причем между тремя типами явлений нет существенных различий. Соответствующее отношение частоты излучения к ширине полосы порядка 800, что предполагает сильно резонансный механизм излучения. Полученные значения ширины полос меньше тех, которые сообщались ранее Эллисом и Мак-Каллохом [2] и де ла Но [6], т. е. 40—60 кГц и  $100 \pm 50$  кГц соответственно. Все пре-

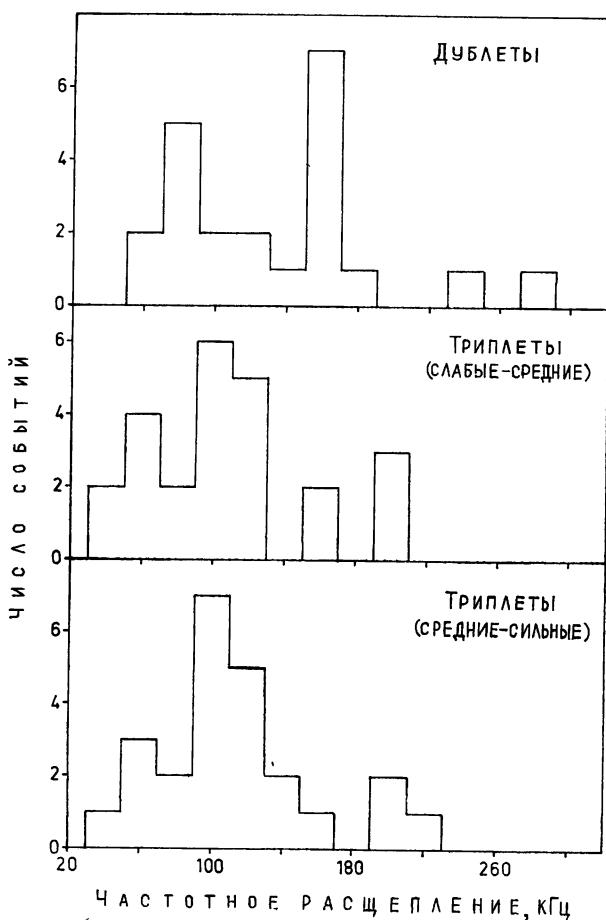


Рис. 9. Распределения числа двойных всплесков, а также пар компонент низкочастотная—центральная и центральная—высокочастотная в тройплетах по значениям частотного разделения. Различия между распределениями для тройплетов характеризуют число асимметричных тройплетов.

дыущие измерения выполнены по динамическим спектрам с яркостной модуляцией, и при таком методе регистрации существует тенденция к завышению ширины полосы для интенсивных событий. Это может объяснить различие между результатами, приведенными в данной работе и в [2], но может оказаться недостаточным для объяснения отличия от результатов работы [6].

На рис. 9 приведены распределения числа двойных и тройных всплесков по значениям частотного разделения. Для двойных всплесков гистограмма обнаруживает два пика около 80 и 160 кГц, причем этот эффект был отмечен ранее Базеляном и др. [4] и использовался как один из критериев того, является ли всплеск нормальным или диффузным. Аналогичный эффект имеет место и для тройных всплесков, но частотное разделение для них несколько больше, 100 и 200 кГц соответственно. Различия между гистограммами для пар низко- и высокочастотных компонент в триплетах отражает число асимметричных тройных всплесков.

Всплески, описанные выше, имеют те же макрохарактеристики, что и «*stria*», расщепленные пары и триплеты, уже обсуждавшиеся в [2, 4–6]. Однако исследования с высоким частотным и временным разрешением выявляют большое разнообразие сверхтонкой структуры, которую трудно заметить при обычных методах регистрации с яркостной модуляцией. Всплески со сверхтонкой структурой составляют около половины от всех всплесков, наблюдавшихся за период 19—21 ноября 1975 г. Если эти результаты являются характерными для всех явлений с тонкой структурой, то любая теория «*stria*», расщепленных пар, триплетов и всплесков типа III б должна объяснить также и сверхтонкую структуру.

## ОБСУЖДЕНИЕ

Для объяснения всплесков типа III б недавно было высказано несколько гипотез. Согласно Такакуре и Юсефу [8] потоки быстрых электронов, аналогичных тем, которые возбуждают всплески III типа, распространяются через волокнистые неоднородности, в которых на достаточном отрезке пути градиент плотности существенно уменьшен, для того чтобы могло происходить значительное усиление излучения. Эти неоднородности должны иметь повышенную по сравнению с окружающей плазмой на 10% плотность на масштабе длины  $6 \cdot 10^9$  см. Если усиление в волокне достаточное, то появится узкополосное излучение с частотным дрейфом, зависящим от градиента плотности внутри волокна. Никаких предложений для объяснения двойных и тройных всплесков в работе [8] сделано не было.

Вторая теория Смита и де ла Но [9] основана на наблюдаемом в лабораторных плазменных экспериментах появлении и росте сателлитов около плазменной частоты (см., например, [10, 11]). Рост сателлитов объясняется с помощью периодического движения электронов, захваченных в потенциальные ямы плазменной волны [12]. Частотное разделение между плазменной волной и сателлитами порядка частоты колебаний электронов  $f_e$  на дне потенциальной ямы. Смит и де ла Но предполагают, что моноэнергетический поток электронов возбуждает плазменные волны, которые захватывают частицы потока; рост сателлитов прекращается, когда захваченными оказываются все частицы потока. Закон сохранения энергии при этом выполняется, так как рост сателлитов происходит за счет основной плазменной волны. С ростом интенсивности сателлитов амплитуда плазменной волны уменьшается до тех пор, пока частицы перестают быть захваченными, и весь процесс затухает и повторяется вновь через некоторое время. В этой модели все всплески генерируются в виде триплетов, а для объяснения двойных и одиночных всплесков при-

вляется ослабление излучения, наиболее существенное для низкочастотных элементов триплета. Частотное разделение в этой модели определяется выражением

$$\delta f \approx f_b \approx \left( \frac{N_s}{N_e} \right)^{1/3} f_p,$$

где  $f_p$  — частота исходной плазменной волны, а  $N_s$  и  $N_e$  — плотности потока и окружающей плазмы соответственно.

Другое объяснение было предложено Зайцевым и Зиничевым [7] для всплесков типа «вилка», наблюдаемых вблизи 100 МГц. Оно основано на теории Железнякова [13], разработанной затем Фомичевым и Чертомком [14], Зайцевым и Фомичевым [15]. Идея заключается в том, что в ударной волне, распространяющейся поперек магнитного поля, с обеих сторон фронта появляются области с градиентами поля противоположных знаков. Плазменные волны на гибридной частоте трансформируются в электромагнитное излучение в результате рассеяния на электронах, дрейфующих вследствие градиентов магнитного поля. Из-за движения рассеивающих электронов излучение будет испытывать допплеровское смещение по частоте и в результате будет наблюдаться на частотах

$$f_{1,2} = f_0 \pm \delta f,$$

где

$$f_0 = \sqrt{f_p^2 + f_H^2}$$

$$\text{и } \delta f = 2f_H \Phi(M) \quad \text{для } f_H^2 \ll f_p^2.$$

Здесь

$$\Phi(M) = \frac{1}{2} (\sqrt{1 + 8M^2} - 3) \left[ 1 - \frac{\sqrt{1 + 8M^2} + 1}{16M^2} \right]^{1/2}$$

и  $M$  — число Маха.

Следующий механизм частотного расщепления предложен Мелроузом [16]. Он включает рассеяние плазменных волн, возбуждаемых потоком электронов, на ионно-звуковых волнах. В результате такого взаимодействия появляется электромагнитное излучение на суммарной и разностной частотах, а также на плазменной частоте, т. е.  $f = f_p + f_s$ ,  $f_p$ ,  $f_p - f_s$ . Частотное разделение равно

$$\delta f = f_s = \frac{V_e}{V_s} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} f_p,$$

где  $V_e$  — тепловая скорость электронов,  $V_s$  — скорость потока,  $m_e/m_i$  — отношение масс электрона и иона.

Установлено, что отдельные явления («striя», двойные всплески или триплеты) либо группируются в цепочки, образуя всплески типа III b, либо появляются изолированно или хаотически распределены на плоскости частота — время. По модели Смита и де ла Но появление явлений объясняется формой релаксационных колебаний внутри электронного потока, имеющих тенденцию приводить к появлению квазипериодических цепочек всплесков, напоминающих всплески типа III b. В рамках этой модели трудно объяснить изолированные всплески и группы всплесков. Другие теории используют идею о том, что электронный поток возбуждает плазменное излучение в узкой полосе, когда он пересекает неоднородности плотности или ударный фронт в короне. Появление изолированных всплесков, групп всплесков или всплесков типа III b зависит тогда от распределения неоднородностей вдоль пути распространения

электронного потока или потоков. Если два или более потоков распространяются по одному и тому же пути, то можно ожидать, что они будут генерировать излучение из тех же самых неоднородностей. При условии, что временной интервал между потоками не слишком велик, излучение должно наблюдаться в виде эха (два потока) или многократного эха (более двух потоков). Явления эхо с такими характеристиками были описаны Базеляном и др. [4], которые наблюдали простые и многократные явления эхо с временными задержками от 1 до 5 с. Гипотеза о явлениях эхо, связанных с отражением излучения от более низких уровней в короне с такими же временными задержками, обсуждалась в [17] в связи с дрейфующими парами и была признана непригодной, если излучение генерируется на основном тоне плазменной частоты.

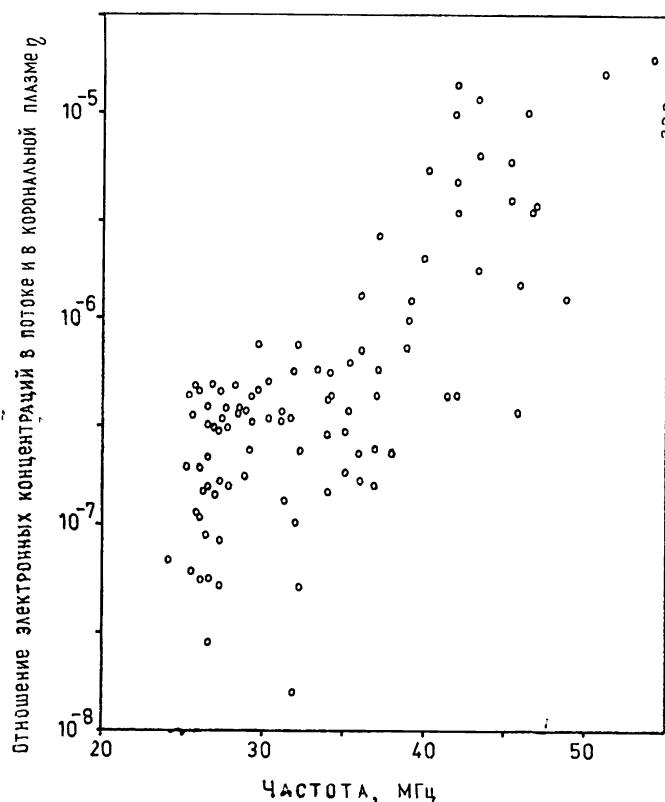


Рис. 10. Изменение отношения плотности потока к плотности фоновой плазмы  $\eta$  в зависимости от частоты излучения, полученного на основании теории Смита и де ла Но [9] по данным Эллиса и Мак-Каллоха [2].

Такакура и Юсеф связывают частотный дрейф всплесков с градиентом плотности внутри неоднородности. Это трудно согласовать с наблюдениями, свидетельствующими о том, что большинство всплесков имеют нулевой или небольшой отрицательный дрейф и почти никогда не наблюдается положительный частотный дрейф. Альтернативное объяснение состоит в том, что частотный дрейф отражает изменение положения неоднородности или ударного фронта за время жизни явления. В этом случае длительность явления определяется временем прохождения электронного потока через неоднородность, а за излучение ответственна только та часть потока, которая находится внутри неод-

нородности. Наблюдаемые длительности тогда приводят к длине потока  $10^{10} \text{ см}$  при скорости  $V_s \approx C/3$ . Дисперсия скоростей частиц в потоке может объяснить наблюдаемый рост длительности всплесков с уменьшением частоты. Наблюдаемые значения частотного дрейфа предполагают движение неоднородностей или ударных фронтов во внешние слои короны со скоростями между  $100 \text{ км/с}$  и несколько тысяч  $\text{км/с}$ , что совпадает с альвеновской скоростью в короне. Возмущения с такими скоростями, как предполагается, объясняют генерацию всплесков II типа [18].

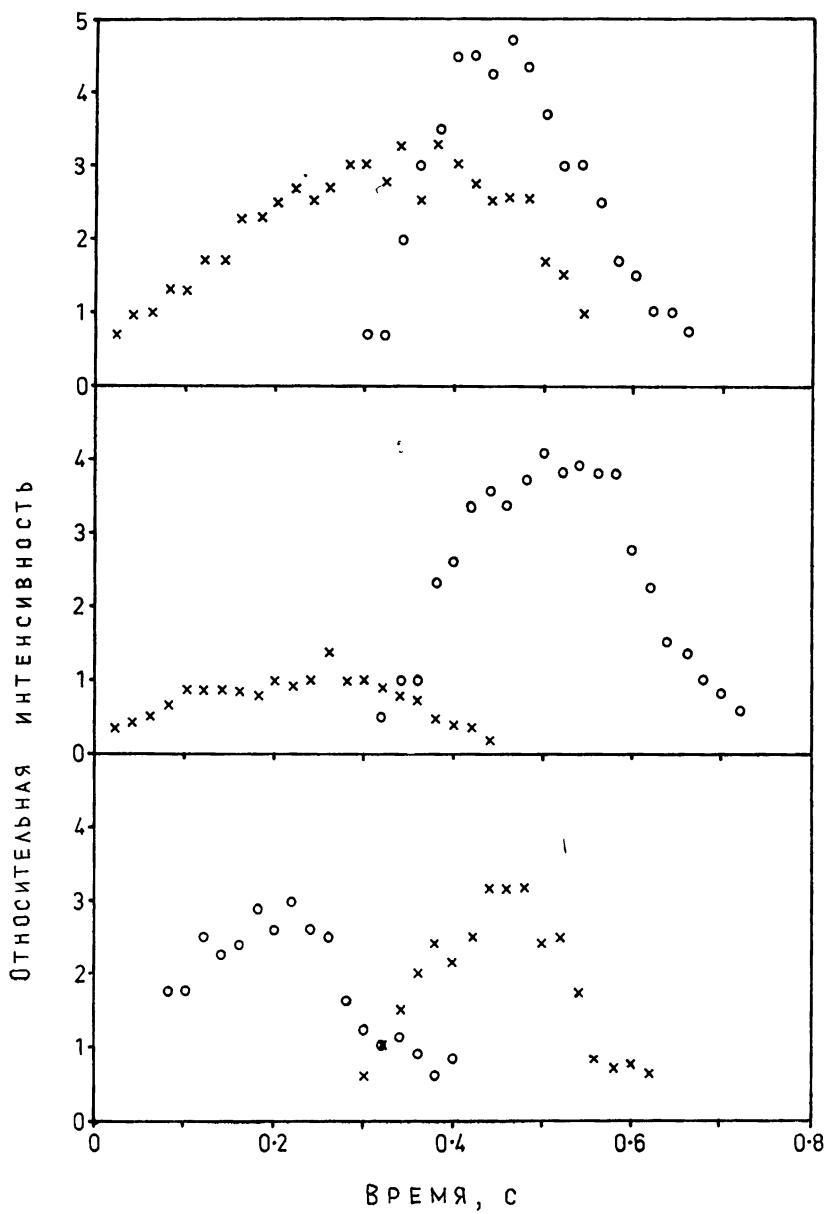


Рис. 11. Изменение со временем относительной интенсивности центральной компоненты (крестики) и суммы интенсивностей высоко- и низкочастотных компонент (кружки) для двух всплесков типа «вилка» и одного всплеска типа обратная «вилка».

На основании каждого из трех механизмов частотного расщепления можно предсказать ожидаемые параметры всплесков. В теории резонансного захвата [9] разделение элементов в тройных всплесках определяется отношением  $\eta$  электронных плотностей в потоке и фоновой плазме. На рис. 10 показано изменение  $\eta$  с частотой излучения, по данным Эллиса и Мак-Каллоха [2]. Среднее значение  $\eta$  быстро уменьшается от  $10^{-5}$  на  $50 \text{ МГц}$  до  $10^{-8}$  на  $20 \text{ МГц}$ . Это означает, что электронная плотность в потоке уменьшается очень быстро, так как плотность корональной плазмы убывает с частотой. Значения  $\eta$  в диапазоне  $10^{-6} \div 10^{-8}$  согласуются с выводами Мелроуза [19] относительно природы всплесков III типа. Эта теория предсказывает также рост сателлитов за счет первоначальной плазменной волны. На рис. 11 показано изменение интенсивности основной волны и сателлитов для двух всплесков типа «вилка» и одного типа обратная «вилка». Видно, что в двух первых случаях интенсивности сателлитов превышают интенсивность первоначальной компоненты.

Предположение Мелроуза, что частотное расщепление связано с рассеянием плазменных волн на ионно-звуковых волнах, приводит к частотному разделению  $50 \text{ кГц}$  на  $30 \text{ МГц}$  при температуре  $10^6 \text{ К}$  и скорости потока  $C/3$ . Предсказываемое частотное разделение обратно пропорционально скорости потока, так что во всплесках типа III в величина расщепления в парах и триплетах должна быть обратно пропорциональна частотному дрейфу.

Оба рассмотренных выше механизма расщепления предсказывают симметричное расщепление в триплетах. Данные, представленные здесь, показывают, что такое расположение компонент наблюдается не всегда.

Теория, основанная на эффекте Допплера, может объяснить асимметричные триплеты, если градиенты поля различны с разных сторон ударного фронта, и для объяснения наблюдаемого расщепления необходимы магнитные поля порядка нескольких десятых гаусса. Если

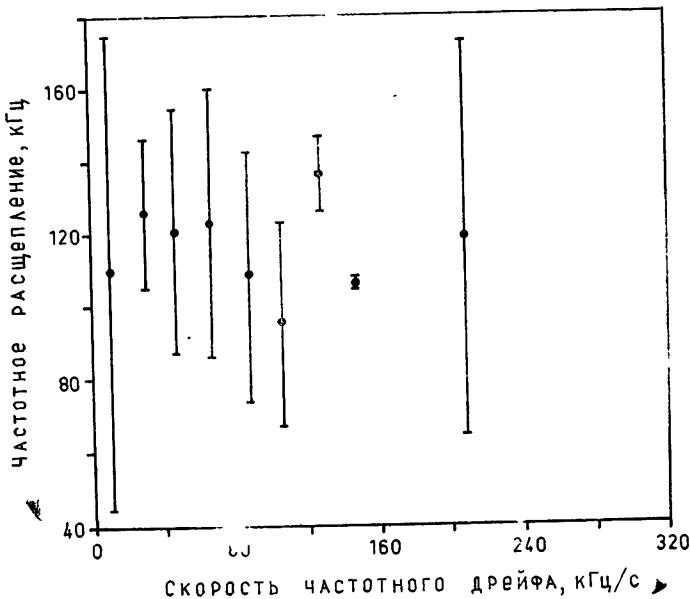


Рис. 12. Зависимость частотного разделения в расщепленных парах от величины частотного дрейфа (по данным Эллиса и Мак-Каллоха [2]). Вертикальные отрезки показывают стандартные отклонения. Использованы всплески в диапазоне  $26 \div 27 \text{ МГц}$ .

частотный дрейф всплеска связан со скоростью ударного фронта, то  $\frac{df}{dt}$  будет функцией числа Маха  $M$ . Величина частотного расщепления зависит от  $M$  через функцию  $\Phi(M)$ , которая монотонно увеличивается с ростом  $M$ . Следовательно, между частотным разделением  $\delta f$  и частотным дрейфом  $\frac{df}{dt}$  должна иметь место прямая функциональная зависимость. На рис. 12 показано распределение частотного расщепления  $\delta f$  в расщепленных парах в зависимости от их частотного дрейфа, по данным Эллиса и Мак-Каллоха [2]. Видно, что среднее значение  $\delta f$  не зависит от частотного дрейфа всплесков и равно примерно  $120 \text{ кГц}$ . Этот результат был подтвержден также де ла Но [6].

Упомянем еще одно следствие, связанное с присутствием дрейфующих неоднородностей плотности в короне. Эти неоднородности должны двигаться со скоростью, равной или близкой к альвеновской скорости, и, следовательно, измерения величины  $\frac{df}{dt}$  могут быть использованы для оценки альвеновской скорости, которая на данном плазменном уровне зависит от напряженности магнитного поля. Дрейфовые скорости от 100 до  $1000 \text{ км/с}$  требуют магнитных полей от 0,2 до  $2 \text{ Гс}$  на плазменном уровне  $30 \text{ МГц}$ . Мелроуз и Сай [20] показали, что плазменное излучение на частоте основного тона сильно поляризовано, если

$$\frac{f_H}{f_p} \geq 3 \left( \frac{V_e}{V_s} \right)^2 + 2 \frac{V_t}{V_s},$$

где  $V_i$  — тепловая скорость ионов. Для температуры  $10^6 \text{ К}$  и  $V_s \approx C/3$  это неравенство сводится к следующему:

$$\frac{f_H}{f_p} \geq \frac{1}{50}.$$

При  $f_p = 30 \text{ МГц}$  соответствующие магнитные поля должны быть  $B \geq 0,2 \text{ Гс}$ . Этот результат предполагает, что большинство всплесков должно быть поляризованным и степень поляризации должна быть пропорциональна значению  $\frac{df}{dt}$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гипотеза об узкополосном излучении, возбуждаемом потоками быстрых электронов при пересечении ими неоднородностей плотности или ударных фронтов в короне, по-видимому, способна объяснить многие наблюдаемые свойства «striя» и всплесков типа III b. В частности, легко объясняются общая картина появления всплесков либо изолированно, либо группами или цепочками, их длительность и частотный дрейф. Предсказывается эхо-явление, возникающее, когда последовательные потоки электронов встречают ту же самую неоднородность.

Предложены несколько механизмов, ответственных за расщепленные пары и триплеты. Они включают:

а) сателлиты, возникающие при резонансном захвате электронов потока;

б) допплеровские сдвиги при рассеянии плазменных волн на дрейфующих электронах;

в) сателлиты, возникающие при рассеянии плазменных волн на ионно-звуковых волнах.

Каждая из этих теорий предсказывает следующие свойства всплесков:

а) 1) только симметричные триплеты;

2) среднее частотное разделение компонент всплеска пропорционально центральной частоте всплеска;

3) на данной частоте величина частотного расщепления  $\delta f$  зависит от отношения электронных плотностей в потоке и фоновой плазме;

б) 1) среднее значение  $\delta f$  пропорционально  $f_H$  и, следовательно, увеличивается с центральной частотой всплеска;

2) на данной частоте величина  $\delta f$  зависит от частотного дрейфа  $\frac{df}{dt}$ ;

в) 1) только симметричные триплеты;

2) среднее значение  $\delta f$  пропорционально центральной частоте всплеска;

3) на данной частоте величина частотного расщепления  $\delta f$  в парах и триплетах в составе всплесков типа III b должна быть обратно пропорциональна скорости агента.

Если, кроме того, рассматриваются неоднородности плотности, то можно ожидать, что они дрейфуют со скоростями, близкими к альвеновской. В этом случае степень поляризации всплесков должна зависеть от величины частотного дрейфа. Все перечисленные предсказания и соответствующие наблюдения приведены в табл. 1.

Таблица 1

| Теория                             | Предсказания   | Наблюдения   |
|------------------------------------|--|--|
| a)                                 | $\frac{\delta f_u}{\delta f_e} = 1$<br>$\delta f \sim f^\alpha$ , где $\alpha = 1$                   | около 25% триплетов имеют $\frac{\delta f_u}{\delta f_e} \neq 1$<br>$\delta f$ увеличивается с $f$ , но данных недостаточно, чтобы определить $\alpha$ |
| б)                                 | $\delta f \sim f_H \approx f^\alpha$ , где $\alpha > 1$<br>$\delta f = F\left(\frac{df}{dt}\right)$  | данных недостаточно<br>$\delta f \neq F\left(\frac{df}{dt}\right)$   |
| в)                                 | $\frac{\delta f_u}{\delta f_e} = 1$<br>$\delta f \sim \left(\frac{df}{dt}\right)^{-1}_{\text{IIIb}}$ | см. а)<br>данных недостаточно  |
| Отношение осей эллипса поляризации |  | данных недостаточно  |
| $A = F\left(\frac{df}{dt}\right)$  |  | .  |

$\delta f_u$  — частотное разделение между двумя верхними компонентами триплета;

$\delta f_e$  — частотное разделение между двумя нижними компонентами триплета;

Наблюдения асимметричных тройных всплесков и доказанное отсутствие сильной зависимости  $\delta f$  от  $\frac{df}{dt}$  свидетельствуют не в пользу

каждого из этих трех механизмов. Однако для того, чтобы сделать правильный выбор, необходимо тщательно исследовать другие предсказания теорий.

Это исследование было выполнено при финансовой поддержке Австралийского комитета по субсидиям на научные исследования и Совета по радиоисследованиям.

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. D. A. Ellis and P. M. McCulloch, *Nature*, **211**, 1070 (1966).
2. G. R. A. Ellis and P. M. McCulloch, *Austr. J. Phys.*, **20**, 583 (1967).
3. J. de la Noë and A. Boischot, *Astron. Astrophys.*, **20**, 55 (1972).
4. L. L. Baselyan, N. Yu. Goncharov, V. V. Zaitsev, V. A. Zinichev, V. O. Rapoport and Ya. G. Tsybko, *Solar. Phys.*, **39**, 213 (1974).
5. L. L. Baselyan, N. Yu. Goncharov, V. V. Zaitsev, V. A. Zinichev, V. O. Rapoport and Ya. G. Tsybko, *Solar. Phys.*, **39**, 223 (1974).
6. J. de la Noë, *Astron. Astrophys.*, **43**, 201 (1975).
7. В. В. Зайцев, В. А. Зиничев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **17**, № 1, 5 (1974).
8. T. Takakura and S. Yousef, *Solar. Phys.*, **40**, 421 (1975).
9. R. A. Smith and J. de la Noë, Goddard Space Flight Center Preprint X-602-75-281 (1975).
10. R. N. Franklin, S. M. Hamberger, H. Ikezi, G. Lampis and G. J. Smith, *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 1114 (1972).
11. G. van Hoven and G. Jahns, *Phys. Fluids.*, **18**, 80 (1975).
12. H. V. Wong, *Phys. Fluids.*, **15**, 632 (1972).
13. В. В. Железняков, Астрон. ж., **42**, 244 (1965).
14. В. В. Фомичев, И. М. Черточ, Астрон. ж., **44**, 495 (1967).
15. В. В. Зайцев, В. В. Фомичев, Астрон. ж., **49**, 817 (1972).
16. D. B. Melrose (Private communication).
17. J. A. Roberts, *Austr. J. Phys.*, **12**, 327 (1959).
18. D. J. McLean, Proc. IAU Symp., № 57, 301 (1974).
19. Д. Б. Мелроуз, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **20**, № 9 (1977).
20. D. B. Melrose and W. N. C. Sy, *Austr. J. Phys.*, **25**, 387 (1972).

Отдел физики, университет в Тасмании,  
Австралия

## FINE STRUCTURE IN SOLAR RADIO EMISSION

*P. M. McCulloch, G. R. A. Ellis*

Observations are presented of stria, split pairs and triple bursts made in the frequency range 20—30 MHz with high frequency and time resolution. Fork bursts and reverse fork bursts have been discovered in this frequency range, as well as a variety of ultra-fine structure. A number of theoretical frequency splitting mechanisms are discussed and some observational tests suggested.

УДК 523.164.32

**НАБЛЮДЕНИЯ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВО ВСПЛЕСКАХ  
III ТИПА НА ПЕРВОЙ И ВТОРОЙ ГАРМОНИКАХ В ДИАПАЗОНЕ  
ЧАСТОТ ОТ 24 ДО 220 МГц\***

*C. Сузуки, K. B. Шеридан*

С помощью нового спектра-поляриметра, работающего в частотном диапазоне 24—220 МГц, исследовалась круговая поляризация всплесков III типа с гармонической структурой. Многие из них, особенно типа III b, обладают сравнительно высокой степенью круговой поляризации. Знак поляризации на первой и второй гармониках одинаков; среднее отношение степени поляризации на второй гармонике и основном тоне составляет 0,3. Противоположные знаки поляризации наблюдались на восходящей и нисходящей ветвях гармонических компонент некоторых «обратных» U-всплесков. Обсуждается доминирующая роль ведущего пятна в определении знака поляризации всплесков III типа.

Модификация Кулгурского радиоспектрографа, описанная в [1], позволяет одновременно с «нормальными» динамическими спектрами (общей интенсивности) регистрировать динамический спектр круговой поляризации. Информация о поляризации записывается отдельно на цветную кинопленку, причем цвет определяет знак и степень (с шагом 20%) круговой поляризации. Такая система была выбрана на основе опыта, накопленного в более раннем эксперименте [2], где трудность состояла в одновременной регистрации интенсивности и поляризации на одной (цветной) пленке.

Новый спектр-поляриметр предназначен для определения знака и степени круговой поляризации солнечных всплесков в виде девяти дискретных величин и записи их на цветную пленку с помощью девяти легко различимых цветов. В отличие от предыдущих экспериментов, «квантование» поляризации практически не зависит от интенсивности принимаемого излучения. В настоящее время поляризация регистрируется лишь в двух (24—74 и 74—220 МГц) из шести диапазонов обычного сканирующего спектрографа, перекрывающих частотный интервал от 8 до 8000 МГц.

Спектр-поляриметр пока дает нам возможность наблюдать поляризационные характеристики в интервале 24—220 МГц с непрерывным девятикратным перекрытием по диапазону. Краткое описание аппаратуры приводится в разд. 2. В третьем разделе представлены результаты наблюдений 94 всплесков III типа с гармонической структурой, обсуждению их посвящен четвертый раздел.

### 1. АППАРАТУРА

Сузуки [2] показал, как можно определить интенсивность ЛП и ПП (лево- и правополяризованных) компонент круговой поляризации с помощью широкополосных антенн с ортогонально расположенными лого-

\* Перевод с английского Е. В. Суворова.

периодическими облучателями, соединенных с широкополосным квадратурным смесителем. Аналогичный способ использован в системе, блок-схема которой приведена на рис. 1.

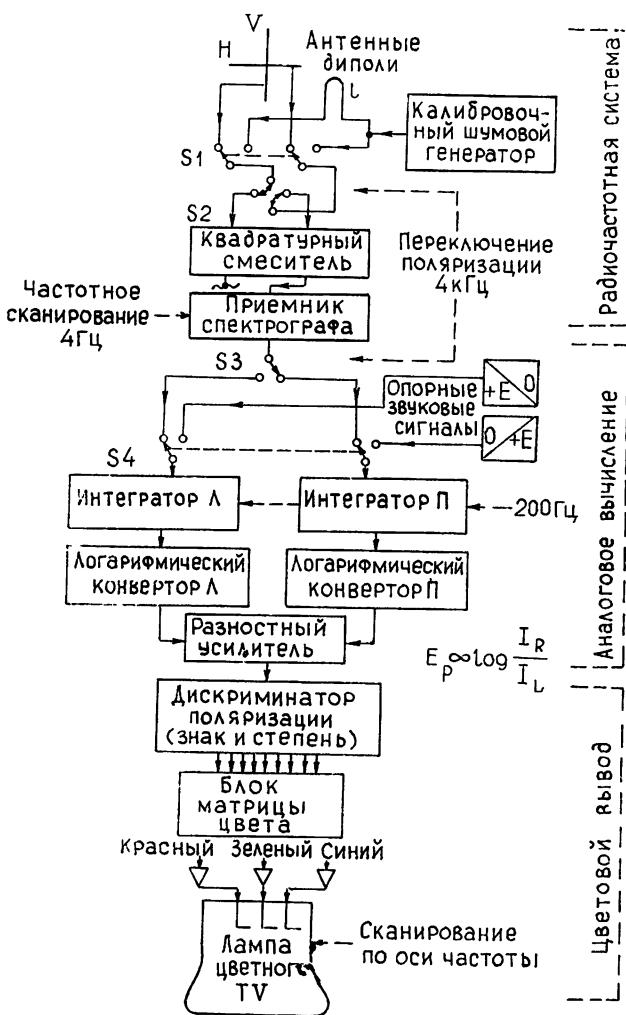


Рис. 1. Блок-схема широкополосного поляриметра.

В блоке, обозначенном на рисунке как «радиочастотная система», показан один из двух радиоканалов, используемых для приема излучения в диапазоне 24—220 МГц. Единственное отличие между этими каналами состоит в том, что в диапазоне 24—74 МГц используется сдвоенная логопериодическая антенна [2], а в диапазоне 74—220 МГц—параболический рефлектор с логопериодическим облучателем.

Вертикальные и горизонтальные диполи антенн связаны с широкополосным квадратурным смесителем через переключатели S1 и S2. Переключатель S1 предназначен для того, чтобы несколько раз в течение дня наблюдений вместо антенн подключать инерционную калибровочную систему. Переключатель S2 с частотой 4000 раз в секунду меняет подключение диполей. Следовательно, ЛП и ПП компоненты принимаемого излучения поочередно появляются на выходе смесителя в течение

125 мкс каждая и подаются на вход приемника спектрографа с полосой 1 МГц. Эти ЛП и ПП 125-микросекундные сигналы в виде шумовых импульсов детектируются квадратичным детектором и через переключатель S3 (действующий синхронно с S2) поступают на интеграторы и блоки памяти, как показано на рисунке. Эффективное время интегрирования для каждой точки составляет 1,25 мс.

Блоки памяти удерживают сигнал в течение короткого промежутка времени, когда они подключены к аналоговому вычислительному контуру, выдающему напряжение  $E_p \sim \log(I_R/I_L)$ , где  $I_R$  и  $I_L$  — интенсивности ПП и ЛП соответственно. Соотношение между  $\log(I_R/I_L)$  и степенью круговой поляризации показано на рис. 2. Напряжение  $E_p$  подается на поляризационный дискриминатор, который «квантует» поляризацию на 9 групп: более 70% ЛП, 70—50% ЛП, 50—30% ЛП, 30—10% ЛП, 10% ЛП — 10% ПП, 10—30% ПП, 30—50% ПП, 50—70% ПП и более 70% ПП. Затем блок цветной матрицы преобразует выход с поляризационного дискриминатора в видеосигналы, которые позволяют воспроизвести на ТВ экране 9 отдельных цветов. Таким образом, каждый цвет отвечает определенной калиброванной по степени и знаку круговой поляризации.

За исключением максимальной поляризации, каждый новый цвет отвечает 20-процентному скачку степени поляризации. Сканирование на экране (дважды в секунду) синхронизовано со сканированием приемника по частоте, и цветной след фотографируется на пленку, движущуюся под прямым углом к нему.

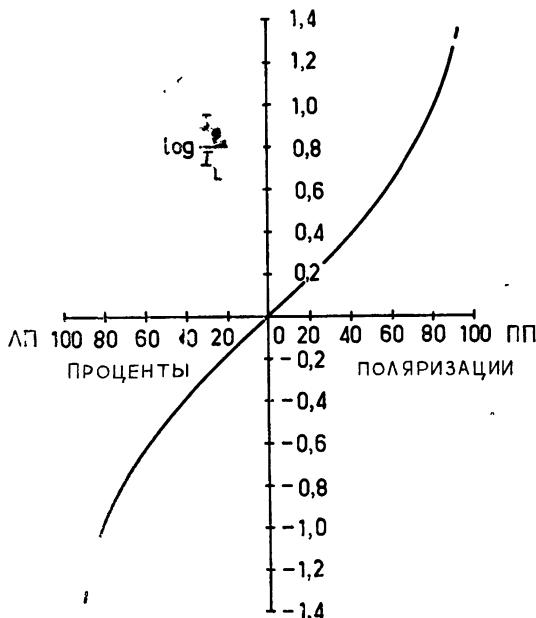


Рис. 2. Соотношение между функцией  $\log(I_R/I_L)$  и знаком и степенью круговой поляризации.

Вышеописанным способом на цветную пленку записываются динамические спектры круговой поляризации в диапазоне 24—220 МГц. Одновременно на черно-белую пленку снимается обычный (по полной интенсивности) динамический спектр. Затем легко определить знак и степень поляризации любой детали спектра, сравнив цветную и черно-белую пленки. Используемый метод определения поляризации через отношение ЛП и ПП интенсивностей исключает влияние (если не выходить за рамки динамического диапазона приемников) абсолютной интенсивности принимаемого излучения на цвет, определяющий поляризацию сигнала. Таким образом, преодолен основной недостаток предыдущего эксперимента [2].

Имеются два калибровочных блока, действующих один в радиочастотном тракте, другой — в последетекторном. Они используются для непрерывной записи на пленку, сравнение которой с солнечной актив-

ностью с точностью до 5% обеспечивает компенсацию вариаций, связанных с процессом съемки фильма и шумами электронной аппаратуры (за исключением антенн). Разница в 3 дБ относительных выигрышер вертикальной и горизонтальной антенн дает ошибку не более 6% при изменении степени поляризации от 0 до 100%. На выходе детектора наряду с полезным сигналом имеется нежелательный вклад от галактического фона и собственных шумов приемника. Предусмотрена частичная компенсация нежелательных компонент; оставшаяся часть не дает значительных ошибок в случае сильных всплесков. Однако для слабых всплесков измеренная степень поляризации может быть меньше истинной. Величина ошибки достигает примерно 20% вблизи порога детектирования.

Выбранный дискретный набор цветов позволяет визуально определить поляризационные особенности во всем диапазоне  $\pm 100\%$ . Хотя шаг 20% несколько грубоват, разработка других методов записи функции  $E_p = \log(I_R/I_L)$ , позволяющих получить более мелкий шаг (например, цифровой или по интенсивности почернения черно-белой пленки), потребовала бы существенных изменений имеющейся аппаратуры и дальнейших исследований.

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ И АНАЛИЗ

### а) Всплески III типа со второй гармоникой

Особенностью цветной записи является простота, с которой определяется знак и приближенно степень круговой поляризации. Так всплески III типа, проявляющие на обычных спектрограммах гармоническую структуру, часто поляризованы и по-разному окрашены на основной частоте и на второй гармонике. В качестве примера на рис. 3 показаны две пары всплесков типа основной тон — гармоника; верхний рисунок представляет собой обычный черно-белый спектр интенсивности, а на нижнем рисунке приведены поляризационные характеристики, полученные с цветной пленки. Основной тон предшествует гармонике, когда обе полосы появляются в одном и том же частотном интервале. В приведенном примере, так же как и в большинстве случаев, основной тон сильнее поляризован, чем гармоника, а знак поляризации у них одинаков. Из рисунка также видно, что используемый способ регистрации с вычитанием фона позволяет увидеть и на цветной пленке менее интенсивную часть всплеска на второй гармонике, которая не видна на обычной записи спектра.

Поскольку о поляризации пар типа основной тон — вторая гармоника известно мало, именно эти события исследовались с июня по ноябрь 1975 г. Исследуемые всплески выбирались по записи обычного динамического спектра при наличии отчетливо различимой гармонической структуры (т. е. заведомо не перекрывающиеся с другими всплесками), и затем их поляризационные характеристики снимались с цветной пленки. Таким способом было выбрано 94 всплеска указанного типа. Для многих событий обе полосы оказывались преимущественно ниже 74 МГц. Из выбранных событий 47 имели основную гармонику обычного (континуального) III типа, 37 — основную гармонику типа III b, т. е. структуру типа «*stria*» [3—5], остальные 10 было трудно классифицировать. В выбранных всплесках почти все вторые гармоники были обычного III типа; несколько зарегистрированных вторых гармоник типа III b были связаны со всплеском того же типа на основной частоте.

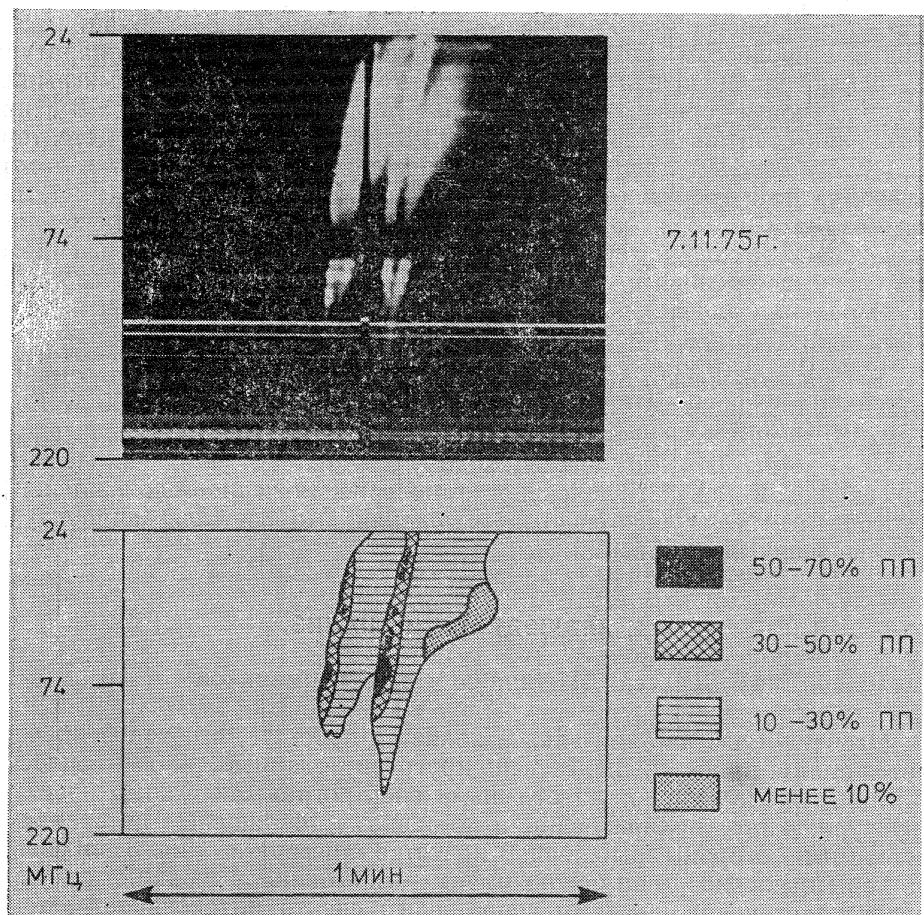


Рис. 3. Наверху—динамический спектр интенсивности двух пар всплесков III типа с гармонической структурой, ноябрь 1975 г. 07<sup>00</sup><sup>h</sup>20<sup>m</sup> UT; горизонтальные полосы—сигналы от земных передатчиков, вертикальная темная полоса, пересекающая первую пару—инструментальная метка времени. Внизу—круговая поляризация всплесков, полученная с цветной записи.

### б) Распределение поляризации во всплесках III типа с гармонической структурой

На рис. 4 показаны распределения знака и степени круговой поляризации на основной частоте и второй гармонике (обозначенных  $P_f$  и  $P_h$  соответственно), полученные с цветной пленки для двух основных групп. Значения степени поляризации, приведенные на рис. 4 и используемые в последующем анализе, соответствуют доминирующему цвету по всему частотному интервалу, отвечающему наиболее интенсивной части всплеска на основной частоте и второй гармонике соответственно. Например, на рис. 3 степень поляризации на основной частоте следует брать 30—50%, а на второй гармонике—10—30% ПП. Из рис. 4 ясно, что для исследуемых событий основному тону отвечает более высокая степень поляризации. На рис. 4 а видно, что всплески типа III b часто имеют значение  $P_f$  в интервале 30—50% и  $P_h$ —в интервале 10—30%; низкие значения (< 10%)  $P_f$  встречаются редко. Явный избыток всплесков III типа с ПП поляризацией по сравнению с ЛП всплесками будет обсуждаться ниже.

Распределение величины степени поляризации по выбранным 94 событиям показано на рис. 5. Для получения истинного распределения сделана коррекция на различную ширину интервалов (удвоено число событий в интервале 0—10% по сравнению с остальными 20-процентными интервалами). Полученное распределение имеет большую ширину на основной частоте, а для второй гармоники концентрируется вблизи нуля, оставаясь довольно высоким в интервале 10—30%. Средние значения  $P_f$  и  $P_h$  равны 31 и 13% соответственно.

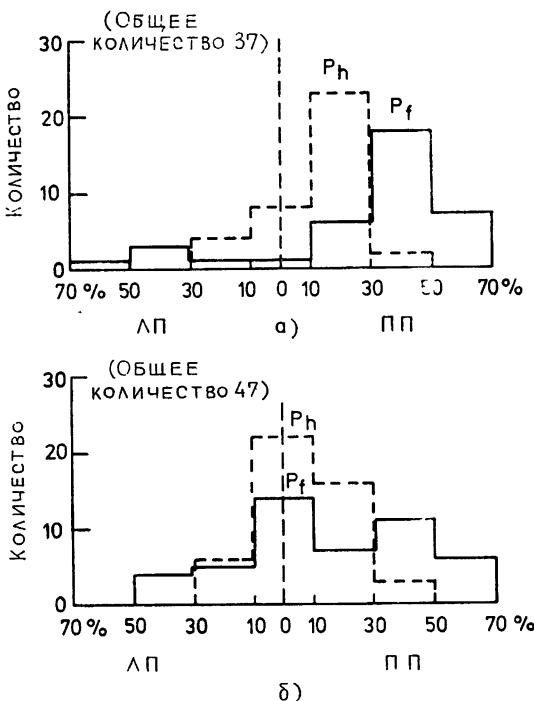


Рис. 4. Распределения знака и степени круговой поляризации на основной частоте и гармонике (а) 37 пар, основная гармоника которых является типом III б и (б) 47 пар, основная гармоника которых является обычным III типом. В обоих случаях сплошные линии (помеченные  $P_f$ ) относятся к основной полосе, пунктирные (помеченные  $P_h$ ) — к полосе гармоники.

На рис. 6 всплески разбиты на группы в соответствии с поляризацией на основной частоте  $P_f$  (с шагом 20%) и для каждой группы приведены гистограммы числа всплесков в зависимости от поляризации на второй гармонике  $P_h$ . Эта картина, построенная по всем 94 событиям, показывает, что 1) знаки поляризации на основной частоте и второй гармонике совпадают (если считать, что это понятие применимо и к областям  $\pm 10\%$ ); 2) как правило, поляризация на второй гармонике слабее, чем на первой; и 3) имеется положительная корреляция между поляризацией основной частоты и гармоники.

### в) Соотношение между поляризацией основной частоты и гармоники во всплесках III типа

Соотношение между круговой поляризацией на второй гармонике и на основной частоте показано различными способами на рис. 7. Прямые линии для трех распределений — всплесков III типа, типа III б

и суммы—всплески III типа + всплески типа III b — были найдены путем помещения соответствующих точек в середину 20-процентного интервала. Наклон этих линий  $P_h/P_f$  оказался равным соответственно 0,44, 0,39 и 0,42. Пунктиром на рис. 7 проведена линия (с отметкой 0,42)  $P_h = 0,42 P_f + 0,4\%$ , характеризующая суммарное распределение всплесков типа III и III b.

Если, однако, исследовать наклон распределения  $P_h$  на рис. 5, станет ясно, что нельзя использовать средние значения, как это сделано выше. Тщательная проверка записей подтверждает, что значительная часть гармоник в интервале 10—30%, по-видимому, имеет поляризацию

чуть выше 10% (судя по существованию большого количества областей с цветом, соответствующим интервалу  $\pm 10\%$  вокруг или рядом с цветом, отвечающим интервалу 10—30%). Можно найти нижний предел отношения  $P_h/P_f$ , если все значения  $P_h$  поместить на нижних концах интервалов, а значение  $P_f$  — на верхних. Найденный таким образом наклон составляет 0,19 для всплесков типа III + всплески III b. Истинное значение, по-видимому, лежит в интервале от 0,19 до 0,42, так что лучше всего на основе представленных данных оценить  $P_h/P_f \approx 0,3 \pm 0,1$ . Эта линия с отметкой 0,30 также проведена на рис. 7.

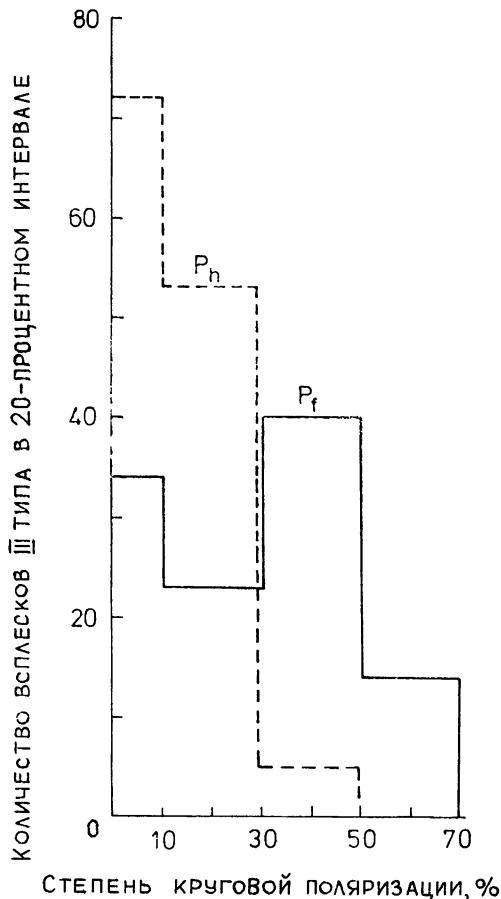


Рис. 5. Распределение степени круговой поляризации на основной частоте ( $P_f$ , сплошная линия) и гармонике ( $P_h$ , пунктир) для 94 пар всплесков III типа, имеющих основной тон и гармонику.

Отметим, что ошибки, связанные с наблюдениями и с приборами, по-видимому, малы по сравнению с обсужденной выше неопределенностью, присущей самому методу. Поэтому можно считать, что большая часть разброса на рис. 7 определена самими всплесками.

### г) Смена знака поляризации во всплесках III типа с гармонической структурой

Среди многообразия всплесков III типа смена знака поляризации в течение всплеска найдена с помощью широкополосного поляриметра лишь для «обратных  $U$ »-всплесков. У нас есть пять примеров ярко выраженных «обратных  $U$ »-всплесков, и во всех знак поляризации меняется при переходе от восходящей к нисходящей ветви гармониче-

ской составляющей. Нисходящая ветвь основного тона не попадает в полосу поляриметра. Знак поляризации одинаков на восходящих ветвях первой и второй гармоник. В этой маленькой группе значения  $P_h$  выше 30% не наблюдались, т. е. мы наблюдали изменение степени поляризации на второй гармонике с 10—30% одного знака до 10—30% противоположного знака.

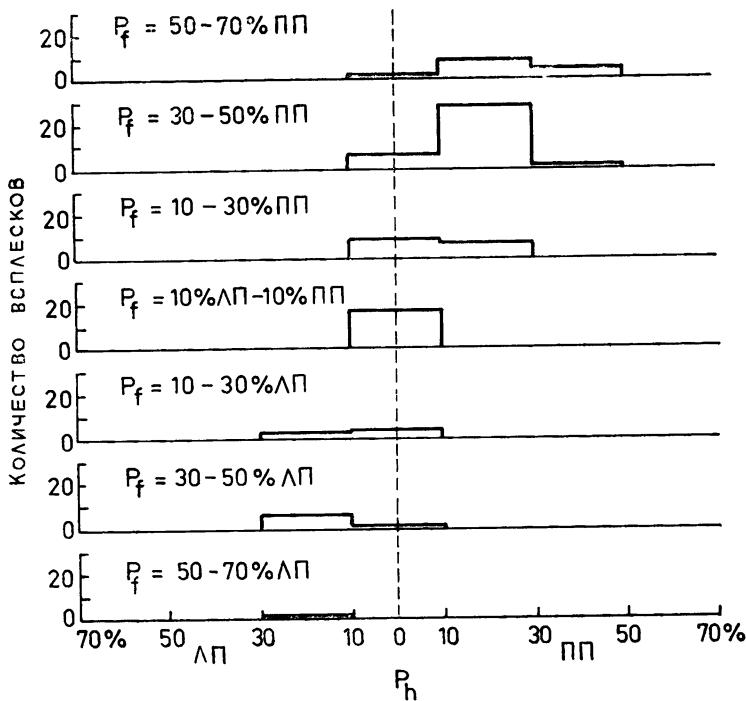


Рис. 6. Распределение  $P_h$  для каждого 20-процентного интервала  $P_f$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

Шаг 20%, принятый для измерения степени поляризации, несколько грубоват для детального исследования всплесков III типа с гармонической структурой. Тем не менее, на основании полученных данных можно выяснить общие характеристики поляризации излучения на основной частоте и второй гармонике и сделать некоторые полезные выводы.

#### а) Магнитное поле в области источника

По найденным значениям степени поляризации основной и гармонической компонент для некоторых механизмов генерации можно вычислить величину магнитного поля в источнике. Мелроуз и Си [6] вывели формулы, основанные на плазменном механизме генерации, для излучения на основной частоте и второй гармонике. Получилось расхождение в результатах, следующих из данных на основной частоте ( $P_f = 50\%$  дает для величины магнитного поля  $0,04 \text{ Гс}$ ) и ее гармонике ( $P_h \leq 30\%$  дает магнитное поле  $B \leq 0,7 \text{ Гс}$ ).

Теперь расхождение становится еще больше, поскольку мы показали, что поляризация свыше 10% на второй гармонике не является чем-то выдающимся. Например, величина магнитного поля в источнике всплеска III типа, найденная по формулам для второй гармоники (при

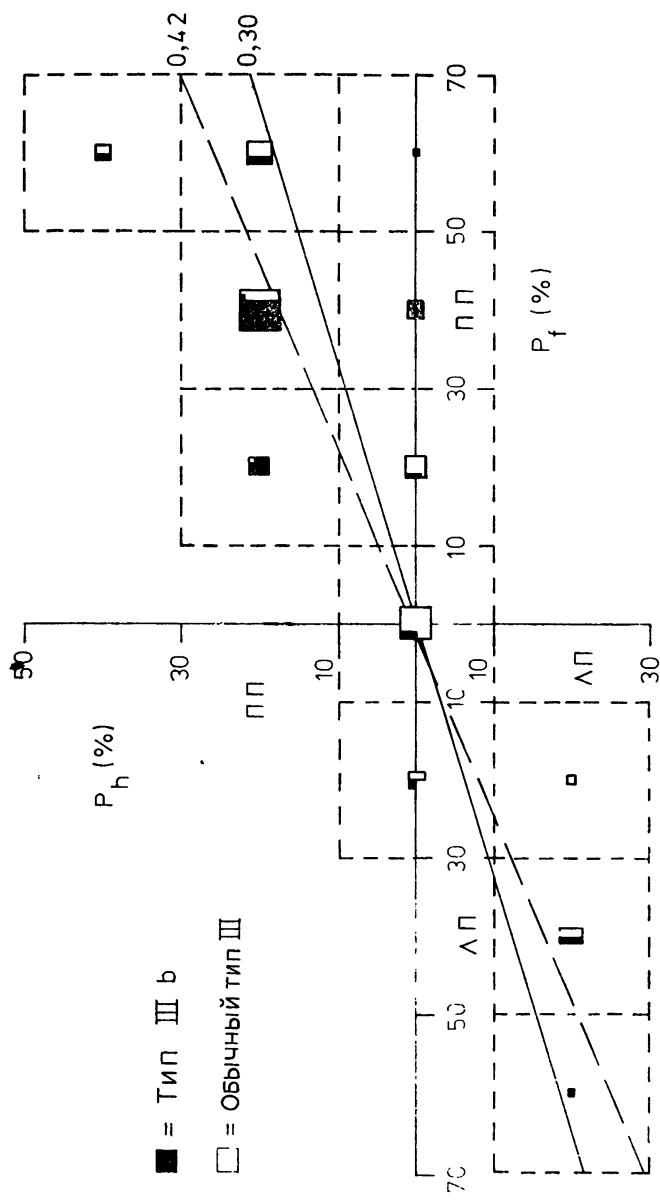


Рис. 7. Соотношение между круговой поляризацией на второй гармонике  $P_h$  и на основной частоте  $P_f$  для всплесков типа IIIb и для обычных всплесков III типа. Площадь каждого маленького квадрата в центре пунктирного квадрата пропорциональна числу событий внутри пунктирного квадрата (сторона которого равна 20%). Чёрная и белая плоскости и малого квадрата относятся к типу IIIb и обычному III типу соответственно. Линия с пол.: при  $P_f > 0,30\%$  дает более вероятное распределение (см. текст).

$P_h = 13\%$  получается значение от 4 до 1 Гц на высотах в короне порядка 1—2 солнечных радиусов), примерно в 50 раз превосходит значение, полученное по формуле для основной частоты, с  $P_f = 31\%$ . Правда, в [6] указано, что если пренебречь слиянием мод при распространении, можно получить существенную недооценку величины магнитного поля по поляризационным измерениям на основной частоте.

### б) Изменение знака поляризации в „обратных $U$ “-всплесках

Наши результаты согласуются с более ранними гелиоспектрографическими наблюдениями изменения знака поляризации в «обратных  $U$ »-всплесках на частотах 80 и 160 МГц [7]. Спектр-поляриметрические измерения показали, что такая смена знака поляризации (правда, видимая лишь на второй гармонике) происходит и на более низких частотах (порядка 35 МГц), что также говорит в пользу моделей, в которой источник «обратных  $U$ »-всплесков расположен в магнитной трубке типа арки [7—9].

### в) Гипотеза о ведущем пятне

Преобладание правой поляризации над левой, показанное на распределении рис. 4, относится к наблюдениям, проведенным в поздний период 20-го солнечного цикла. Интересно отметить, что Дене и др. [10] также сообщали об общем преобладании правой поляризации во всплесках III типа на трех частотах 23,5; 29,5 и 39,6 МГц в раннем периоде 20-го солнечного цикла, в отличие от преобладания левой поляризации в конце 19-го цикла. Предполагая (вслед за [10]), что всплески распространяются в виде обычновенной волны, и учитывая, что во время 19-го и 20-го циклов солнечная активность в северном полушарии была более высокой [11, 12], можно прийти к заключению, что поляризация всплесков III типа определяется ведущим пятном (аналогичная ситуация имеет место при шумовых бурях I типа). Это же молчаливо предполагалось в работе [10]. Наоборот, предположение об определяющей роли ведущего пятна ведет к утверждению, что излучение как основного тона пятна, так и второй гармоники представляет собой обычновенную волну.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты наших исследований можно резюмировать следующим образом.

а) Мы продемонстрировали, что новый спектр-поляриметр позволяет визуально определять знак и приближенно степень круговой поляризации с цветной пленки. Объединение таких наблюдений с радиогелиографическими [13] представляется очень важным при анализе сложной активности. Изменения в цвете, видимые на спектрограммах, иногда связаны с перемещением активности из одной области источника в другую, как, например, в случае «обратных  $U$ »-всплесков. Если это происходит на частотах, перекрываемых радиогелиографами, можно найти положение источника. Комбинированные наблюдения приводят к быстрому отождествлению сложных источников и могут помочь выбрать механизм, ответственный за излучение.

б) Пары основной тон — вторая гармоника во всплесках III типа в основном встречаются в низкочастотной области нашего диапазона 24—220 МГц (очень часто ниже 75 МГц).

в) Если основной тон и вторая гармоника циркулярно поляризованы, то знак поляризации всегда одинаков; внутри компонент изменения знака не происходит, за исключением «обратных  $U$ »-всплесков, описанных ниже в п. е.).

г) В парах основной тон — вторая гармоника всплесков III типа степень круговой поляризации выше 30% на основной частоте (особенно для всплесков III b) и более 10% на второй гармонике не является редкостью. Мы получили, что средняя величина отношения степени поляризации на второй гармонике и на основной частоте составляет  $0,3 \pm 0,1$ .

д) В рамках существующей теории всплесков III типа получается большое расхождение между величиной магнитного поля  $B > 2 \text{ Гс}$ —по данным о поляризации на второй гармонике—и слабыми полями  $B \approx 0,04 \text{ Гс}$ , получающимися по данным о поляризации на основной частоте (правда, в последнем случае возможна существенная недооценка магнитного поля в пренебрежении эффектом слияния мод).

е) Изменение знака поляризации наблюдалось при переходе от восходящей к нисходящей ветви во второй гармонике у некоторых «обратных  $U$ »-всплесков. Основная частота и вторая гармоника имеют одинаковый знак поляризации на восходящей ветви.

ж) Имеет место преобладание правой поляризации над левой, грубо говоря, в течение второй половины 1975 года. Это совместимо с более ранним открытием Дене [10] о корреляции между преобладающим знаком поляризации во всплесках III типа и циклом солнечных пятен. По-видимому, поляризацию всплесков III типа определяет ведущее пятно (так же, как в случае шумовых бурь I типа). С другой стороны, предположение об определяющей роли ведущего пятна автоматически ведет к тому, что и основной тон и гармоника в излучении III типа представляют собой обыкновенную волну.

з) Целью дальнейших исследований являются записи с большим разрешением степени поляризации, особенно в области  $\pm 10\%$ . Высокое разрешение необходимо для более полного исследования вариаций степени поляризации в зависимости от частоты и времени; оно также поможет обнаружить больше  $U$ -всплесков с изменением знака поляризации. Нашу аппаратуру можно модифицировать для таких наблюдений, и это будет сделано в ближайшем будущем.

Авторы хотят выразить благодарность К. Р. Мак-Элистеру и В. Мак А. Томасу за разработку антенн и логопериодических облучателей, Дж. Маку за помощь в настройке аппаратуры, Дж. Джойсу и Г. Нельсону за проведение многочисленных наблюдений, Дж. А. Робертсу за ценные дискуссии и С. Ф. Смерду за советы и поддержку в течение всей работы над проектом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K. V. Sheridan, Proc. Astron. Soc. Austr., 1, 58 (1967).
2. S. Suzuki, Solar Phys., 38, 3 (1974).
3. G. R. A. Ellis and P. M. McCulloch, Austr. J. Phys., 20, 583 (1967).
4. J. de la Noë and A. Boischot, Astron. Astrophys., 20, 55 (1972).
5. T. Takakura and S. Yousef, Solar Phys., 40, 421 (1975).
6. D. B. Melrose and W. N. Sy, Austr. J. Phys., 25, 387 (1972).
7. K. V. Sheridan, D. J. McLean and S. F. Smerd, Astrophys. Lett., 15, 139 (1975).
8. A. Maxwell and G. Swarup, Nature, 181, 36 (1958).
9. N. R. Labrum and R. T. Stewart, Proc. Astron. Soc. Austr., 1, 316 (1970).
10. H. Dene, D. Scholz and W. Voigt, Heinrich Hertz Inst., Suppl. Ser., Solar Data, 11, № 2, 131 (1970).

11. H. W. Dodson and E. Hedeman, In „Solar Terr. Phys., 1970“ (Proc. Int. Symp. Solar Terr. Phys., Leningrad, USSR, 12–19 May, 1970), Part I: The Sun (Ed. C. de Jager) (Reidel, Dordrecht—Holland), 1970, p. 151.
12. M. Waldmeier, Solar Phys., **20**, 332 (1971).
13. J. P. Wild (Ed.), Proc. IREE (Austr.), **28**, 277 (1967).

Отделение радиофизики, Объединенная научная  
и промышленная исследовательская организация  
(КСИРО), Сидней, Австралия

OBSERVATIONS OF THE CIRCULAR POLARIZATION OF FUNDAMENTAL  
AND HARMONIC TYPE III BURSTS THROUGHOUT THE FREQUENCY  
RANGE 24 TO 220 MHz

S. Suzuki, K. V. Sheridan

The circular polarization characteristics of fundamental/harmonic pairs of type III bursts have been studied with a new spectro-polarimeter operating over the frequency range 24 to 220 MHz. Many of these burst pairs, particularly those of type IIIb, show moderately high degrees of circular polarization. The sense of polarization is the same for the harmonic as for the fundamental; the average ratio of the degree of polarization of the harmonic to that of the fundamental is 0.3. Reversals of the sense of polarization have been observed in the forward and reverse arms of the harmonic components of some inverted-U bursts. The dominance of the leading sunspot in determining the sense of polarization of type III bursts is discussed.

---

## О РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

*B. V. Железняков, E. Я. Злотник*

Рассматриваются различные варианты линейного взаимодействия обыкновенных и необыкновенных волн в корональной плазме с неоднородным магнитным полем и влияние этого эффекта на поляризационные характеристики солнечного радиоизлучения. На основании качественного анализа уравнения распространения волн показано, что в разреженной плазме эффекты взаимодействия могут проявиться в достаточно слабом магнитном поле или при углах между магнитным полем и направлением распространения волны, достаточно близких к нулю или  $\pi/2$ . Для этих трех случаев найдены параметры связи волн.

Более подробно обсуждается распространение радиоволн через область квазипоперечного магнитного поля и через нейтральный токовый слой. В первом случае описано решение задачи методом фазовых интегралов и методом «квазизотропного приближения». Во втором случае — при прохождении излучения через токовый слой — показано существование нового типа линейного взаимодействия, возникающего при переходе волны из одной области квазипоперечного распространения в другую через область нулевого магнитного поля. Отмечено, что при квазиродольном распространении в неоднородном магнитном поле знак вращения циркулярно поляризованной волны не меняется (в том числе и при переходе через нейтральный токовый слой). Качественная картина взаимодействия в таком слое подтверждена численным решением уравнений «квазизотропного приближения».

Исследована роль указанных эффектов взаимодействия в формировании поляризационных характеристик различных компонент солнечного радиоизлучения. Для волн сантиметрового диапазона поляризация существенно зависит от условий в области поперечного магнитного поля. В частности, смена знака циркулярной поляризации по диапазону, наблюдаемая иногда у микроволновых всплесков, и наличие «биполярных» источников *s*-компоненты объясняется сильным взаимодействием волн в поперечном магнитном поле. На метровых волнах критерий сильного взаимодействия в области квазипоперечного взаимодействия в короне, как правило, не выполняется, поэтому «биполярная» структура источников метрового радиоизлучения может быть обусловлена прохождением радиоволн через нейтральные токовые слои в короне (в условиях, когда взаимодействие в этих слоях отсутствует и знак поляризации радиоизлучения сохраняется неизменным).

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В солнечной радиоастрономии восстановление поляризации излучения, выходящего за пределы источников, по наблюдаемым поляризационным характеристикам радиоизлучения на Земле представляет собой важную и сложную задачу. При решении последней следует учитывать, что источники солнечного радиоизлучения, локализованные в хромосфере и короне, погружены в достаточно плотную неоднородную плазму с интенсивным магнитным полем. Такая плазма, в принципе, способна существенно повлиять на поляризационные характеристики проходящего радиоизлучения.

Проблема распространения радиоволн в неоднородной плазме возникла впервые при исследовании ионосферы Земли. В космической плазме (и, прежде всего, в солнечной короне), благодаря специфике ее параметров, возникает ряд новых задач. Если в ионосфере концентрация электронов меняется в пространстве существенно быстрее, чем магнитное поле, то в активных областях солнечной короны нередко реализуется противоположное соотношение. В последнем случае именно неоднородность магнитного поля, а не изменение электронной концентрации в основном определяет неоднородный характер корональной плазмы как магнитоактивной среды. Распространение электромагнитных волн в указанных условиях имеет свои особенности, которые и служат предметом обсуждения в этой статье.

Как известно (см., например, [1]), в однородной магнитоактивной плазме без учета теплового движения существуют две нормальные волны — необыкновенная и обыкновенная, показатели преломления и коэффициенты поляризации которых определяются формулами

$$n_{1,2}^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u \sin^2 \alpha \mp \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1-v)^2 \cos^2 \alpha}}; \quad (1)$$

$$K_{1,2} = -\frac{2\sqrt{u}(1-v)\cos \alpha}{u \sin^2 \alpha \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1-v)^2 \cos^2 \alpha}}; \quad (2)$$

$$\Gamma_{1,2} = -\frac{v\sqrt{u}\sin \alpha + K_{1,2}uv\sin \alpha \cos \alpha}{1-u-v+uv\cos^2 \alpha}. \quad (3)$$

В (1) — (3)  $v = \omega_L^2/\omega^2 = 4\pi e^2 N / m \omega^2$ ,  $u = \omega_H^2/\omega^2 = e^2 H_0^2 / m^2 c^2 \omega^2$ ,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $N$  — плотность плазмы,  $c$  — скорость света,  $\omega$  — частота волны,  $\alpha$  — угол между волновым вектором  $\mathbf{k}$  и магнитным полем  $\mathbf{H}_0$ . Величина  $K_{1,2}$  характеризует отношение осей эллипса, описываемого электрическим вектором в плоскости, ортогональной направлению распространения волны, т. е. степень эллиптичности нормальных волн; значение  $\Gamma_{1,2}$  характеризует относительную величину продольной (по  $\mathbf{k}$ ) компоненты электрического поля. В формулах (1) — (3) и везде далее индекс «1» и верхний знак относятся к необыкновенной волне, индекс «2» и нижний знак — к обыкновенной волне.

Параметр  $K_{1,2}$  можно представить в виде

$$K_{1,2} = \left[ \frac{q}{1-v} \pm \sqrt{1 + \frac{q^2}{(1-v)^2}} \right]^{-1}, \quad q \equiv \frac{\sqrt{u}\sin^2 \alpha}{2\cos \alpha}, \quad (4)$$

откуда следует, что поляризация определяется величиной отношения  $q/(1-v)$ . В случае, когда  $q^2/(1-v)^2 \ll 1$ , поляризация обеих волн — круговая (квазипродольное приближение); при условии  $q^2/(1-v)^2 \gg 1$  она становится линейной (квазипоперечное приближение).

В неоднородной плазме задача о распространении радиоволн имеет сравнительно простое решение в рамках так называемого приближения геометрической оптики (ВКБ-приближения). Если свойства среды изменяются достаточно медленно, распространение волн локально происходит так же, как в однородной среде с параметрами, близкими к параметрам этой области. При этом поляризация обыкновенных и необыкновенных волн и их показатели преломления изменяются в соответствии с формулами (1) — (3), если параметры  $u$ ,  $v$  и  $\alpha$  рассматривать как функции координат; волна одного типа распространяется в плазме

независимо от волн другого типа. В среде, свойства которой мало меняются на длине волн, геометрооптическое приближение нарушается только в некоторых ограниченных областях, где характер поля становится более сложным. Произвольное электромагнитное поле при этом может быть составлено лишь из точных решений системы уравнений, описывающей волны во всей плазме, включая области неприменимости геометрической оптики. Однако вдали от этих областей точные решения асимптотически представляются в виде линейных комбинаций волн геометрооптического приближения с определенной связью между их амплитудами. Последнее означает, что если волны в процессе распространения проходят через одну из указанных областей, то возникает «взаимодействие» между ними. Оно заключается в том, что отношение амплитуд геометрооптических решений принимает фиксированное значение, зависящее от условий распространения волн в области нарушения геометрической оптики. В частности, при падении волны одного типа на область взаимодействия из нее выходят когерентные волны двух типов. Иными словами, в указанной области происходит частичный переход (трансформация) одного типа волн в другой. Подобное «взаимодействие» называется линейным, поскольку оно не вызвано нарушением принципа суперпозиции для полей в плазме (в отличие от нелинейного взаимодействия типа распадов и слияний волн). Как станет ясно из следующего раздела, в неоднородном магнитном поле линейное взаимодействие между волнами разных типов возникает в слабоанизотропной плазме, т. е. в случае, если плазма достаточно разреженная ( $v \ll 1$ ) или магнитное поле достаточно слабое ( $u \ll 1$ ). Взаимная трансформация обыкновенных и необыкновенных волн в указанных условиях может оказывать существенное влияние на характер поляризации излучения, выходящего из плазмы [2, 3].

## 2. ЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОБЫКНОВЕННЫХ И НЕОБЫКНОВЕННЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

### а) Характерные параметры взаимодействия

Решение задачи о линейном взаимодействии в неоднородном магнитном поле и формировании поляризационных характеристик выходящего из корональной плазмы радиоизлучения удобнее начать с качественного анализа, основанного на уравнении

$$\frac{d^2Y_{1,2}}{dz^2} + \left[ \Psi^2 + \frac{1}{4} \frac{\omega^2}{c^2} (n_2 - n_1)^2 + \frac{i\omega}{2c} \frac{d}{dz} (n_2 - n_1) \right] Y_{1,2} = 0. \quad (5)$$

Оно получено Бадденом [4] для плавно неоднородной плоскослоистой магнитоактивной среды в условиях, когда отраженными волнами можно пренебречь\*. Функция  $Y(z)$  в (5) связана с амплитудами полей  $E_x$  и  $E_y$  соотношениями

\* Уравнение Баддена, на котором основано изложение качественной картины линейной трансформации в настоящей статье, — уравнение неточное, и степень его приближения в настоящее время остается неясной. Однако это уравнение позволяет представить наглядную картину процесса линейной трансформации волн в плазме и найти значение характерных параметров взаимодействия  $G_{\perp}$ ,  $G_{\parallel}$  и  $G_0$ . В этом отношении уравнение Баддена весьма полезно. В то же время коэффициенты трансформации волн, прошедших через область взаимодействия, обычно отыскивают, исходя из других, более строгих уравнений (см. [7, 13] и пункты б, в) настоящего раздела). Из приведенных ниже примеров распространения волн через квазипоперечное и нулевое магнитное поле следует, что получающиеся при этом параметры взаимодействия с точностью до численного множителя порядка единицы совпадают с соответствующими параметрами  $G_{\perp}$  и  $G_0$ .

$$\begin{aligned}
 E_x &= \frac{\Pi_1}{\sqrt{1+K_1^2}} + \frac{\Pi}{\sqrt{1+K_2^2}}, \quad E_y = -\frac{iK_1 \Pi_1}{\sqrt{1+K_1^2}} - \frac{iK_2 \Pi_2}{\sqrt{1+K_2^2}}, \\
 \Pi_1 &= \frac{U_1(z)}{\sqrt{n_1}} \exp \left[ i \frac{\omega}{2c} \int (n_2 - 3n_1) dz \right], \\
 \Pi_2 &= \frac{U_2(z)}{\sqrt{n_2}} \exp \left[ i \frac{\omega}{2c} \int (n_1 - 3n_2) dz \right], \\
 -\Psi \frac{U_1}{U_2} \exp \left[ i \frac{2\omega}{c} \int (n_2 - n_1) dz \right] &= \frac{1}{Y} \frac{dY}{dz} + \frac{1}{\Psi} \frac{d\Psi}{dz} + i \frac{\omega}{2c} (n_2 - n_1).
 \end{aligned} \tag{6}$$

Функция  $\Psi(z)$  описывается формулой\*

$$\Psi(z) = -\frac{i}{2} \frac{d}{dz} \frac{iK_2 + 1}{iK_2 - 1} = -\frac{1}{2} \frac{(1-v)}{(1-v)^2 + q^2} \frac{dq}{dz}. \tag{7}$$

Решения уравнения (5) и характер распространения волн существенно различны по разные стороны от слоя плазмы, в котором

$$\Psi^2 \approx F^2 \equiv \left| \frac{\omega^2}{4c^2} (n_2 - n_1)^2 + i \frac{\omega}{2c} \frac{d}{dz} (n_2 - n_1) \right|. \tag{8}$$

Действительно, в областях, где  $\Psi^2 \ll F^2$ , слагаемое с  $\Psi^2$  в (5) можно опустить. Тогда решениями уравнения (5) будут две независимые волны в форме геометрической оптики: необыкновенная (с показателем преломления  $n_1$  и коэффициентом поляризации  $K_1$ ) и обыкновенная (с  $n_2$  и  $K_2$ ). В слоях плазмы, где  $\Psi^2 \gg F^2$ , характер решения иной. Здесь можно пренебречь в квадратных скобках уравнения (5) всеми членами, за исключением  $\Psi^2$ . В результате мы придем к решению в «вакуумном» приближении. Для него  $n_1 = n_2$  и поляризация волны, задаваемая граничными условиями задачи, в процессе распространения остается неизменной.

Из сказанного ясно, что существенное отличие поляризации от значений, предсказываемых приближением геометрической оптики, появляется, если в области, где это приближение нарушено, поляризационные свойства волны (4), описываемые указанным приближением, радикально меняются. Иными словами, сильного линейного взаимодействия волн в неоднородном магнитном поле можно ожидать при условии, если параметр  $q^2/(1-v)^2$ , будучи порядка единицы, существенно меняется в области  $\Psi^2 \gg F^2$ \*\*. Если же в слое  $q^2/(1-v)^2 \sim 1$  величина  $\Psi^2 \ll F^2$ , взаимодействие практически отсутствует.

Чтобы иметь возможность судить о соотношении между  $\Psi^2$  и  $F^2$  в слое  $q^2/(1-v)^2 \sim 1$ , заметим следующее. Согласно (7), при  $v \ll 1$  и  $q = 1$  функция

$$\Psi(z) = -\frac{1}{4} \frac{dq}{dz} = -\frac{1}{4} \frac{d\sqrt{u}}{dz} - \frac{1}{4} (2 \operatorname{ctg} \alpha + \operatorname{tg} \alpha) \frac{d\alpha}{dz}. \tag{9}$$

\* В (7) опущен фактор  $(n_1 + n_2)/2\sqrt{n_1 n_2}$ , что допустимо в тех слоях плазмы, где  $n_1 \approx n_2$ .

\*\* Как это было отмечено выше, в областях  $q^2/(1-v)^2 \gg 1$  характер поляризации обыкновенных и необыкновенных волн сохраняется независимо от конкретной величины отношения  $q/(1-v)$ .

С другой стороны, величина  $F$  определяется разностью показателей преломления  $n_2 - n_1$ ; из (1) получаем, что при  $v \ll 1$  и  $q = 1$  разность

$$n_2 - n_1 \approx \frac{n_2^2 - n_1^2}{2n_1} \approx \frac{v\sqrt{2u} \cos \alpha}{n_1(1-u)}. \quad (10)$$

Реализация неравенства  $\Psi^2 \gg F^2$  обеспечивается при достаточно больших значениях  $\Psi^2$ . В солнечной короне, для которой характерны сравнительно малые градиенты магнитных полей, последнее утверждение, как ясно из (9), справедливо при малых  $\sqrt{u}$  и углах  $\alpha$ , близких к нулю или  $\pi/2$ . В этих трех случаях эффекты взаимодействия могут проявиться при сравнительно высоких значениях параметра  $v = \omega_L^2/\omega^2$  (т. е. в достаточно плотной плазме; см. подробнее [3]).

Первый вариант реализуется, если  $\sqrt{u} \ll 1$  и в выражении (9) можно пренебречь изменением направления магнитного поля по сравнению с изменением его величины. Тогда  $\Psi(z) \approx -(1/4)\sqrt{u} d\sqrt{u}/dz$ , и в слое  $q^2 \approx 1$  неравенство  $\Psi^2 \gg F^2$  сводится к условию

$$\left( \frac{d\sqrt{u}}{dz} \right)^2 \gg 2^7 \frac{\omega^2}{c^2} v^2 \cos^6 \alpha. \quad (11)$$

Вводя характерный параметр взаимодействия

$$G_0 = 8\sqrt{2} \frac{\omega}{c} \frac{v |\cos^3 \alpha|}{|d\sqrt{u}/dz|}, \quad (12)$$

убеждаемся, что сильное взаимодействие происходит, если  $G_0^2 \ll 1$ . При  $G_0^2 \gg 1$  переход через область  $\sqrt{u} \ll 1$  совершается с сохранением геометрооптического приближения. Значение параметра  $G_0 \sim 1$  в слое  $q^2 \approx 1$  соответствует промежуточному случаю умеренного взаимодействия. Подчеркнем, что параметр  $G_0$  существенно меняется с изменением направления распространения волны  $\alpha$ , но не зависит от ее частоты (в области  $v \ll 1$ , где справедливо приведенное выше рассмотрение).

Второй вариант имеет место в области квазипоперечного поля ( $\alpha \approx \pi/2$ ) в условиях, когда значения функции  $\Psi$  (9) определяются изменением магнитного поля не по величине, а по направлению:  $\Psi(z) \approx -\frac{1}{4} \operatorname{tg} \alpha (d\alpha/dz)$ . В слое  $q^2 \approx 1$  углы  $\alpha \approx \pi/2$  возможны лишь при  $\sqrt{u} \ll 1$ , тогда  $n_2 - n_1 \approx v\sqrt{2u} \cos \alpha$ . Условие сильного взаимодействия  $\Psi^2 \gg F^2$  принимает вид

$$\left( \frac{d\alpha}{dz} \right)^2 \gg \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} v^2 u^3. \quad (13)$$

Снова вводя характерный параметр взаимодействия

$$G_{\perp} = \frac{\omega}{c} \frac{vu^{3/2}}{|d\alpha/dz|}, \quad (14)$$

заключаем, что сильное взаимодействие имеет место при  $G_{\perp}^2 \ll 1$ , слабое — при  $G_{\perp}^2 \gg 1$ ; промежуточному случаю умеренного взаимодействия отвечает значение параметра  $G_{\perp} \sim 1$ .

Наконец, третий вариант взаимодействия — при малых углах  $\alpha$  и в условиях, когда изменение магнитного поля по направлению играет основную роль, — реализуется в том случае, если

$$\left(\frac{d\alpha}{dz}\right)^2 \gg 4 \frac{\omega^2}{c^2} v^2 u^{-3/2}. \quad (15)$$

Характер взаимодействия определяется величиной параметра

$$G_{\parallel} = 2 \frac{\omega}{c} \frac{vu^{-3/4}}{|d\alpha/dz|} \quad (16)$$

в слое  $q^2 \approx 1$ : взаимодействие становится сильным, если  $G_{\parallel}^2 \ll 1$ . Поскольку  $\sin^2 \alpha \ll 1$ , из соотношения  $q^2 \approx 1$  следует, что третий вариант возможен только при условии  $\sqrt{u} \gg 1$  (в области  $v \ll 1$  — при необходимом условии  $u \gg v$ , т. е.  $\omega_H^2 \gg \omega_L^2$ ). Указанное взаимодействие далее не рассматривалось, хотя оно и представляет определенный интерес при анализе поляризационных характеристик радиоизлучения, выходящего, скажем, за пределы ионосферы Юпитера и магнитосферы пейтронных звезд. Два варианта взаимодействия в неоднородном магнитном поле, характеризуемые параметрами  $G_{\perp}$  и  $G_0$ , обсуждаются более подробно в следующих разделах этого сообщения.

### б) Прохождение радиоволн через область квазипоперечного магнитного поля

На существование взаимодействия, определяемого параметром  $G_{\perp}$ , указал Коэн [5]. Оно проявляется в условиях, когда волны проходят через слой с поперечным магнитным полем; при этом, очевидно, меняется знак проекции  $\mathbf{H}_0$  на направление распространения  $z$  (рис. 1). Поскольку  $G_{\perp} \sim \omega^{-4}$ , на достаточно низких частотах по сравнению с критическим значением

$$\omega_t = \left( \frac{4\pi e^5 N H_0^3}{m^4 c^4 |d\alpha/dz|} \right)^{1/4}, \quad (17)$$

параметр  $G_{\perp}^2 \gg 1$  в слое  $q^2 \approx 1$ . Последнее означает, что в указанном слое, где происходит переход от квазипротального к квазипоперечному распространению, приближение геометрической оптики сохраняет свою силу. При этом обыкновенная и необыкновенная волны распространяются независимо одна от другой, следуя соответственно вдоль дисперсионных кривых I и II, изображенных на рис. 2 (на этом рисунке  $\xi = az$ ;  $a = \frac{d(\sqrt{u} \cos \alpha)}{dz}$ ; кружком отмечена область взаимодействия

волн). В соответствии с изменением знака проекции поля  $\mathbf{H}_0$  на направление  $\mathbf{k}$ , эти волны меняют знак вращения на противоположный при прохождении слоя с поперечным магнитным полем. С ростом частоты геометрооптическое приближение в слое  $q^2 \approx 1$  нарушается, и на высоких частотах  $\omega \gg \omega_t$ , где  $G_{\perp}^2 \ll 1$ , волны в области  $q^2 \leq 1$  распространяются, как в вакууме, не «замечая» изменения магнитного поля и сохраняя знак круговой поляризации. Наконец, при  $G_{\perp}^2 \approx 1$

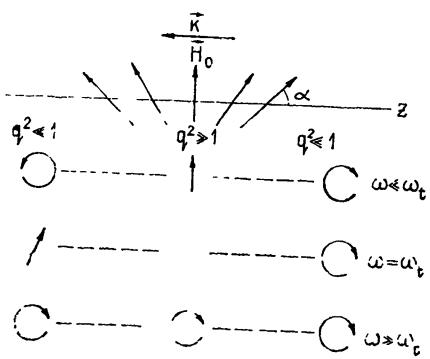


Рис. 1.

имеет место промежуточный случай: при подходе волны одного типа к области взаимодействия из нее выходят уже две волны — обыкновенная и необыкновенная. Отношение амплитуд обеих волн зависит от частоты; при  $\omega \sim \omega_t$  оно становится равным единице, что соответствует линейной поляризации радиоизлучения.

Приведенная выше качественная картина распространения волн через область квазипоперечного магнитного поля подтверждается количественным анализом, проведенным в [6] (см. также [2]) методом фазовых интегралов. Этот метод позволяет, опираясь на геометрооптическое приближение, найти связь между амплитудами взаимодействующих волн вдали от области взаимодействия, не зная точного решения уравнений распространения радиоволн и используя лишь некоторые его общие свойства (в частности, аналитичность в комплексной плоскости координаты  $z$ ).

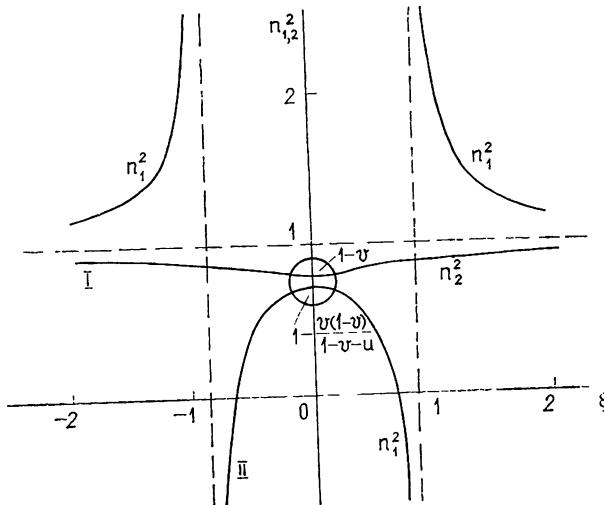


Рис. 2.

Не останавливаясь на деталях расчета, приведем результаты решения задачи о распространении волн в магнитном поле, продольная (вдоль  $k$ ) компонента которого линейно меняется с координатой  $z$ , а поперечная не зависит от  $z$ . Если, например, в область квазипоперечного магнитного поля входит волна только одного типа с интенсивностью (квадратом амплитуды), равной единице, то из нее выйдет волна того же типа с интенсивностью  $1 - \exp(-2\delta_{\perp})$  и волна другого типа с интенсивностью  $\exp(-2\delta_{\perp})$ . Здесь  $\delta_{\perp}$  — параметр взаимодействия, который при  $v \ll 1$  и  $u \ll 1$  определяется соотношением

$$2\delta_{\perp} = \frac{\pi\omega vu^{3/2}}{8c |d\alpha/dz|}. \quad (18)$$

С точностью до численного множителя  $\pi/8$  величина  $2\delta_{\perp}$  совпадает с выражением для  $G_{\perp}$  (14), полученным при качественном рассмотрении взаимодействия волн в поперечном поле\*. Зная указанные

\* Методом фазовых интегралов можно получить выражение для параметра связи  $2\delta_{\perp}$  и при отсутствии ограничения  $v \ll 1$  [3], в этом случае в знаменателе выражения (18) появляется множитель  $(1-v)^{5/2}$ , на наличие которого обратил внимание Мелроуз [8].

выше интенсивности выходящих из области взаимодействия обычновенных и необыкновенных волн, нетрудно найти степени круговой и линейной поляризации выходящего излучения:

$$\zeta_k = 1 - 2e^{-2\delta} \perp, \quad \zeta_l = \sqrt{1 - \zeta_k^2} = 2e^{-2\delta} \perp \sqrt{1 - e^{-2\delta} \perp}. \quad (19)$$

Знак  $\zeta_k$  и направление вращения в результате поляризации измениются при  $2\delta \approx \ln 2 \approx 0,7$ ; здесь же становится максимальной величиной  $\zeta_l$ . Приведенному значению  $\delta \perp$  отвечает частота

$$\omega_t = \left( \frac{\pi^2 e^5 N H_0^3}{2m^4 c^4 |d\alpha/dz|} \right)^{1/4}, \quad (20)$$

указанныя ранее менее точно.

Метод фазовых интегралов наряду со сравнительной простотой и наглядностью обладает рядом недостатков. В частности, он не описывает поле в области взаимодействия, а пределы его применимости не всегда достаточно ясны. Однако правильность решения, полученного этим методом, подтверждена более строгим расчетом, проведенным недавно Кравцовым и Найдой [7]. В их статье эффект взаимодействия в квазиперечном магнитном поле исследован на основе так называемого «квазизотропного приближения» [9], которое применимо к волнам в слабоанизотропной плазме (при  $u \ll 1$  и  $v \ll 1$ ). В этом приближении высокочастотное электрическое поле в трехмерно-неоднородной

плазме отыскивается в форме  $E = (F_1 e_1 + F_2 e_2) \exp \left( \frac{\omega}{c} \int n dz \right)$ , где

$n = 1 - v$  — показатель преломления в изотропной плазме. Тогда амplitуды  $F_1$  и  $F_2$  подчиняются системе уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dF_1}{dl} &= -i \frac{\omega}{c} \frac{vu}{2} \cos^2(\alpha) F_1 + \frac{\omega}{c} \frac{v\sqrt{u}}{2} \cos(\alpha) F_2, \\ \frac{dF_2}{dl} &= -i \frac{\omega}{c} \frac{v\sqrt{u}}{2} \cos(\alpha) F_1 - i \frac{\omega}{c} \frac{vu}{2} F_2. \end{aligned} \quad (21)$$

В уравнениях (21)  $F_1$  и  $F_2$  — две компоненты вектора поляризации  $e$  (вектор  $e \perp k$ ), вектор  $e_1$  ориентирован в плоскости векторов  $H_0$  и  $k$ , вектор  $e_2$  — в направлении, ортогональном к этой плоскости. Далее,  $dl$  — элемент длины луча,  $\alpha$  — угол между  $k$  и  $H_0$ . Кручение луча, связанное с вращением силовых линий поля  $H_0$  относительно луча, в уравнениях (21) не учитывается.

Если луч проходит через область квазиперечного магнитного поля, то в этой области можно приближенно положить  $\cos \alpha \approx l/L$ ,  $\sin^2 \alpha \approx 1$  ( $l$  — длина луча, отсчитываемая от точки, в которой  $H_0 \perp k$ ,  $L = |d\alpha/dl|^{-1}$  — характерный размер изменения угла  $\alpha$  вдоль луча). Это приближение фактически сводит трехмерную задачу к одномерной с аппроксимацией магнитного поля  $H_0$  в форме, использованной в [6] при решении задачи методом фазовых интегралов. В свою очередь, система (21) тогда может быть сведена к уравнению Вебера—Эрмита, оно допускает аналитическое решение, выраженное через функции параболического цилиндра. Вдали от области поперечного магнитного поля это решение идентично полученному методом фазовых интегралов.

### в) Прохождение волн через нейтральный слой

Рассмотрим теперь другой вариант изменения знака проекции  $H_0$  на направление луча, реализующийся при распространении волн через слой с нулевым магнитным полем (так называемый нейтральный токовый слой; см. рис. 3). При определенных условиях в этом слое реализуется новый вид взаимодействия, на который было обращено внимание в [3]. Этот эффект заключается в следующем.

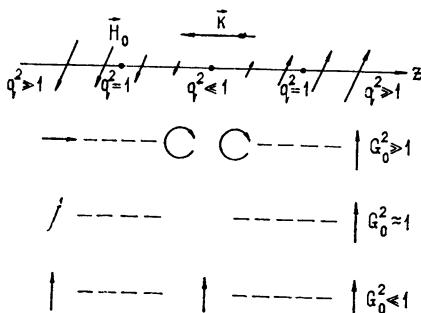


Рис. 3.

ходной области  $q^2 \leq 1$ , уступая там место «вакуумному» приближению. Поэтому линейно-поляризованная обыкновенная волна, войдя в область  $q^2 \leq 1$ , распространяется без изменения своей поляризации и выходит в область  $q^2 \gg 1$  по другую сторону от нейтрального слоя, сохранив указанный характер поляризации (с вектором  $E$  в плоскости  $k$  и  $H_0$ ), т. е. оставаясь по-прежнему волной обыкновенного типа.

Рассмотренный вариант  $G_0^2 \ll 1$  имеет место для углов  $\alpha$ , достаточно близких к  $\pi/2$ . Если же отличие  $\alpha$  от  $\pi/2$  достаточно велико для реализации неравенства  $G_0^2 \gg 1$ , весь переход через нейтральный слой из области  $q^2 \gg 1$  снова в область  $q^2 \gg 1$  описывается в терминах геометрической оптики. Изменение показателя преломления волны  $n_{1,2}^2$  и ее поляризации при этом определяется формулами (1), (4), где величина  $u$  меняется вдоль направления распространения волны:  $u = u(z)$ . Зависимость  $n_{1,2}^2(\sqrt{u})$  или  $n_{1,2}^2(z)$  (при линейном изменении магнитного поля с расстоянием  $\sqrt{u} = bz$ ) представлена на рис. 4. Изменение направления магнитного поля при переходе через нейтральный слой  $H_0 = 0$  учитывается на рисунке сменой знака  $\sqrt{u}$  при постоянном значении угла  $\alpha$ .

Если справа на рис. 4 задана волна одного типа, скажем, обыкновенная с показателем преломления  $n_2$ , то при распространении в неоднородном магнитном поле ее показатель преломления меняется в соответствии с дисперсионной кривой II. В приближении геометрической оптики независимо от направления магнитного поля имеется решение (отвечающее кривой II), линейно не зависимое от другого геометрооптического решения (отвечающего кривой I). Это означает, что волна, распространяющаяся в плазме «по дисперсионной кривой I», не может «перейти» на кривую II и наоборот—до тех пор, пока в неоднородном поле выполнено приближение геометрической оптики. Напротив, случай сильного взаимодействия  $G_0^2 \ll 1$  соответствует практически полному переходу волны с одной дисперсионной кривой на другую.

Учитывая сказанное, нетрудно проследить за изменением поляризации волны в случае  $G_0^2 \gg 1$  при прохождении через плазму с нейтральным слоем. Если справа на рис. 3, 4 в области квазипоперечного рас-

Пусть вдали от нейтрального слоя  $H_0 = 0$  в области квазипоперечного распространения ( $q^2 \gg 1$ ) задана линейно-поляризованная обыкновенная волна (с вектором  $E$  в плоскости  $k$  и  $H_0$ ). При распространении в сторону нулевого магнитного поля волна пройдет последовательно через слои  $q^2 \sim 1$ ,  $q^2 \ll 1$  и  $q^2 \sim 1$ , снова выйдя в область  $q^2 \gg 1$ . Если параметр  $G_0^2 \ll 1$  (случай «сильного взаимодействия»), геометрическая оптика будет нарушена в слое  $q^2 \sim 1$  и во всей пере-

пространения ( $q^2 \gg 1$ ) задана линейно-поляризованная обыкновенная волна с вектором  $\mathbf{E}$  в плоскости  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{H}_0$ , то в области квазипротодольного распространения ( $q^2 \ll 1$ ) она станет циркулярно поляризованной. При переходе через слой  $\sqrt{u} = 0$  направление вращения не меняется, а в области  $q^2 \gg 1$ , расположенной слева на рис. 3, 4, поляризация волны (называемой теперь уже необыкновенной) станет линейной с вектором  $\mathbf{E}$ , ортогональным  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{H}_0$ . Таким образом, в приближении геометрической оптики ( $G_0^2 \gg 1$ ) распространение через нейтральный слой сопровождается изменением ориентации плоскости линейной поляризации с соответственным изменением названия волны. Сказанное отличает вариант  $G_0^2 \gg 1$  от рассмотренного выше случая сильного взаимодействия  $G_0^2 \ll 1$ , когда при прохождении через нейтральный слой сохранялась поляризация волны (и ее наименование).

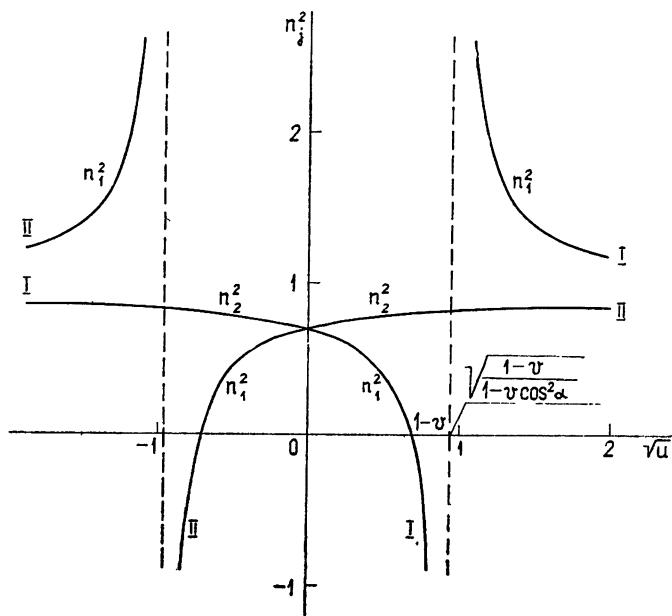


Рис. 4.

Отметим, что в области  $q^2 \ll 1$ , т. е. при квазипротодольном распространении в неоднородном магнитном поле (включая переходы через нейтральные слои) знак вращения циркулярно поляризованной волны вообще не меняется. Последнее связано с тем, что в квазипротодольном приближении линейно независимыми (с точностью до членов порядка  $q^2$ ) решениями системы волновых уравнений являются комбинации

$$\begin{cases} E_x + iE_y = F_+(z) \\ E_x - iE_y = 0 \end{cases} \quad \text{и} \quad \begin{cases} E_x + iE_y = 0 \\ E_x - iE_y = F_-(z) \end{cases} \quad . \quad (22)$$

В первом решении  $E_x/E_y = i$ , во втором  $E_x/E_y = -i$ ; поэтому оба решения описывают циркулярно поляризованные волны с противоположными направлениями вращения. Обе волны независимы друг от друга и не меняют знака поляризации при распространении в неоднородном магнитном поле (в том числе при прохождении через слой с нулевым полем). Сделанный вывод справедлив независимо от того, нарушенено или нет приближение геометрической оптики в области  $q^2 \ll 1$  (см. подробнее [3]).

Количественный анализ условий прохождения через нейтральный слой был проведен в [13] на основе системы уравнений (21). Аппроксимируя нейтральный слой линейной зависимостью, положим  $V u = bz$ ,  $b = \text{const}$ , где  $z$  — координата вдоль луча. При этом плазму считаем однородной ( $v = \text{const}$ ), а кроме того, достаточно разреженной ( $v \ll 1$ ); последнее позволяет пренебречь рефракцией волн и считать угол  $\alpha = \text{const}$ . Учитывая сказанное и переходя к новым переменным, получим из линейной системы (21) нелинейное уравнение для коэффициента поляризации  $K$ :

$$\frac{dK}{d\xi} = ip \xi (1 - K^2) + i \xi^2 K, \quad (23)$$

где

$$K = \frac{iF_1}{F_2}, \quad \xi = Az, \quad A = \left( \frac{\omega}{2c} vb^2 \right)^{1/3}. \quad (24)$$

Уравнение (23) содержит единственный параметр

$$p = \left( \frac{\omega}{c} \frac{v \cos^3 \alpha}{2b} \right)^{1/3}, \quad (25)$$

из сопоставления (25) и (12) следует, что  $2\sqrt{2}p = G_0^{1/3}$ .

Введем далее коэффициент трансформации  $Q$  при прохождении волн через нейтральный слой, определив его как отношение квадрата амплитуды волны, вышедшей из нейтрального слоя по дисперсионной кривой I, к квадрату амплитуды волны II, падающей на нейтральный слой (см. рис. 4). Величина  $Q_0$  выражается через  $K$  следующим образом:

$$Q_0 = (1 + KK^*)^{-1}. \quad (26)$$

Согласно [13] при  $p \ll 1$  коэффициент трансформации

$$Q_0 \approx 1 - p^2 4\pi [v'(0)]^2, \quad (27)$$

где  $v'(0)$  — производная от функции Эйри при значении аргумента, равном нулю. Если же  $p \gg 1$ , то

$$Q_0 \approx \frac{\pi}{16p^3}. \quad (28)$$

При произвольных значениях  $p$  уравнение (23) решалось численными методами на ЭВМ. Полученная в результате зависимость  $Q_0(p)$  представлена на рис. 5 (кривые (27), (28) изображены на этом рисунке пунктиром). Из рисунка ясно, что коэффициент трансформации близок к единице при  $p \ll 1$  и быстро убывает с ростом  $p$  в области  $p \gg 1$  — в полном соответствии

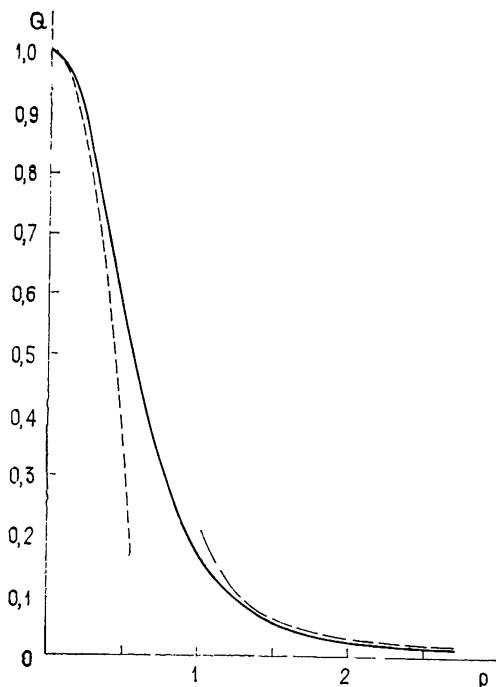


Рис. 5.

со сделанными выше качественными заключениями о характере взаимодействия волн в нейтральном слое.

Эффекты линейного взаимодействия в самосогласованном нейтральном токовом слое (слой Харриса [14], например) будут по-прежнему характеризоваться коэффициентом трансформации  $Q_0$ , указанным на рис. 5, если [13]

$$\left( \frac{\omega_L^2 \omega_B^2 L}{c \omega^3} \right)^{1/3} \gg 1 \quad (29)$$

( $L$  — характерная толщина токового слоя). В этом случае в области взаимодействия с достаточной точностью можно считать плазму однородной, а магнитное поле — линейным. Фактически же значения  $Q_0(p)$  незначительно отличаются от приведенных на рис. 5, если параметр  $(\omega_L^2 \omega_B^2 L/c \omega^3)^{1/3} > 1$  (см. [13]).

### 3. О РОЛИ ЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОБЫКНОВЕННЫХ И НЕОБЫКНОВЕННЫХ ВОЛН В КОРОНАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Условия прохождения электромагнитных волн через область поперечного или нулевого магнитного поля в солнечной короне существенно определяют поляризационные характеристики солнечного радиоизлучения.

В качестве примера укажем на эффект обращения знака поляризации, наблюдаемый иногда у микроволновых всплесков на частотах  $\sim 3 \cdot 10^8$  МГц. Это обстоятельство объясняется [5], если предположить, что в процессе распространения излучения от источника до наблюдателя оно проходит в короне область квазипоперечного магнитного поля, где реализуется такое сочетание параметров  $N$ ,  $H_0$  и  $L_\alpha = |d\alpha/dz|^{-1}$ , при которых частота  $\omega_t \sim 6 \cdot 10^3$  МГц. Согласно (20) последнее имеет место при  $NH_0L_\alpha \sim 4 \cdot 10^{20}$ . Отсюда нетрудно получить оценку для напряженности магнитного поля в области взаимодействия  $H_0 \sim 5$  Э, предположив там  $N \sim 3 \cdot 10^8$  э. см<sup>-3</sup> и  $L_\alpha \sim 10^{10}$  см.

Определение частоты  $\omega_t$  при исследовании обращения знака поляризации солнечного радиоизлучения может служить удобным способом оценки величины магнитных полей в короне. Действительно, задавшись определенной конфигурацией силовых линий магнитного поля и распределением электронной концентрации в активной области короны, можно найти произведение  $NL_\alpha$  в области квазипоперечного поля. Тогда величина магнитного поля  $H_0$ , соответствующая наблюдаемому значению  $\omega_t$ , получается из формулы (20); согласно последней  $H_0$  слабо зависит от параметров  $N$ ,  $L_\alpha$  и значительно сильнее — от частоты  $\omega_t$ .

Заметим, что в диапазоне частот, близких к  $\omega_t$ , выходящее из области с поперечным полем радиоизлучение должно обладать сильной линейной поляризацией. Однако попытки обнаружить ее до сих пор не увенчались успехом из-за сильной дисперсии угла фарадеевского вращения в короне над областью взаимодействия.

Учет поляризационных эффектов при распространении волн в неоднородном магнитном поле особенно необходим для интерпретации результатов измерений поляризации радиоизлучения локальных источников, расположенных над солнечными пятнами с противоположной полярностью. Примером могут служить области генерации *s*-компоненты на сантиметровых волнах, источники шумовых бурь, *U*-всплесков и т. д. Общим для указанных компонент является обычное различие знаков поляризации радиоизлучения, регистрируемого от источников локализованных в областях с противоположными проекциями магнит-

ногого поля на луч зрения [17]. Это различие, на первый взгляд, кажется естественным: при генерации поляризованного излучения обеспечивается преобладание одного типа волн над другим (необыкновенных для  $s$ -компоненты, обычных для  $U$ -всплесков); поэтому из областей с противоположными проекциями  $H_0 \cos \alpha$  выходит излучение, соответствующее волнам одного типа, но с разными знаками вращения вектора  $E$ .

Факт регистрации радиоизлучения с разными знаками вращения перестает быть тривиальным, если учесть, что по мере распространения в короне радиоизлучение от источников противоположной полярности переходит в области с более однородным магнитным полем, где знак проекции на направление распространения становится одинаковым для обоих источников\*. При этом излучение одного из источников должно, очевидно, пройти через область, в которой  $H_0 \cos \alpha$  меняет знак\*\*. Если смена знака происходит в поперечном магнитном поле, то условия выхода излучения легко представить себе, обратившись к рис. 6. На нем изображена обстановка над биполярной группой пятен при выходе радиоизлучения от биполярного источника  $s$ -компоненты, например, за пределы активной области. В условиях, когда переход через поперечное магнитное поле происходит с соблюдением приближения геометрической оптики, знаки поляризации излучения от обоих источников должны стать одинаковыми, и в радиоизлучении «биполярность» группы не должна регистрироваться. Поскольку наблюдения  $s$ -компоненты на сантиметровых волнах, как правило, свидетельствуют об обратном, мы приходим к выводу, что переход через поперечное магнитное поле совершается в условиях сильного взаимодействия  $2\delta_{\perp} \ll 1$ , т. е. без обращения знака поляризации.

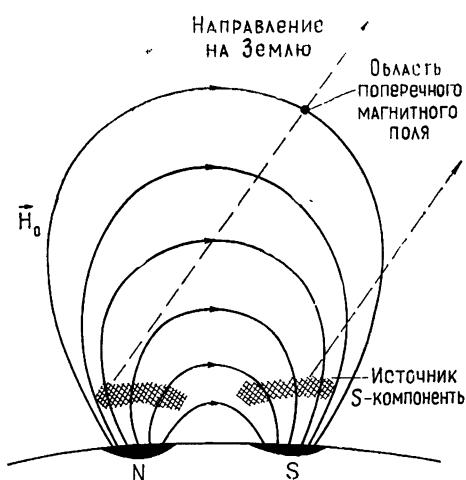


Рис. 6.

\* Последнее ясно уже из того, что за пределами короны (в области солнечного ветра) магнитное поле становится квазирадиальным, т. е. заведомо обладает сравнительно высокой степенью однородности.

\*\* Конечно, возможен и более сложный вариант, когда величина  $H_0 \cos \alpha$  меняет знак вдоль лучей, выходящих из обеих частей биполярного источника. В этом случае до выхода в межпланетную плазму с квазиоднородным магнитным полем количество перемен знака  $H_0 \cos \alpha$  для обоих лучей должно, очевидно, отличаться на нечетное число.

В диапазоне сантиметровых волн реализация в нижней короне условия  $2\delta_1 \ll 1$  не вызывает затруднений, хотя при выходе  $s$ -компоненты возможно соблюдение и противоположного неравенства  $2\delta_1 \gg 1$ . На это указывают поляризационные наблюдения [11], согласно которым знак поляризации иногда не соответствует полярности пятна, над которым расположен источник.

Иная ситуация имеет место в метровом диапазоне, где тесное соответствие между знаком поляризации радиоизлучения и полярностью солнечного пятна, над которым локализован источник, трудно объяснить эффектом сильного взаимодействия в поперечном магнитном поле [10]. Действительно, на частотах  $\omega \sim 2\pi \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$  и для  $H_0 \sim 1 \text{ Э}, L_a \sim \sim 10^{10} \text{ см}$  критерий  $2\delta_1 \ll 1$  выполняется лишь при условии, что в указанной области электронная концентрация  $N \ll 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ . Последнее означает, что область поперечного магнитного поля должна лежать высоко в короне (на расстоянии  $R > 2,5 R_\odot$  от центра Солнца), где магнитное поле приобретает преимущественно квазирадиальный характер. С другой стороны, нет оснований предполагать, что в области взаимодействия величина  $H_0$  значительно меньше одного эрстеда — значения, характерного для общего поля Солнца (при  $H_0 \ll 1 \text{ Э}$  область взаимодействия можно было бы переместить ближе к поверхности Солнца).

В работе Мелроуза [10] «биполярная» структура источников метрового радиоизлучения объясняется эффектом сильного взаимодействия волн в области квазипоперечного распространения — при условии, что эта область располагается в слоях с малыми значениями магнитного поля  $H_0$ . Это позволяет повысить электронную концентрацию  $N$  до типичных корональных значений без нарушения критерия сильного взаимодействия  $G_1 \sim 2\delta_1 \ll 1$ .

Нетрудно видеть, что подобная ситуация фактически может реализоваться в тех случаях, когда луч проходит в короне близ нейтральной токовой линии  $x$ -типа с нулевым магнитным полем вдоль некоторой кривой (рис. 7). Здесь в зависимости от относительного расположения луча относительно нейтральной линии реализуются различные варианты распространения излучения; два из них представлены на рис. 7. Луч 1 удален от нулевой линии настолько, что в точках  $q^2 = 1$  вдоль луча выполняется условие

$$\frac{1}{\sqrt{u}} \frac{dV\bar{u}}{dz} \ll \operatorname{tg} \alpha \frac{d\alpha}{dz}. \quad (30)$$

Из выражения (9) следует, что тогда при исследовании эффектов взаимодействия можно пренебречь изменением магнитного поля по величине по сравнению с изменением  $H_0$  по направлению вдоль луча. Это означает, что смена знака проекции  $H_0 \cos \alpha$  происходит здесь так же, как в квазипоперечном поле (см. разд. 2 пункт б) настоящей статьи), т. е. в этом случае фактически реализуется вариант распростране-

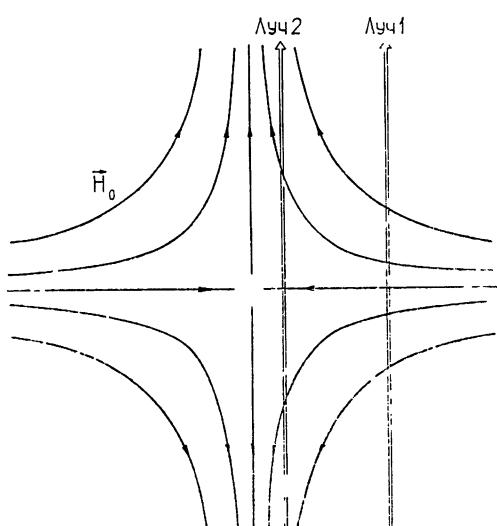


Рис. 7.

ния, предложенный Мелроузом [10]. Напротив, для луча 2, проходящего достаточно близко к нулевой линии, в точках  $q^2 = 1$  имеет место неравенство, противоположное (30). В этом случае мы, по существу, имеем дело с другим предельным случаем распространения волн со сменой знака  $H_0 \cos \alpha$  в нулевом магнитном поле; для него остаются справедливыми все заключения, сделанные в разд. 2 пункта в) настоящей статьи.

Прохождение излучения близ нейтральной токовой линии в короне — случай исключительный. Более типичной ситуацией следует признать смену знака  $H_0 \cos \alpha$  при прохождении излучения сквозь нейтральный токовый слой — так, как это представлено на рис. 8. Сказанное особенно справедливо для метрового радиоизлучения, источники которого располагаются довольно высоко в короне. В нейтральном токовом слое всегда выполняется неравенство, обратное (30), и, следовательно, распространение волн и эффекты взаимодействия здесь имеют другой характер, чем в квазипоперечном поле.

Согласно разд. 2 пункта в) при квазипродольном ( $q^2 \ll 1$ ) распространении в неоднородном магнитном поле (и в том числе при прохождении через нейтральный токовый слой) знак поляризации не меняется. В наиболее типичном случае, когда условие  $q^2 \ll 1$  выполнено по всей трассе распространения волн от источника до выхода из короны в межпланетную среду, указанное обстоятельство объясняет тесное соответствие между поляризацией метрового излучения и направлением магнитного поля в источнике (если смена знака проекции магнитного поля на направление распространения происходит в нейтральных токовых слоях короны).

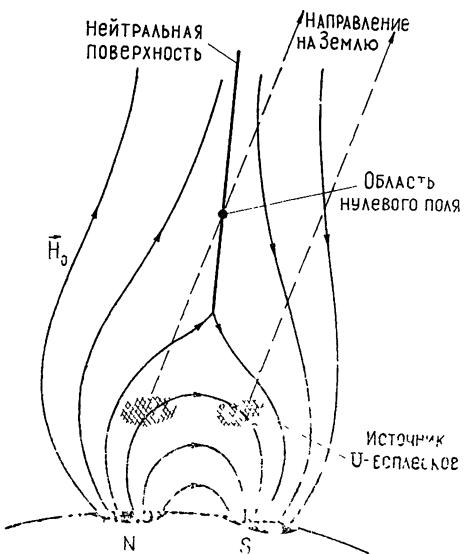


Рис. 8.

Заметим, что при выходе из источника излучения в направлениях, отвечающих квазипоперечному ( $q^2 \gg 1$ ), распространению, характер поляризации после выхода из нейтрального слоя будет зависеть от величины параметра  $G_0$  (12) в этом слое. Если  $G_0^2 \gg 1$ , то поляризация на участке трассы, где  $q^2 \ll 1$ , станет круговой с одним и тем же знаком вращения по обе стороны от слоя с  $H_0 = 0$ . В случае сильного взаимодействия,  $G_0^2 \ll 1$ , поляризация останется линейной (и, по всей вероятности, будет «замазана» вследствие сильной дисперсии фарадеевского вращения в короне; см. [2], § 23).

Однако случай  $G_0^2 \ll 1$  для достаточно плавных токовых слоев в короне реального значения не имеет, поскольку критерий  $G_0^2 \ll 1$  реализуется тогда лишь в узком интервале углов  $\alpha$  близ  $\pi/2$ . Действительно, этот критерий согласно (12) имеет место в интервале  $|\alpha - \pi/2| \ll 10^{-3}$  для  $\omega_L \sim 10^8 \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_H \sim 10^7 \text{ c}^{-1}$  и  $H_0 |dH_0/dz|^{-1} \sim 10^{10} \text{ см}$ . Существенную роль взаимодействие при прохождении нейтрального слоя может играть, если интервал  $|\alpha - \pi/2|$  увеличится, например, до значений порядка 0,1 радиана. В соответствии с (12) это

возможно только для весьма тонких токовых слоев:  $H_0 |dH_0/dz|^{-1} < < 10^4 \text{ см.}$  Этот вывод остается справедливым и при учете неоднородности плазмы в токовых слоях, в условиях, когда нарушается критерий (29).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Все изложенное в настоящей статье можно резюмировать следующим образом.

Смена знака проекции коронального магнитного поля на направление распространения солнечного радиоизлучения может происходить как в области поперечного, так и в области нулевого магнитного поля. Характер прохождения волн через область поперечного магнитного поля определяется параметром взаимодействия  $G_1 \sim 2\delta_1$ . Если  $2\delta_1 \ll 1$  (сильное взаимодействие), знак поляризации радиоизлучения сохраняется; в случае  $2\delta_1 \gg 1$  (когда взаимодействие становится слабым) знак поляризации меняется на противоположный.

Для микроволнового диапазона реализация в короне неравенств  $2\delta_1 \gg 1$  или  $2\delta_1 \ll 1$  не вызывает затруднений; соответственно при наблюдениях микроволновых всплесков и  $s$ -компоненты регистрируется как сохранение, так и обращение знака поляризации солнечного радиоизлучения.

На метровых волнах в короне параметр  $2\delta_1 \gg 1$ . Сравнительная легкость реализации этого неравенства приводит к обращению знака поляризации излучения при смене направления проекции  $H_0 \cos \alpha$  в поперечном магнитном поле. Этим обстоятельством можно объяснить наблюдавшее иногда [12] несоответствие знаков поляризации излучения, исходящего из биполярного источника, полярности пятен. Авторы работы [12], напротив, связывают указанное явление с радикальным изменением геометрии магнитных силовых линий над пятнами в области генерации радиоизлучения «кручением» биполярного магнитного поля в короне. Зарегистрированное в [15, 16] совпадение знаков поляризации  $U$ -всплесков на восходящей и нисходящей ветвях динамического спектра также свидетельствует о том, что радиоизлучение от одной из ветвей спектра проходило через область с поперечным магнитным полем в условиях, когда  $2\delta_1 \gg 1$ .

Приведенные выше примеры обращения знака поляризации радиоизлучения на метровых волнах должны рассматриваться скорее как исключение. Более обычной ситуацией является сохранение знака поляризации в процессе распространения излучения от источника до выхода из короны. Трудности с выполнением критерия  $2\delta_1 \ll 1$  на метровых волнах в короне не позволяют объяснить эффект сохранения знака поляризации в условиях, когда смена проекции  $H_0 \cos \alpha$  происходит в поперечном магнитном поле.

Сказанное дает основание заключить, что в случае сохранения знака поляризации на метровых волнах выход излучения за пределы короны происходит в иных условиях. Именно, смена знака проекции магнитного поля на направление распространения (величины  $H_0 \cos \alpha$ ) имеет место в нейтральных токовых слоях, содержащих поверхность с нулевым магнитным полем. Распространение волн через токовый слой в условиях квазипродольного приближения не меняет знака поляризации радиоизлучения.

Отметим, что случай, когда указанное приближение выполнено на всей трассе, начиная от источника и кончая выходом волн из короны, представляется наиболее типичным. Он объясняет обычно наблюдавшее соответствие знаков поляризации радиоизлучения полярности пятен, над которыми локализованы источники излучения. В более редком случае,

когда по обеим сторонам нейтрального токового слоя существуют области, где справедливо квазипоперечное распространение, ситуация становится более сложной. Именно, при условии  $p \gg 1$  (где  $p$  — из (26)) тип волны меняется на обратный при прохождении токового слоя. Это означает, что линейно-поляризованное излучение вновь становится линейно-поляризованным, а плоскость поляризации поворачивается на  $\pi/2$  (речь идет о поляризации излучения в областях, где справедливо квазипоперечное приближение). При последующем распространении характер поляризации волны меняется в соответствии с требованиями геометрической оптики (см. формулу (4)). Если же  $p \ll 1$ , в токовом слое наступает сильное линейное взаимодействие волн; в результате плоскость поляризации сохраняется неизменной. При промежуточных значениях  $p \sim 1$  характер поляризации волн после прохождения токового слоя зависит от координаты вдоль луча: он может быть линейным, циркулярным или эллиптическим; излучение содержит волны двух типов — обычные и необычные. Соответственно в области квазипоперечного приближения характер поляризации меняется вдоль луча и зависит от конкретного сдвига фаз между волнами: линейный становится эллиптическим, затем становится циркулярным и т. д., в соответствии с эффектом Коттона—Мутона.

И, наконец, возможен вариант, когда по одну сторону от токового слоя существует область квазипоперечного распространения (включающая в себя источник излучения), а по другую сторону от токового слоя везде остается справедливым квазипродольное приближение. В этом случае при  $p \gg 1$  линейно-поляризованное излучение, соответствующее волнам одного типа, при подходе к плоскости  $H_0 = 0$  становится циркулярно поляризованным, со знаком поляризации, отвечающим данному типу волны. После прохождения через такой слой знак поляризации сохраняется, т. е. он по-прежнему соответствует тому типу волн, который генерируется в источнике. Если учесть, что в условиях короны для достаточно толстых токовых слоев ( $L > 10^4$  см) условие  $p \gg 1$  реализуется в весьма широком интервале углов падения волн на токовый слой, мы можем из сказанного заключить, что и в этом варианте распространения волн через токовый слой сохраняется соответствие между типом волны, испущенной из источника, и наблюдаемым характером поляризации радиоизлучения. В тех случаях, когда нейтральный токовый слой достаточно тонкий ( $L < 10^4$  см), становится возможной реализация неравенства  $p \ll 1$ . Здесь линейная поляризация волны сохраняется при прохождении через токовый слой, однако ее регистрация будет затруднительной из-за сильной частотной дисперсии угла фарадеевского вращения в короне.

Авторы признательны В. Л. Гинзбургу за замечания, сделанные при чтении рукописи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, М., 1967.
2. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, изд. Наука, М., 1964.
3. В. В. Железняков, Электромагнитные волны в космической плазме, изд. Наука, М., 1977.
4. K. G. Budden, Proc. Roy. Soc., 215, 215 (1952); Radio waves in the ionosphere, Cambridge, 1961.
5. M. H. Cohen, Appl. J., 133, 978 (1961).
6. В. В. Железняков, Е. Я. Злотник, Астрон. ж., 40, 633 (1963).
7. Ю. А. Кравцов, О. Н. Найдя, ЖЭТФ, 71, 237 (1976).
8. D. B. Melrose, Austral. J. Phys., 27, 43 (1974).
9. Ю. А. Кравцов, ДАН СССР, 183, 79 (1968).
10. D. B. Melrose, Proc. Astron. Soc. Austral., 2, 208 (1973).

11. Н. Г. Петерова, Ш. Б. Ахмедов, Астрон. ж., 50, 1220 (1973).
12. D. J. McLean, R. V. Sheridan, Solar Phys., 26, 176 (1972).
13. В. В. Железняков, ЖЭТФ, 73, вып. 2 (1977).
14. E. G. Harris, Nuovo Cim., 23, 115 (1962).
15. A. O. Benz, M. Berger, P. Santin, The polarization of U-shaped solar radio bursts, Preprint, 1976.
16. В. В. Фомичев, И. М. Черток, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 20, № 9, 1255 (1977).
17. K. V. Sheridan, D. J. McLean, S. F. Smerd, Astrophys. Lett., 15, 139 (1973).

Научно-исследовательский радиофизический институт,  
Горький, СССР

## RADIO WAVE PROPAGATION IN THE INHOMOGENEOUS MAGNETIC FIELD OF THE SOLAR CORONA

V. V. Zheleznyakov, E. Ya. Zlotnik

Various types of linear coupling between ordinary and extra-ordinary waves in the coronal plasma with the inhomogeneous magnetic field and the effect of this phenomenon upon the polarization characteristics of solar radio emission are considered. A qualitative analysis of the wave equation indicates that in a rarefied, plasma the coupling effects may be displayed in a sufficiently weak magnetic field or at the angles between the magnetic field and the direction of wave propagation close enough to zero or  $\pi/2$ . The wave coupling parameter are found for these three cases.

The radio wave propagation through the region with a quasi-transverse magnetic field and through the neutral current sheet is discussed more in detail. In the first case the problem is solved by the phase integral method and by the «quasi-isotropic» approximation method. The second case—propagation of radio waves through the current sheet—deals with the existence of a new type of linear coupling occurring when a wave travels from one region of quasi-transverse propagation into another through the region of the zero magnetic field. It is noted that in the case of quasi-longitudinal propagation in the inhomogeneous magnetic field the sense of rotation of a circularly-polarized wave does not change (including the case of propagation through the neutral current sheet). A qualitative picture of coupling in such a layer is supported by a numerical solution of the «quasi-isotropic approximation» equations. The role of the coupling effects in formation of polarization characteristics of different components of solar radio emission has been investigated. For cm wave range, the polarization is essentially dependent on the conditions in the region of the transverse magnetic field. In particular, the change in the circular polarization sense over the range observed sometimes in microwave bursts and the presence of bipolar sources of the *s*-component are due to a strong coupling in the transverse magnetic field. At the meter wavelength the criterion of a strong coupling in the region of quasi-transverse propagation in the corona is not valid as a rule. Therefore the «bipolar» structure of sources of meter waves may be due to propagation through neutral current sheets in the corona (under the conditions when the coupling in these layers is absent and the sense of polarization of radio emission remains unchanged).