

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА И ПЛАНЕТ

В. В. Железняков

Среди объектов, изучаемых радиоастрономией, важное место занимает солнечное радиоизлучение. За сравнительно короткий промежуток времени—около 10 лет—накоплен значительный экспериментальный материал, дающий представление о характере солнечного радиоизлучения, о его связи с солнечной активностью и различными геофизическими явлениями: возмущениями магнитного поля Земли, вариациями космических лучей, изменением условий распространения радиоволн и т. д.

В последние годы установлены весьма интересные и существенные для понимания природы спорадического радиоизлучения факты, связанные с видом динамического спектра мощных всплесков солнечного радиоизлучения; обнаружены, в частности, гармоники в радиоизлучении некоторых типов всплесков. Кроме того, получено распределение интенсивности радиоизлучения по диску «спокойного» Солнца и обнаружен, наконец, эффект увеличения яркости к краю диска, предсказанный ранее из теоретических соображений.

Однако, для того чтобы понять природу связей солнечного радиоизлучения со сложным комплексом явлений на Солнце и на Земле и иметь возможность судить на основании радионаблюдений о строении верхних слоев солнечной атмосферы и происходящих в ней процессах, необходимо создать последовательную теорию радиоизлучения Солнца. Теория теплового радиоизлучения, выдвинутая Гинзбургом¹, Шкловским² и Мартиным³, хорошо объясняет круг явлений, относящихся к радиоизлучению «спокойного» Солнца и дает важные сведения о температуре и плотности солнечной короны и хромосферы.

До сих пор, однако, остается не вполне ясным происхождение другой, спорадической компоненты солнечного радиоизлучения. Многие теории, претендовавшие на объяснение неравновесной составляющей солнечного радиоизлучения, оказались не в состоянии объяснить ее особенности, не вступая при этом в противоречие с физическими условиями в солнечной оболочке. Более того, сейчас не существует даже единого мнения относительно модельных представлений о механизме генерации спорадического радиоизлучения.

Приведенные выше замечания о значении теоретических и экспериментальных исследований солнечного радиоизлучения в полной мере относятся и к изучению недавно обнаруженного радиоизлучения Юпитера, Марса и Венеры. Имеющийся довольно значительный экспериментальный материал о спорадическом радиоизлучении Юпитера позволяет сделать некоторые предположения о происхождении этого радиоизлучения^{6, 7}. Ясно, однако, что теория радиоизлучения планет делает сейчас

лишь первые шаги и будет развиваться по мере расширения наших знаний о характере этого излучения.

В обзоре обсуждаются статьи, посвященные экспериментальному и теоретическому исследованию радиоизлучения Солнца и планет, опубликованные главным образом в 1953—1957 гг.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЦА

Радиоизлучение Солнца впервые было обнаружено в 1942—1943 гг. (Саутсвортс⁸ на волнах $\lambda=1,25$; 3 и 10 см и Хей⁹ на волнах $\lambda=4\div 6$ м). Однако систематические наблюдения начались с 1946 г.

Солнечное радиоизлучение исследуется в широком диапазоне, начиная с миллиметровых волн и кончая волнами длиной $\sim 15\div 20$ м. Со стороны длинных волн диапазон ограничен увеличивающейся с ростом длины волн непрозрачностью ионосферы, тогда как прием миллиметровых волн становится затруднительным вследствие поглощения радиоволн молекулами O_2 и H_2O в атмосфере Земли (см., например, ¹⁰, § 84). Кроме того, при исследовании длинноволнового солнечного радиоизлучения существенную роль играют трудности, связанные с выделением радиоизлучения Солнца на фоне интенсивного космического излучения.

Интересно отметить, что в диапазоне миллиметровых волн измерения солнечной радиации проводились как оптическим методом ^{11, 12} ($\lambda \sim 1\div 3$ мм), так и радиометодами ¹³ ($\lambda = 3,2$ мм), так что в этом диапазоне два основных способа изучения космических объектов фактически сошлись.

§ 1. Радиоизлучение «спокойного» Солнца

Измерения интенсивности солнечного радиоизлучения указывают на существование нижней границы интенсивности, которая обычно принимается за уровень излучения «спокойного», невозмущенного Солнца. Повышение уровня радиоизлучения связано, как правило, с появлением на Солнце активных областей (главным образом пятен и факельных полей). Кроме того, на записи интенсивности радиоизлучения видны многочисленные всплески, особенно часто возникающие в метровом диапазоне волн.

Интенсивность «спокойного» Солнца не одинакова на различных частотах: отнесенная к оптическому диску эффективная температура Солнца $T_{\text{эфф}} \odot$ изменяется от $\sim 7000^\circ \text{K}$ на волне длиной 0,85 см ²² до 10^6 °K на волнах $\lambda \sim 2\div 4$ м*).

Зависимость $T_{\text{эфф}} \odot (\lambda)$ близка к линейной в интервале по λ от ~ 4 см до $\sim 1,5$ м, где она хорошо аппроксимируется соотношением

$$T_{\text{эфф}} \odot \text{ (в град.)} = 5 \cdot 10^3 \lambda \text{ (в см.)}.$$

В миллиметровом диапазоне следует ожидать значений $T_{\text{эфф}} \odot$, близких

*) Как известно, эффективная температура радиоизлучения, отнесенная к оптическому диску Солнца, $T_{\text{эфф}} \odot$ определяется из соотношения

$$I_{\odot} = 2\pi\kappa T_{\text{эфф}} \odot \left(\frac{R_{\odot}}{\lambda R_{\oplus}} \right)^2,$$

где I_{\odot} — интенсивность солнечного радиоизлучения на орбите Земли, κ — постоянная Больцмана, R_{\odot} — оптический радиус Солнца, R_{\oplus} — расстояние от Солнца до Земли.

к температуре фотосферы (5700°K), что подтверждается измерениями Хагена²² ($T_{\text{эфф}}\odot = 6740^\circ\text{K} \pm 10\%$ на $\lambda = 8,5$ м.м.). Однако, по данным Синтона¹¹, $T_{\text{эфф}}\odot \approx 375^\circ\text{K}$ в диапазоне $1 \div 3$ м.м. По-видимому, столь низкая величина $T_{\text{эфф}}\odot$ обусловлена молекулярным поглощением кислорода и паров воды в земной атмосфере. Заметим, что относительное поглощение излучения на $\lambda = 8,5$ м.м. менее существенно, чем на волнах $1 \div 3$ м.м. (см. в этой связи¹⁰, § 84).

Эффективная температура Солнца на волне $7,5$ м.м. составляет 6000°K ²³; для $\lambda = 6$ м.м. — $T_{\text{эфф}}\odot = 4500^\circ\text{K}$ ²⁴, т. е. значительно ниже оптической температуры (5700°K). Таким образом, радионаблюдения указывают как будто на существование минимума температуры в слоях, расположенных на высоте в несколько тысяч километров над уровнем фотосферы.

Связанное с солнечными пятнами повышенное радиоизлучение в метровом диапазоне хорошо коррелирует с площадью пятен, расположенных около центрального меридиана, а на более коротких волнах — с площадью пятен, видимых на диске Солнца²⁵. Поэтому интенсивность радиоизлучения невозмущенного Солнца обычно находится путем экстраполяции соответствующей площади пятен до нуля (рис. 1)²⁶.

Применение указанного метода (вполне корректного в метровом диапазоне волн) к определению интенсивности основного уровня на дециметровых волнах приводит к существенным ошибкам^{27, 28}.

Дело в том, что радиоизлучающая фаза пятна, равная на волнах $\lambda \sim 1 \div 5$ м оптическому времени жизни пятна, увеличивается с ростом частоты: на волнах $\lambda \sim 10 \div 30$ см повышенное излучение не исчезает вместе с распадом группы пятен и часто наблюдается еще в течение одного-двух периодов вращения Солнца²⁹. Отсюда следует, что во время усиленной пятнообразовательной деятельности Солнца интенсивность солнечного радиоизлучения, полученная при экстраполяции площади видимых на диске пятен до нуля, включает в себя значительную часть повышенного излучения, связанного с уже распавшимися группами пятен.

Для получения правильных значений основного уровня радиоизлучения Солнца на сантиметровых и дециметровых волнах следует сопоставлять интенсивность радиоизлучения не с площадью пятен на диске Солнца, а с площадью факельных полей (хромосферных флоккул), с которыми, как показывают наблюдения³⁰⁻³², связано повышенное радиоизлучение в этом диапазоне*).

Использованная в^{34, 35} ошибочная методика обработки наблюдений, не учитывающая радиоизлучения уже распавшихся пятен, делает бездоказательными утверждения авторов этих работ об установлении факта изменения интенсивности радиоизлучения «спокойного» Солнца на протяжении цикла солнечной активности. Заметим, что принципиальная возмож-

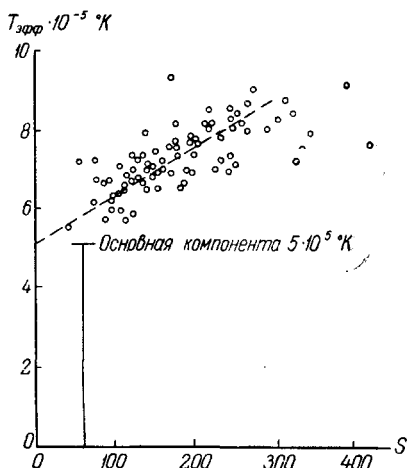


Рис. 1. Зависимость $T_{\text{эфф}}\odot$ от видимой площади пятен S на частоте 600 Мгц.

*) Как известно, хромосферные флоккулы появляются почти одновременно с соответствующей группой пятен и существуют после распада группы в течение времени, в два-три раза превосходящего время жизни группы³³.

ность подобных вариаций основного уровня радиоизлучения связана с изменением электронной плотности в короне в течение солнечного цикла*).

При исследовании радиоизлучения «спокойного» Солнца наиболее интересной и трудной проблемой является изучение распределения радиояркости по диску Солнца. Результаты, полученные при решении этой задачи, имеют важное значение для подтверждения теории теплового радиоизлучения невозмущенного Солнца. Радиоизотопы солнечного радиоизлучения могут дать ценные сведения о распределении температуры и электронной концентрации в солнечной короне и хромосфере.

Первые наблюдения радиоизлучения Солнца во время полного солнечного затмения 20 мая 1947 г., проведенные в Бразилии по инициативе Н. Д. Папалекси, показали, что эффективный радиодиаметр Солнца в 1,35 раза превосходит величину оптического диаметра ($\lambda=1,5$ м), и, следовательно, радиоизлучение Солнца в этом диапазоне обязано своим происхождением короне^{37**}).

Затменные наблюдения на волнах 1,5 м, 10 см и 3,2 см свидетельствуют об уменьшении радиодиаметра Солнца в период ослабления солнечной деятельности^{38,39}. Интерферометрические измерения О'Брайена ($\lambda=1,4$ м⁴⁰) также указывают на изменение размеров Солнца в радиолучах. Это изменение находится в хорошем соответствии с ходом интенсивности свечения корональной линии λ 5303 Å⁴¹ и связано, по всей вероятности, с убыванием плотности в короне во время наблюдений (1951—1952 гг.). Однако тщательные наблюдения на $\lambda=21$ см не обнаружили никаких изменений в форме и протяженности радиосолнца⁴².

Расчеты распределения радиояркости «спокойного» Солнца, основанные на представлении о тепловом характере основной компоненты радиоизлучения, показывают, что на сантиметровых и дециметровых волнах должно наблюдаться увеличение яркости к краю солнечного диска. Указанный эффект связан с тем обстоятельством, что значительная доля радиоизлучения, исходящего из центральной части диска, связана с хромосферой, в то время как излучение периферийных областей солнечного диска обусловлено более «горячей» короной. Увеличение яркости должно исчезать на метровых волнах, поскольку в этом диапазоне практически все излучение обязано своим происхождением короне, причем оптическая толщина короны в центре диска больше единицы (подробнее см. § 4).

Первые попытки установить увеличение радиояркости на лимбе Солнца были сделаны во время затмения 1 ноября 1948 г. Из наблюдений на волне 10 см⁴³ как будто следовало существование уярчения, предсказанного Мартиным еще в 1946 г.^{3,44}. Напротив, авторы работы⁴⁵, основываясь на измерениях интенсивности солнечного радиоизлучения во время того же затмения, пришли к прямо противоположному выводу об отсутствии яркого кольца в дециметровом диапазоне.

Дальнейшие измерения с целью обнаружить уярчение были приняты Станье⁴⁶ на интерферометре с переменной базой ($\lambda=60$ см). Оказалось, однако, что зависимость между радиояркостью и расстоянием от центра солнечного диска имеет монотонный ход с постепенным потемнением к краю диска (рис. 2, пункт).

*) Согласно³⁶ электронная концентрация в короне изменяется в 1,7 раза во время пика активности, что должно привести к изменению интенсивности радиоизлучения невозмущенного Солнца на дециметровых волнах ~ в 2 раза.

**) Эффективный радиус Солнца $R_{\text{эфф}}$ определяется из соотношения $\pi R_{\text{эфф}}^2 / \pi R_{\odot}^2 = I_0 / (I_0 - I_{\text{min}})$, имеющего ясный физический смысл. Здесь πR_{\odot}^2 — площадь солнечного диска, закрываемого Луной во время полного солнечного затмения; I_0 и I_{min} — интенсивности радиоизлучения до затмения и в момент полной фазы затмения.

Отрицательный результат наблюдений Станье значительно повысил интерес к решению этой проблемы. Дело в том, что подтверждение факта отсутствия увеличения яркости могло поставить под сомнение или напик знания о физических условиях в верхних слоях солнечной атмосферы или правильность интерпретации радиоизлучения «спокойного» Солнца как теплового излучения солнечной короны и хромосферы. Проведенные после этих наблюдений интенсивные исследования позволили получить распределение эффективной температуры излучения по солнечному диску в широком интервале длин волн от 8,5 мм до 8 м.

Надежные данные о распределении радиояркости в дециметровом диапазоне волн ($\lambda=10, 21$ и 60 см^{42, 47-49}) получены с помощью антенных систем высокой разрешающей силы, работающих по принципу дифракционной решетки. Достоинством наблюдений с использованием подобных систем является (в отличие от затменных наблюдений и измерений на интерферометрах с переменной базой) то, что они позволяют полностью освободиться от ошибок, вызванных влиянием активных в радиодиапазоне областей, локализованных на Солнце.

Примером такой системы может служить один из многоэлементных интерферометров на волне 21 см, состоящий из 32 параболических антенн, расположенных вдоль линии восток—запад^{50, 51}. Диаграмма направленности представляет собой совокупность лепестков шириной 3', разделенных интервалами в 1,7°. Поскольку угловой диаметр Солнца (30') меньше расстояний между лепестками, солнечное радиоизлучение принимается одновременно лишь на один лепесток, причем мощность на выходе приемного устройства пропорциональна интенсивности излучения узкой полоски солнечного диска шириной 3' (ширина лепестка в плоскости, перпендикулярной к оси интерферометра, много больше угловых размеров Солнца). При прохождении Солнца через лепесток на записи сразу вычерчивается кривая одномерного распределения яркости. Радиоизлучение «спокойного» Солнца можно отделить от повышенного излучения локальных районов путем совмещения большого числа ежедневных записей радиоизлучения (рис. 3). Одномерное распределение радиояркости невозмущенного Солнца будет, очевидно, изображаться кривой, огибающей снизу совокупность совмещенных записей.

На рис. 4 приведены полученные Кристиансенем и Уорбертоном⁴² радиальные распределения эффективной температуры радиоизлучения на $\lambda=21$ см в различных направлениях по отношению к оси вращения Солнца. Построенные с помощью этих распределений радиоизотопы Солнца приведены на рис. 5. Форма изотоп свидетельствует о значительном отклонении распределения радиояркости от круговой симметрии*). Область с наибольшей яркостной температурой лежит в экваториальном направлении на лимбе Солнца. Весьма существенной особенностью распределения является то, что степень уярчения уменьшается с удалением от экватора;

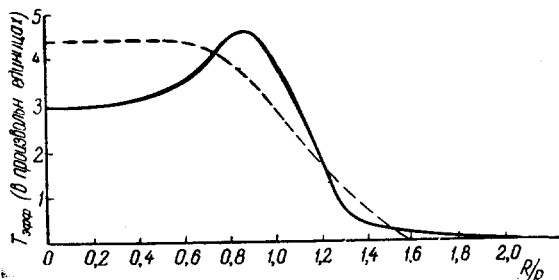


Рис. 2. Радиальное распределение яркостной температуры $T_{эфф}$ на волне 60 см⁴⁸. Пунктирной линией обозначено распределение Станье⁴⁶.

*) На эллиптичность формы Солнца в радиолучах указывают также затменные наблюдения^{53, 54}.

на широте около 60° уярчение исчезает, и для радиальных направлений, составляющих с осью Солнца угол меньше 30° , $T_{\text{эфф}}$ плавно спадает по мере удаления от центра диска.

Изменение радиояркости вдоль солнечного радиуса, полученное в 1954—1955 гг. на волне 60 см, показано на рис. 2 сплошной линией⁴⁸. Обработка результатов измерений велась в предположении, что распределение обладает круговой симметрией, хотя наблюдения указы-

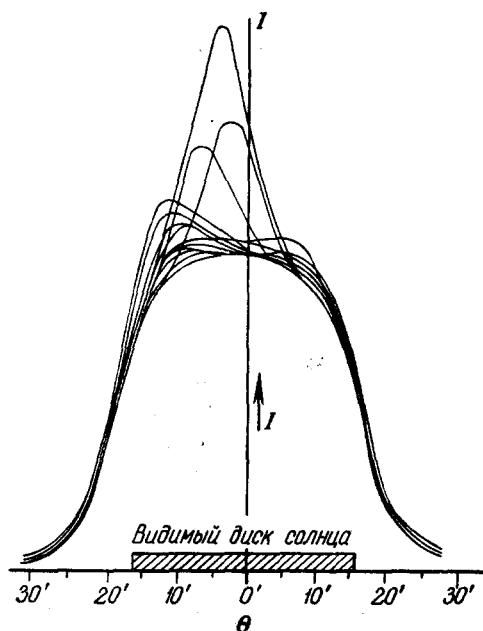


Рис. 3. Совмещенные ежедневные записи одномерного распределения радиояркости по диску Солнца ($\lambda=60$ см⁴⁸). θ — угловое расстояние от центра диска.

Ханссена, влияние которых не было полностью исключено в процессе обработки наблюдений.

Ковингтон и Бротен⁴⁹, используя волноводную щелевую антенну типа дифракционной решетки, обнаружили на волне 10,3 см кольцо на лимбе Солнца, радиояркость которого в два раза выше яркости центра диска ($T_{\text{эфф}}$ центра диска 21 750° К, см. рис. 7, а). Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими расчетами Хагена⁵⁵. На $\lambda=7,5$ см максимальная эффективная температура на лимбе составляет 2,5 $T_{\text{эфф}}$ в центре диска⁵⁶.

В работе⁵⁷ приведено распределение $T_{\text{эфф}}$ по диску для $\lambda=3,2$ см, полученное из затменных и интерферометрических наблюдений (рис. 7, б). Из рисунка видно, что на этой волне, помимо повышения яркости на лимбе, имеет место уярчение в центре диска. Обнаруженный эффект нуждается еще в тщательной проверке⁵⁸).

*) R_\odot — оптический радиус Солнца, равный $6,95 \cdot 10^{10}$ см.

**) Существование яркого кольца на лимбе для волн длиной 3 см подтверждается также затменными наблюдениями⁵⁹⁻⁶¹. Авторы статьи³⁹ припили, однако, к противоположному заключению об отсутствии уярчения на $\lambda=3,2$ см. Измерения на $\lambda=8,5$ мм⁵⁸ также свидетельствуют о повышении яркости на лимбе и в середине солнечного диска. Заметим, что уярчение на краю диска на миллиметровых волнах обусловлено не влиянием короны (вклад которой в радиоизлучение на этих волнах очень мал), а связано с инверсией температуры в хромосфере²².

вали на заметную эллиптичность короны в радиолучах. Распределение, полученное в работе⁴⁸, резко отличается от результатов Станье наличием уярчения на краю диска. Кривая Станье, по всей вероятности, не отражает действительного распределения радиояркости вследствие искажений, внесенных радиоизлучением солнечных пятен в измерения, выполненные интерференционным методом.

О'Брайен и Тандберг-Ханссен⁵², исходя из результатов наблюдений на двухантенных интерферометрах, построили изофоты солнечного радиоизлучения на волне 60 см (рис. 6). Из рис. 6 следует, что область, имеющая максимальную яркость, находится на расстоянии 0,6 R_\odot от центра Солнца, тогда как согласно⁴⁸ эта область смещена на величину 0,9 R_\odot от центра диска (см. рис. 2)*). Указанные различия также связаны, по-видимому, с наличием активных районов на Солнце в период наблюдений О'Брайена и Тандберга-

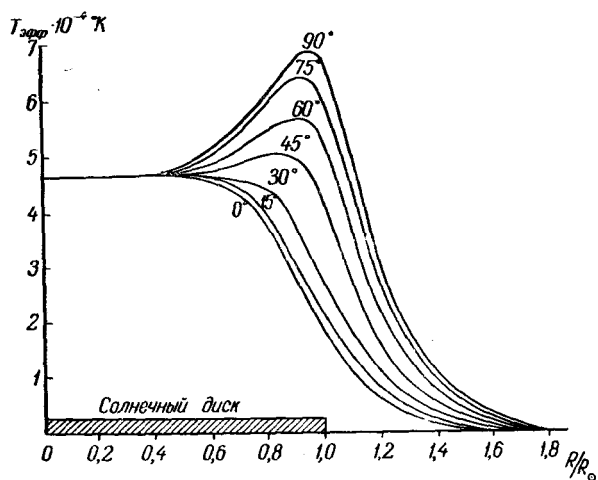


Рис. 4. Радиальное распределение $T_{\text{эфф}}$ по солнечному диску на $\lambda=21 \text{ см}$ в различных направлениях по отношению к оси вращения Солнца ⁴².

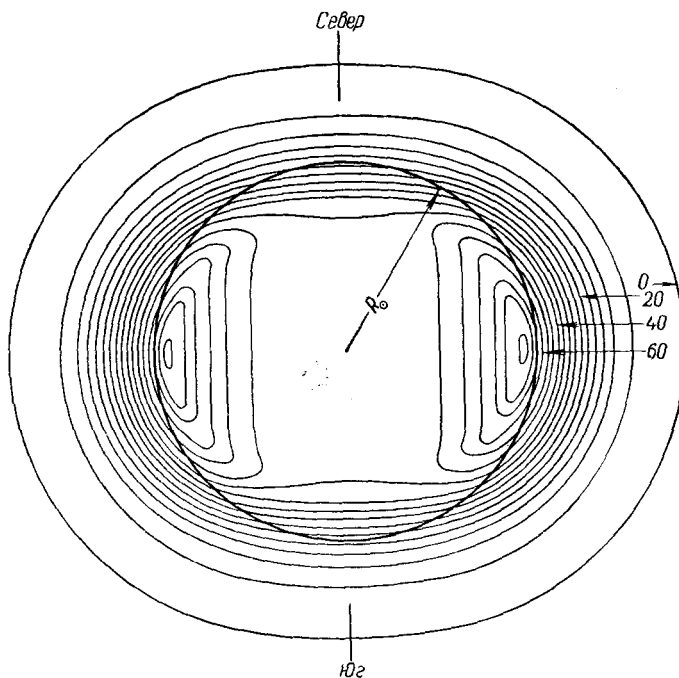


Рис. 5. Радиоизофоты «спокойного» Солнца на $\lambda=21 \text{ см}$ в период минимума солнечной активности. Контурны проведены через интервалы $4 \cdot 10^3 \text{ K}$. Эффективная температура в центре диска $4,7 \cdot 10^4 \text{ K}$, максимальная температура $6,8 \cdot 10^4 \text{ K}$.

Распределение интенсивности радиоизлучения по солнечному диску в диапазоне метровых волн найдено О'Брайеном⁴⁰ из наблюдений на интер-

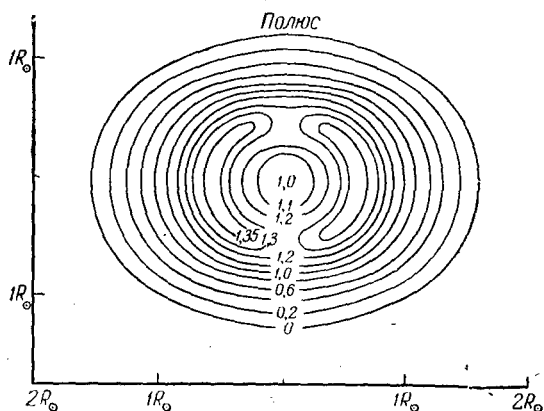


Рис. 6. Радиоизофоты солнечного излучения на волне 60 см⁵² $T_{эфф}$ в центре диска принята за единицу.

диальное распределение радиояркости, выведенные из наблюдений

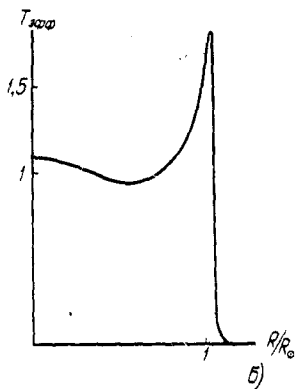
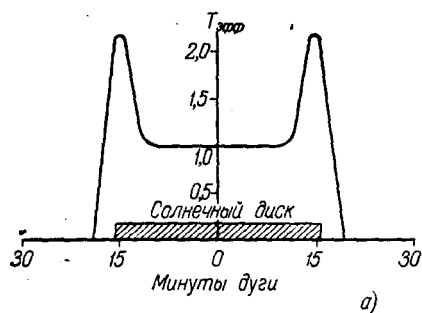


Рис. 7. Радиальное распределение $T_{эфф}$ по диску Солнца: а) $\lambda = 10,3$ см⁴⁹; б) $\lambda = 3,2$ см⁵⁷.

ферометрах с переменной базой. Радиальные распределения на волнах 1,4; 3,7 и 7,9 м, построенные в предположении о круговой симметрии Солнца в радиолучах, приведены на рис. 8. Характерной особенностью полученных кривых является монотонный ход с постепенным уменьшением радиояркости по мере удаления от центра диска.

О'Брайен получил также изофоты солнечного радиоизлучения на волне 1,4 м, сжатые в направлении оси вращения Солнца. Степень эллиптичности короны и ра-

диального распределения радиояркости, выведенные из наблюдений солнечного затмения 30 июня 1954 г. на $\lambda = 1,5$ м⁶², хорошо согласуются с данными О'Брайена⁴⁰. Результаты Мейчина [на волне 3,7 м³⁶ также находятся в довольно хорошем состоянии с распределением О'Брайена. Однако проведенные в 1954 г. интерференционные измерения Файр-

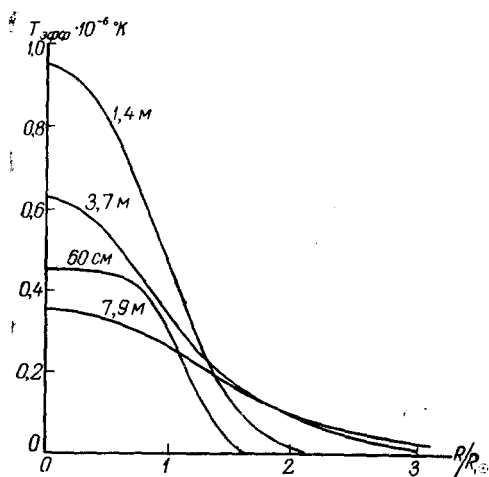


Рис. 8. Распределение радиояркости по солнечному диску на волнах длиной 60 см⁴⁶ и 1,4; 3,7 и 7,9 м⁴⁰.

ора⁶⁴ указывают на повышение радиояркости у края диска. Таким образом, вопрос о характере распределения интенсивности радиоизлучения на вол-

не 1,5 м нуждается в дальнейшем уточнении. Следует отметить, что наблюдаемая интенсивность излучения из внешних частей короны больше своей теоретической величины⁶⁵ (см. в этой связи замечания, сделанные в § 4).

§ 2. Повышенное радиоизлучение, связанное с солнечными пятнами

Понятие об уровне радиоизлучения «спокойного» Солнца является, по существу, определенной идеализацией, введенной для обозначения величины излучения Солнца при условии, что на Солнце нет никаких локальных источников радиоизлучения. В действительности Солнце никогда не бывает совершенно спокойным: бурные процессы в солнечной атмосфере приводят к возникновению излучающих в радиодиапазоне локальных областей, число и эффективность которых зависят от фазы солнечного цикла.

Интенсивность повышенного радиоизлучения уменьшается с ростом частоты: если в метровом диапазоне интенсивность локальных источников иногда в $10^2 \div 10^3$ раз превышает уровень излучения «спокойного» Солнца, то на дециметровых волнах повышенное радиоизлучение лишь в десятки раз превосходит радиоизлучение невозмущенного Солнца, а на волне $\lambda = 10$ см уровень радиоизлучения изменяется не более чем в три раза⁶⁶. На дециметровых и сантиметровых волнах повышенное радиоизлучение хорошо коррелирует с площадью пятен на солнечном диске²⁵. Согласно⁶⁷ интенсивность связанного с пятнами излучения на $\lambda = 10,7$ см пропорциональна площади пятна в первые 15 дней его существования; когда активный центр становится старше, его излучение не уменьшается так же быстро, как площадь пятна, и остается после его распада. Наблюдения показывают³⁰⁻³², что фактически медленно меняющееся радиоизлучение на волнах ~ 30 см связано с кальциевыми флоккулами, возникающими за несколько часов до появления группы пятен и существующими еще несколько десятков дней после ее распада*).

Ковингтон⁶⁸ установил, что радиоизлучающая область в этом диапазоне перемещается по сфере радиуса $1,1R_{\odot}$; источники повышенного радиоизлучения совпадают с корональными конденсациями, расположенными в короне над активными пятнами и группами флоккул⁷¹. По оценкам²⁵ $T_{\text{эфф}}$ коронального сгущения составляет $5 \cdot 10^5$ – 10^6 °K.

Повышенное радиоизлучение на сантиметровых и дециметровых волнах не обнаруживает такой высокой направленности, как в метровом диапазоне; радиоизлучение возникает раньше, чем видимое пятно покажется из-за края диска, и исчезает после того, как пятно перестает быть видимым вследствие вращения Солнца⁶⁷⁻⁷⁰. В очень грубом приближении интенсивность радиоизлучения $I \sim \cos \Theta$, где Θ — долгота источника по отношению к центральному меридиану⁷²⁻⁷⁴. Согласно данным, приведенным в²⁵, медленно меняющаяся компонента радиоизлучения частично поляризована по кругу, причем степень поляризации достигает 10%. Знак поляризации отвечает необыкновенной волне.

Как уже указывалось, среднее время радиоизлучающей фазы локальных источников уменьшается с ростом длины волны и на метровых волнах равно времени существования пятен²⁹. Это обстоятельство в совокупности с другими факторами (прежде всего высокой интенсивностью излучения в диапазоне метровых волн) указывает на то, что радиоизлучение на метровых волнах не связано с корональными сгущениями (время жизни которых больше существования группы пятен) и обусловлено каким-то

*) Повышение уровня радиоизлучения может быть связано также с появлением протуберанцев и интенсивных корональных лучей^{39, 41, 45}.

неравновесным механизмом генерации. С другой стороны, влияние конденсаций становится незаметным и на очень высоких частотах. Так, например, в период высокой активности, когда радиоизлучение на частоте 2800 *Мгц* изменялось в два раза, на $f=24\,000$ *Мгц* интенсивность оставалась постоянной с точностью до 5%⁷⁵.

Таким образом, связанное с корональными сгущениями радиоизлучение сказывается в основном на волнах длиной 3÷30 см. Вальдмайер⁶⁶, Пиддингтон и Миннет²⁵ интерпретировали его как тепловое излучение корональных конденсаций. С этой точки зрения становится понятным преобладание необыкновенной компоненты в радиоизлучении конденсаций, поскольку оптическая толщина конденсации для необыкновенной волны больше соответствующей величины для обыкновенного луча.

Как уже указывалось, отнесенная к оптическому диску $T_{\text{эфф}}$ повышенного излучения в диапазоне метровых волн достигает значений $10^8 \div 10^9$ °K при появлении активных пятен больших размеров. При этом $T_{\text{эфф}}$ «радиопятна», диаметр которого $\sim 5 \cdot 10^9$ см, составляет $\sim 10^{10} \div 10^{11}$ °K.

Интенсивность связанного с пятном радиоизлучения имеет максимум на волнах около 2÷4 м и спадает в сторону как дециметровых волн, так и волн длиной 6÷10 м. Спектр радиоизлучения не остается неизменным с течением времени: так, например, 25 февраля 1947 г. за 3 часа максимум интенсивности переместился со 150 *Мгц* на частоту 75 *Мгц*⁷⁶. По наблюдениям Уайлда⁷⁷, спектр заметно меняется за время порядка 20 мин. Повышенное радиоизлучение обнаруживает тесную связь с площадью пятен, расположенных около центрального меридиана⁷⁸. Сильная зависимость интенсивности радиоизлучения на частотах ниже 600 *Мгц* от положения пятен относительно центрального меридиана указывает на направленный характер излучения, связанного с пятнами⁷⁹⁻⁸¹. Средняя ширина диаграммы направленности радиоизлучения пятен, определенная по точкам половинной мощности, равна 15, 20 и 36° соответственно на частотах 81,5; 175 и 500 *Мгц*²⁹. Следует заметить, однако, что в ряде случаев степень направленности не столь велика⁸³.

Область солнечного диска, активная в радиоизлучении, расположена около пятен или групп пятен, причем размеры источника радиоизлучения порядка размеров пятен ($\lambda=1,5$ м)⁸⁴ и, во всяком случае, не превышает 10' ($\lambda=1,7$ м)⁸⁵. Наблюдения повышенного радиоизлучения, проведенные Чихачевым⁸⁶ в период низкой солнечной активности (конец 1949 г.—начало 1950 г.), показали, что средний размер радиопятен на волне 1,5 м равен 6,33' (на $\lambda=2$ м — 7,9'). Эти величины в несколько раз больше размеров групп пятен, с которыми было связано радиоизлучение ($\sim 2'$). По наблюдениям Виткевича⁸⁷, на $\lambda=3,5$ м диаметр радиопятна 11 июля 1955 г. был равен 6'÷8'*). На частоте 97 *Мгц* радиоизлучающая область расположена над фотосферой, на расстоянии порядка (0,3÷1,0) R_{\odot} от нее⁸²; на волнах $\lambda=1,5$ и 2 м среднее расстояние от источника радиоизлучения до фотосферы составляет 0,4 R_{\odot} ⁸⁶.

Результаты поляризационных наблюдений на волнах 1,7 м⁸⁵, 3 м⁸² и 5 м⁷⁸ свидетельствуют о том, что повышенное радиоизлучение состоит из двух компонент: деполаризованной и циркулярно-поляризованной,

*) Однако другие наблюдения, результаты которых также приведены в работе⁸⁷, свидетельствуют о значительно большей величине радиопятен ($\sim 20'$ на $\lambda=3,5$ м). Подобное увеличение размеров локального источника не может быть следствием рассеяния радиоволн на неоднородностях внешней короны, как это утверждается в статье⁸⁷ (см. в этой связи⁸⁸). Остается неясным, характеризует ли эта величина действительные размеры радиопятен или она является (до некоторой степени) следствием искажения интерференционной картины (по которой определялись размеры радиопятен), структурными особенностями в распределении радиоизлучения «спокойного» Солнца (нужно учесть, что определенный размер—20' близок к диаметру Солнца—30').

причем поляризованная по кругу составляющая соответствует преимущественно обыкновенному лучу. Измерения Станье ($\lambda=1,4$ и $3,7$ м, см. обзор⁸⁹) указывают на преобладание необыкновенной компоненты. Однако Станье не был уверен в том, что направление магнитного поля пятен правильно определялось в процессе наблюдений. Повышенное радиоизлучение возникает обычно при появлении на Солнце больших групп пятен, в состав которых входят крупные пятна; радиоизлучение связано, как правило, с наибольшим пятном в группе⁸². Над группами, которые сопровождаются повышенным радиоизлучением и всплесками I типа (см. § 3), существуют протуберанцы типа солнечных пятен⁹⁰ и наблюдается свечение короны в линии $\lambda=5694 \text{ \AA}$ (что указывает на температуру $\sim 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$)^{91*}. Поскольку над большими пятнами существуют сильные магнитные поля, с появлением которых и связано, по-видимому, повышение кинетической температуры в корональных струениях, а протуберанцы указанного типа образуются путем конденсации корональной плазмы (вероятно, также под действием магнитных полей), становится ясным, что приведенные выше признаки активности пятен в радиодиапазоне сводятся, по существу, к необходимости существования сильных упорядоченных магнитных полей в короне.

§ 3. Всплески солнечного радиоизлучения

Уровень радиоизлучения невозмущенного Солнца и повышенного радиоизлучения, связанного с пятнами, никогда не остается постоянным в течение сколько-нибудь значительного промежутка времени. На фоне этого излучения возникают многочисленные всплески, обладающие различными «временами жизни», интенсивностью и частотным спектром.

В каждый отдельный момент всплеск занимает ограниченный и, как правило, довольно узкий частотный интервал. По характеру изменения частотного спектра во времени все спорадические всплески можно разделить на три класса⁹². Всплески I типа не обнаруживают значительных изменений в частотном спектре в течение всего времени своего существования. Ко II типу относятся те всплески, максимум спектральной интенсивности которых перемещается по частоте со скоростью около $1/4 \text{ Мгц} \cdot \text{сек}^{-1}$. Частотный спектр всплесков III типа также имеет систематический дрейф по частоте, но скорость дрейфа значительно выше — порядка $20 \text{ Мгц} \cdot \text{сек}^{-1}$. К I типу всплесков относятся главным образом многочисленные выбросы, часто сопровождающие появление повышенного радиоизлучения; большинство остальных всплесков относится к последним двум типам^{93**}).

В зарубежной литературе всплески и повышенное радиоизлучение, связанные с пятнами, объединяются под общим названием «noise storm» (шумовая буря).

Быстрые всплески, сопровождающие появление повышенного излучения, по интенсивности иногда сравнимы с уровнем повышенного излучения^{77, 92}. Длительность всплеска увеличивается с ростом длины волны и для $\lambda=1,5 \text{ м}$ равна 2 сек , на волне 3 м — около 4 сек и на волне 4 м — около $5 \div 6 \text{ сек}$ ⁷⁰. Приведенные величины согласуются с данными Ребера⁹⁴, который установил, что длительность всплесков радиоизлучения, выраженная в секундах, равна длине волны в метрах. Для 90% всплесков время жизни лежит между $2/3$ и $3/2$ от средней длительности всплеска и не зависит от интенсивности в широком интервале амплитуд всплесков.

*) Прохождение через центральный меридиан пятен с повышенным радиоизлучением сопровождается геомагнитными возмущениями с внезапным началом⁹¹.

**) Всплески I типа возникают также при появлении эруптивных протуберанцев, движущихся со скоростью $150\text{--}300 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}$ (см. ¹⁰⁷). О всплесках, связанных с развитием протуберанцев и волокон, см. также ⁹⁰.

Согласно⁹⁴ отдельные всплески состоят из выбросов длительностью около 0,1 сек ($f=480$, 160 и 51 Мгц). Существование «тонкой структуры» всплесков подтверждается более ранними наблюдениями⁹⁵. Остается неясным, однако, все ли кратковременные всплески (с временем жизни порядка нескольких секунд) обладают тонкой структурой или она существует лишь у некоторой части всплесков.

Связанные с солнечными пятнами всплески радиоизлучения появляются, в основном, на волнах 1–3 м⁷⁰; источником таких всплесков являются локальные области, положение которых на диске Солнца совпадает с положением радиопятен. Найденные Чихачевым⁸⁶ размеры областей (6', 27 для $\lambda=1,5$ м и 7', 88 для $\lambda=2$ м) близки к средним размерам источников повышенного радиоизлучения (см. § 2).

Из теоретических соображений (см. § 5) следует, что всплески радиоизлучения I типа генерируются на уровне, где

$$\omega^2 \approx \omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 N}{m} \quad (3.1)$$

(ω_0 — собственная частота плазмы, e и m — заряд и масса электрона, N — концентрация электронов в солнечной атмосфере). Для волн от 1,5 до 3 м уровень $\omega=\omega_0$ расположен на высоте $\sim (0,03-0,1) R_\odot$ над фотосферой, т. е. область излучения всплесков I типа лежит в наиболее активных частях внутренней короны. Малая величина всплесков на волнах $\lambda < 1$ м обусловлена, по-видимому, сильным поглощением радиоизлучения в слоях хромосферы, расположенных над уровнем $\omega=\omega_0$.

Средняя ширина частотного спектра всплесков I типа равна 3–6 Мгц (для наиболее интенсивных всплесков 12 Мгц)^{96, 97}. Из формулы (3.1) следует, что размер по высоте для области генерации отдельного всплеска Δh определяется соотношением

$$\Delta h = \frac{m\omega}{2\pi e^2} \frac{dN}{dN} \Delta\omega. \quad (3.2)$$

Если $\omega \sim 4\pi \cdot 10^8$, $\Delta\omega \sim \pi \cdot 10^7$ и $dN/dh \sim 5 \cdot 10^{-2}$, то $\Delta h \sim 5 \cdot 10^8$ см. Как и повышенное радиоизлучение, связанные с пятнами всплески поляризованы⁸². Измерения поляризации всплесков на новом полириметре ($f=200$ Мгц), определяющем характер поляризации за время $\sim 1/200$ сек, позволили обнаружить ряд новых свойств поляризованных всплесков^{98, 99}. Оказалось, что всплески радиоизлучения состоят из двух компонент: деполаризованной и эллиптически поляризованной. Эллиптическая компонента обычно составляет 90% всего излучения, но иногда степень поляризации уменьшается до 50% и даже до 10%. Эти изменения не связаны с положением излучающей области на солнечном диске; возможно, однако, что они обусловлены переменами в структуре магнитного поля над пятнами. Отношение полуосей эллипса изменяется от 1 до 0,1, причем это отношение приблизительно равно отношению полуосей эллипса, полученного проектированием на плоскость солнечного диска окружности, лежащей на поверхности Солнца в области активно излучающего пятна*).

*) В литературе^{70, 100} не раз высказывалось мнение, что повышенное излучение, связанное с пятнами, не является отдельной компонентой солнечного радиоизлучения, а представляет собой результат суперпозиции наложившихся друг на друга коротких всплесков. Основанием для подобного заключения служит тот факт, что повышенное излучение обычно сопровождается более или менее интенсивными всплесками, причем такие всплески возникают и в отсутствие повышенного уровня. В пользу этого предположения свидетельствует также одинаковый характер поляризации повышенного уровня и сопровождающих его всплесков.

Существуют, однако, серьезные доводы против указанного мнения. Повышение уровня солнечного радиоизлучения не всегда сопровождается всплесками; появление

В отсутствии шумовых штормов большая часть всплесков (с временем жизни $3-15$ сек) не обнаруживает явной связи с какими-либо явлениям и солнечной активности и поэтому носит название изолированных всплесков. Помимо изолированных всплесков, иногда наблюдаются очень мощные всплески длительностью от нескольких минут до часа, во время которых $T_{\text{эфф}}$ Солнца достигает 10^{11} °K ($T_{\text{эфф}}$, отнесенная к площади вспышки, связь с которыми обнаруживают мощные всплески, составляет $10^{14}-10^{15}$ °K). Столь высокие интенсивности характерны для диапазона метровых волн; на более коротких волнах интенсивность быстро уменьшается*).

При изучении всплесков солнечного радиоизлучения ценные результаты были получены Уайлдом с сотрудниками на радиоспектрографе, работавшем в диапазоне $40-240$ Мгц^{93, 101, 102}; в выходном устройстве спектрального анализатора на киноплёнку снимался так называемый динамический спектр, в котором интенсивность солнечного радиоизлучения характеризуется степенью потемнения на диаграмме «частота—время» (см. рис. 9—11).

Как оказалось, большинство всплесков с интенсивностью $I > 5 \cdot 10^{-21}$ вт·м⁻²·гц⁻¹ в отсутствии шумовых штормов относится к III типу; отсюда следует, что изолированные всплески являются главным образом всплесками III типа.

Интенсивные всплески с большим временем жизни принадлежат к всплескам II типа. Об особенностях мощных всплесков и их связи с хромосферными вспышками и геофизическими явлениями (магнитными бурями, фёдаутами и т. д.) см. статьи^{32, 93, 105, 106}. Заметим, что всплески III типа иногда наблюдаются во время вспышек, предшествуя появлению всплесков II типа¹⁰².

На динамических спектрах всплесков II и III типов (рис. 9—11) всплески занимают две полосы, контуры которых даже в деталях повторяют друг друга. Указанное обстоятельство даёт все основания полагать, что обе полосы относятся к радиоизлучению, исходящему из общего источника. Поскольку структура одной полосы на частоте ω повторяется в другой полосе на частоте 2ω , ясно, что источник всплесков, кроме основной частоты, излучает также вторую гармонику. Из сказанного следует, что механизм генерации всплесков II и III типов должен быть существенно нелинейным.

Отношение частот излучения второй гармоники и основного тона близко к 2, но систематически меньше двух. Интенсивность второй гармоники у всплесков сравнима по величине с интенсивностью основной частоты и даже превосходит ее. Третья гармоника не обнаружена ни в случае всплесков II типа, ни для всплесков III типа. Если эта гармоника и существует, ее интенсивность меньше 0,1 интенсивности второй гармоники**).

Всплесков в некотором интервале частот слабо связано (или вообще не связано) с уровнем повышенного радиоизлучения в этом интервале. Кроме того, суммарный частотный спектр всплесков резко отличается от спектра повышенного радиоизлучения^{33, 92, 77}. Поэтому сделанное предположение представляется нам маловероятным.

*) Например, на $\lambda=10,7$ см один из наиболее мощных всплесков имел $T_{\text{эфф}} \sim 3 \cdot 10^6$ °K, что в ~ 50 раз превышает уровень «спокойного» Солнца на этой волне¹⁰³. Максимальная интенсивность связанных с хромосферными вспышками всплесков на волне $8,5$ мм составляет лишь $\sim 30\%$ от основного уровня радиоизлучения¹⁰⁴.

**) Профиль всплесков II типа на частоте ω обычно характеризуется быстрым нарастанием во времени с последующим постепенным уменьшением интенсивности. Если учесть наличие дрейфа в сторону низких частот, то нетрудно убедиться, что отмеченный временной ход связан с видом частотного спектра $I(\omega)$, в котором резкий рост сменяется более плавным уменьшением интенсивности по мере увеличения частоты ω (см. частотные спектры «основного тона» всплесков II типа на рис. 10). Согласно⁹³ подобную зависимость $I(\omega)$ можно объяснить, предполагая, что вызывающий всплески

Из рис. 9—11 следует, что частота, соответствующая максимуму спектральной интенсивности, обычно уменьшается с течением времени.

Оценки показывают, что наблюдаемый дрейф нельзя объяснить различием в групповой скорости радиоволн на различных частотах при прохождении всплеска через корональную плазму.

Отсутствие поляризации радиоизлучения всплесков II и III типов не позволяет связать дрейф с изменением величины магнитного поля, определяющего частоту генерируемого радиоизлучения*). Если, наконец, частота всплеска зависит от собственной частоты плазмы ω_0 , то мыслимы две модели излучения всплесков II и III типов: дрейф может возникать, во-первых, при излучении всплесков из плотного облака, расширяющегося в короне, во-вторых, при движении некоторого агента, вызывающего всплески, через солнечную корону и хромосферу. При этом дрейф будет направлен в сторону меньших частот, если агент движется от Солнца и, наоборот, частота станет возрастать, когда агент перемещается в обратном направлении. Скорость перемещения агента в радиальном направлении можно оценить с помощью соотношения (3.1) по наблюдаемой скорости дрейфа:

$$\omega \approx 2 \frac{d \ln \omega}{\frac{d \ln N}{dt}}. \quad (3.3)$$

В начале процесса развития скорость агента для всплесков

Рис. 9. Всплеск солнечного радиоизлучения II типа ($23^h 50^m$ 21 ноября 1952 г.): а—динамический спектр излучения (контуры интенсивности соответствуют уровням $5 \cdot 10^{-21}$ и $20 \cdot 10^{-21}$ $\text{вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$); б—частотный спектр излучения (вторая гармоника нанесена пунктиром).

III типа составляет $3 \cdot 10^9 \div 10^{10}$ $\text{см} \cdot \text{сек}^{-1}$; для всплесков II типа скорость $\omega \sim 500$ $\text{км} \cdot \text{сек}^{-1}$ ^{93, 102}.

агент, находясь в данный момент в слоях короны с плазменной частотой ω_0 , генерирует радиоизлучение с частотами, заключенными в некотором интервале около ω_0 . Однако радиоизлучение с уровня ω_0 может выйти за пределы короны лишь в том случае, если его частота $\omega > \omega_0$. Это и приводит к наблюдаемому «обрезанию» частотного спектра $I(\omega)$ «основного тона» со стороны низких частот. Указанное явление не распространяется на частотный спектр второй гармоники, так как условия выхода с уровня ω_0 не налагают резких ограничений на излучение с частотой $\omega \sim 2\omega_0$.

*) Всплески II и III типов не поляризованы в метровом диапазоне волн ^{108, 33}. После всплесков II типа часто наблюдаются всплесковые бури (всплески I типа) или повышенное излучение с круговой поляризацией, соответствующей обыкновенной волне ¹⁰⁸. На сантиметровых волнах всплески, возникающие во время солнечных вспышек, содержат компоненту, поляризованную по кругу ¹¹⁰. Следующее за всплесками повышение уровня радиоизлучения на $\lambda = 10,7$ см обладает, по-видимому, некоторой направленностью.

Прямыми интерферометрическими наблюдениями доказано¹⁰⁹, что области генерации всплесков II типа перемещаются в короне (от вспышки в верхние слои короны) со скоростью порядка $500 \div 3000 \text{ км.сек}^{-1}$, сравнимой со скоростью, определенной из частотного дрейфа. Отсюда следует, что выдвинутое в статье¹¹² объяснение частотного дрейфа, основанное на расширении ионизированного облака в короне, неприменимо к всплескам II типа *).

Следует подчеркнуть, что подобная интерпретация оказывается несостоятельной и в случае всплесков III типа, так как для получения большой скорости дрейфа ($\sim 20 \text{ Мгц.сек}^{-1}$) она требует образования во внешней короне неоднородностей с размером меньше длины свободного пробега и плотностью, на $2 \div 3$ порядка превышающей плотность окружающей короны¹¹².

Всплески II типа вызываются, по-видимому, потоками частиц, движущимися в короне со скоростью $\sim 250 \div 3000 \text{ км.сек}^{-1}$; эти потоки часто (но не всегда) исходят из областей, занимаемых хромосферными вспышками. В пользу сделанного утверждения свидетельствуют такие факты, как перемещение источника мощных всплесков в короне и совпадение начала всплесков на метровых волнах с моментом выброса материи из вспышек, а также довольно хорошее соответствие между характерными скоростями перемещения агента, вызывающего всплески, найденными из интерферометрических наблюдений ($500 \div 3000 \text{ км.сек}^{-1}$) и определенными из величины частотного дрейфа ($230 \div 700 \text{ км.сек}^{-1}$). Указанные скорости близки к скорости подъемов вещества из области вспышки и эруптивных протуберанцев (до 1100 км.сек^{-1}) и к скорости корпускулярных потоков, вызывающих магнитные бури с внезапным началом через $22 \div 30$ часов после появления вспышки в центральной части солнечного диска ($1500 \div 2000 \text{ км.сек}^{-1}$).

Плотность потока, вызывающего всплески II типа, можно оценить, зная концентрацию частиц в геоактивном потоке, связанном со вспышкой, около Земли. По различным оценкам эта концентрация равна $1 \div 10^9$ про-

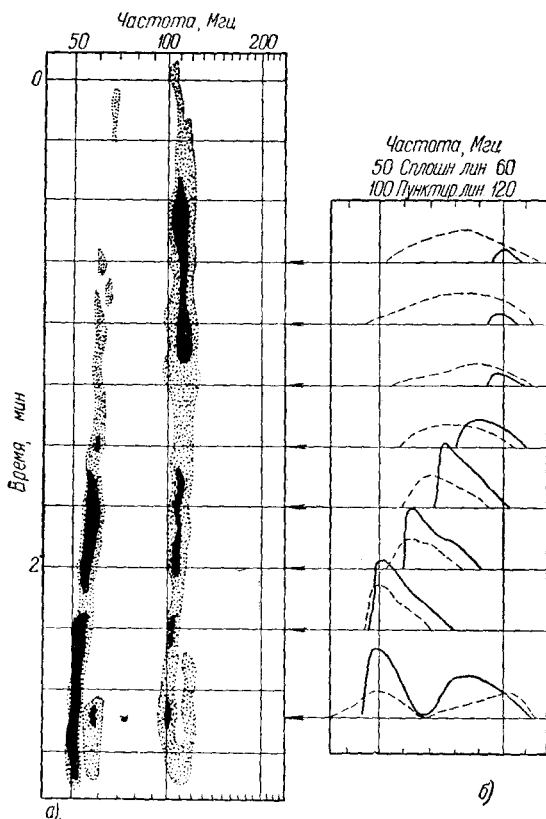


Рис. 10. Всплеск солнечного радиоизлучения II типа ($04^h 59^m$ 5 мая 1953 г.): а—динамический спектр; б—частотный спектр.

*) Для некоторых всплесков II типа найденная из дрейфа скорость перемещения агента увеличивалась от 320 до 650 км.сек^{-1} по мере развития всплеска¹¹¹. Как показывают оптические наблюдения, выбрасываемая из вспышки материя в ряде случаев также испытывает ускорение при движении в короне.

тонов (электронов) на 1 см^3 ^{113, 114}. Если поток частиц движется от Солнца в телесном угле ~ 1 стерадиана со скоростью $\sim 10^8 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$ и возмущает магнитное поле Земли в течение 10^3 сек (первая фаза магнитной бури), то число частиц, выброшенных из хромосферной вспышки, составляет $10^{37} \div 10^{40} \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-3}$.

Полагая, что линейные размеры геоактивного потока в короне (в период генерации всплесков II типа)—порядка диаметра вспышки ($2 \cdot 10^9 \text{ см}$), получим оценку плотности в потоке: $10^9 - 10^{12} \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-3}$, что на несколько порядков выше плотности короны ($10^8 \text{ электронов} \cdot \text{см}^{-3}$).

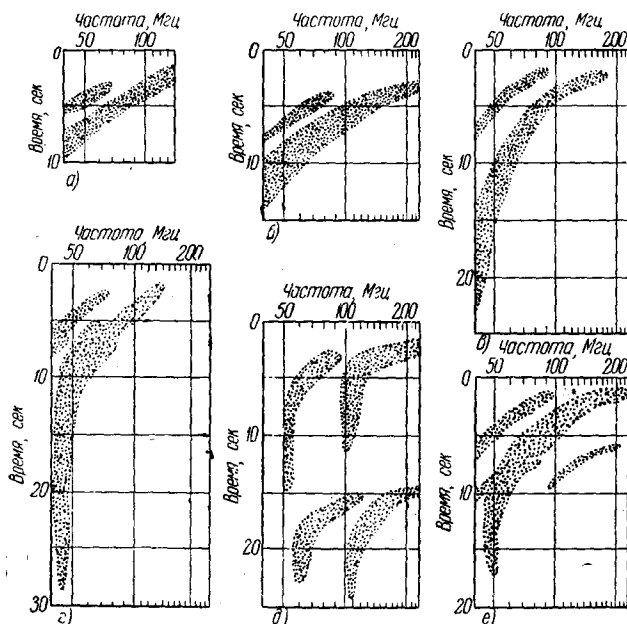


Рис. 11. Динамические спектры некоторых всплесков III типа.

Как указывалось выше, характерной особенностью всплесков III типа является весьма быстрый дрейф по частоте ($0,1 \div 0,3$ скорости света). Однако в процессе развития всплесков дрейф часто замедляется вплоть до почти полной остановки на некоторой частоте $f_{\min} \leq 25 \div 50 \text{ МГц}$ (см. рис. 11). Это явления нельзя рассматривать как следствие замедления и остановки корпускулярного потока в солнечной короне, поскольку частицы (протоны, электроны) со скоростью $3 \cdot 10^9 \div 10^{10} \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$ пролетают через солнечную корону, практически без соударений. Наблюдаемое замедление частотного дрейфа (уменьшение величины $d \ln \omega / dt$) можно объяснить, предполагая, что частота основного тока ω близка к собственной частоте плазмы ω_0 в области генерации всплеска:

$$\omega^2 \approx \omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 (N + N_p)}{m}, \quad (3.4)$$

где N и N_p — соответственно концентрации электронов в короне и в

потоке. Из (3.4) следует, что

$$\frac{d}{dt} \ln \omega \approx \frac{\omega}{2 \left(1 + \frac{N_p}{N} \right)} \frac{d}{dh} \ln N, \quad (3.5)$$

если N_p не изменяется со временем (ω — радиальная скорость потока). Из формулы (3.5) ясно, что влияние корпускулярного потока на скорость дрейфа несущественно, если $N_p \ll N$ (в этом случае (3.5) совпадает с (3.3)). Однако после перемещения агента в более разреженные слои короны, в которых $N_p \gg N$, скорость частотного дрейфа резко уменьшается. В этом случае $\omega^2 = (2\pi f_{\min})^2 \approx \frac{4\pi e^2 N_p}{m}$. Полагая $f_{\min} \leq 5 \cdot 10^7$, получим концентрацию в потоке $N_p \leq 3 \cdot 10^7$ электронов·см³ ¹¹⁵ *). Возможно, что некоторые всплески III типа, возникающие во время вспышек, обусловлены потоками космических лучей солнечного происхождения ¹⁰².

II. ТЕОРИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

§ 4. Теория теплового радиоизлучения Солнца

Задачей теории радиоизлучения невозмущенного Солнца является получение на основе определенной модели солнечной короны и хромосферы, согласующихся с наблюдениями, частотного спектра и распределения радиояркости по диску для радиоизлучения «спокойного» Солнца. Модель солнечной атмосферы должна, разумеется, соответствовать тем физическим условиям в хромосфере и короне, которые нам известны из совокупности оптических наблюдений. Из последующего изложения станет ясным, что представление о тепловой природе основного уровня радиоизлучения Солнца правильно передает характерные черты этой компоненты излучения. Отсюда появляется возможность на основании данных о радиоизлучении «спокойного» Солнца судить о распределении температуры и плотности в солнечной атмосфере, т. е. решить задачу, обратную поставленной выше. Выполнению этой программы посвящен целый ряд работ ^{22, 116-119}.

Предполагая, что солнечная атмосфера в первом приближении является сферически симметричным образованием с однородным распределением температуры в хромосфере (T_h от 10^4 до $3 \cdot 10^4$ °K) и в короне (T_c от $2,5 \cdot 10^5$ до $3 \cdot 10^6$ °K), мы, следуя статье Смерда ¹¹⁶, выберем следующую зависимость концентрации электронов N от расстояния до солнечной поверхности:

$$N = 5,7 \cdot 10^{11} \exp[-7,7 \cdot 10^{-4} (h - 500)] \text{ электронов} \cdot \text{см}^{-3} \quad (4.1)$$

в хромосфере на высоте 500–10 000 км над фотосферой (h — в км) и

$$N = 10^8 \left[1,55 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{-6} + 2,99 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{-16} \right] \text{ электронов} \cdot \text{см}^{-3} \quad (4.2)$$

в короне для $h > 10\,000$ км (R/R_\odot — расстояние от центра Солнца в единицах солнечного радиуса R_\odot). Используя уравнение переноса, можно найти, что эффективная температура $T_{\text{эфф}}$ солнечного диска в точке, расположенной на расстоянии R от центра диска, определяется следу-

*) Для всплесков II типа $N_p \gg N$. Однако есть основания полагать, что генерация всплесков в этом случае происходит на границе между плотным ионизированным потоком и короной, где $N_p \sim N$. Поэтому использование соотношения (3.3) не приводит к большим ошибкам, давая, впрочем, заниженные (в несколько раз) значения скорости ω .

ющими соотношениями:

$$T_{\text{эфф}} = T_c (1 - e^{-\tau_c}), \quad (4.3)$$

$$T_{\text{эфф}} = T_c (1 - e^{-\tau_c}) + T_h e^{-\tau_c}. \quad (4.4)$$

Выражение (4.3) относится к случаю, когда траектория радиоволн, выходящих из короны на расстоянии R от центра диска, проходит только через корону; последнее соотношение имеет место, если часть траектории лежит в хромосфере. В (4.3) и (4.4) оптическая толщина короны

$$\tau_c = \int \nu_{\text{эфф}} \frac{(1 - n^2)}{cn} ds, \quad (4.5)$$

причем интеграл берется вдоль той части траектории луча, которая принадлежит короне*). В (4.5) показатель преломления

$$n = (1 - 4\pi e^2 N / m\omega^2)^{1/2},$$

а эффективное число соударений для электронов $\nu_{\text{эфф}}$ определяется выражением (5.8) (см. ниже).

Расчеты показывают, что для радиоволн, траектории которых проходят через хромосферу (сантиметровые и дециметровые волны), $\tau_c \ll 1$ и, следовательно, $T_{\text{эфф}} = T_c \tau_c + T_h$. Отсюда ясно, что эффективный вклад короны в принимаемое излучение зависит от величины $\xi = \tau_c T_c / T_h$ и может быть существенным даже при $\tau_c \ll 1$ (так как отношение $T_c / T_h \sim 10^2$). Например, $\xi \sim 1$ для центрального луча ($R = 0$) на волне 14 см ($\tau_c \approx 10^{-2}$).

Исходя из соотношений (4.3) и (4.4), можно, очевидно, рассчитать распределение $T_{\text{эфф}}$ радиоизлучения по диску Солнца в зависимости от λ , N , T_c и T_h . На рис. 12 приведены распределения $T_{\text{эфф}}$ по диску в диапазоне волн $\lambda = 10 \text{ см} \div 5 \text{ м}$ ($T_h = 3 \cdot 10^{40} \text{ }^\circ\text{К}$ и $T_c = 2,5 \cdot 10^5$; 10^6 ; $3 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{К}$)¹⁶.

Рассмотрение формул (4.3) и (4.4) показывает, что эффект уярчения к краю диска не может возникнуть, если $\tau_c (R = 0) \gg 1$, потому что в этом случае центральный луч ($R = 0$) имеет максимально возможную температуру $T_{\text{эфф}} \approx T_c$. Напротив, в случае $\tau_c (R = 0) < 1$ появляется уярчение, обусловленное увеличением оптической толщины τ_c с ростом R (вследствие удлинения траектории радиоволн в короне). Если учесть, что на метровых волнах $\tau_c > 1$, тогда как для более коротких волн $\tau_c < 1$, становится ясным, что уярчение может наблюдаться лишь в диапазоне сантиметровых и дециметровых волн. Этот вывод подтверждают как теоретические расчеты (см. рис. 12), так и результаты радионаблюдений (см. § 1).

Однако при повышении корональной температуры T_c до $\sim 10^6 \text{ }^\circ\text{К}$ уярчение появляется и на метровых волнах ($\lambda = 1,5 \text{ м}$, см. рис. 12); этот эффект связан с уменьшением оптической толщины τ_c при увеличении T_c ($\tau_c \sim T^{-3/2}$). Не исключено, что уярчение в измерениях Файрора⁶⁴ ($\lambda = 1,45 \text{ м}$, 1954 г.) и отсутствие яркого кольца на лимбе Солнца у О'Брайена⁴⁰ ($\lambda = 1,4 \text{ м}$, 1951–1952 гг.) обусловлено изменением T_c за время между наблюдениями.

Проведенные в последние годы наблюдения надежно установили существование уярчения на волнах $\lambda = 10$, 21 и 60 см (см. § 1).

Уменьшение $T_{\text{эфф}}$ в полярных направлениях на $\lambda = 21 \text{ см}$ связано, по всей вероятности, с существенным уменьшением электронной плот-

*) В (4.4) учтено, что если длина траектории в хромосфере превышает 10^7 см , хромосферу можно считать оптически толстой:

$$e^{-\tau_h} \ll 1.$$

ности в полярных районах солнечной короны по сравнению с экваториальной областью. На факт уменьшения концентрации электронов в высоких широтах короны (в период ее минимальной фазы) указывают как оптические наблюдения, так и эллиптичность радиоизотоп солнечного радиоизлучения.

Измерения О'Брайена на волнах 3,7 и 7,9 м (см. рис. 8) значительно отличаются от теоретических результатов Смерда уменьшением $T_{\text{эфф}}$ в центре диска с ростом λ , а также более медленным спаданием $T_{\text{эфф}}$ к краю диска. Поскольку оптическая толщина короны $\tau_c (R=0) > 1$ для $T_c \leq 10^6$ К, $T_{\text{эфф}} (R=0) \approx T_c$. Отсюда ясно, что отмеченное выше убывание $T_{\text{эфф}}$ в центре диска может происходить лишь за счет уменьшения температуры короны с высотой. Тем не менее, одним лишь изменением T_c нельзя объяснить существующее различие между теоретическими и наблюдаемыми распределениями на метровых волнах. Хорошее соответствие получается, если наряду с уменьшением температуры во внешней короне повысить электронную плотность в этой области по сравнению с (4.2)⁵⁵. Происходящее при этом увеличение τ_c приведет (в согласии с наблюдениями) к более медленному спаду $T_{\text{эфф}}$ по мере удаления от центра диска. Возможно, впрочем, что увеличение $\tau_c \sim \int N^2 ds$ вызвано влиянием корональных неоднородностей, благодаря которым $\bar{N}^2 > (\bar{N})^2$ ¹¹⁷.

Механизм теплового радиоизлучения ионизированного газа позволяет объяснить не только особенности радиоизлучения «спокойного» Солнца, но и свойства повышенного излучения в диапазоне сантиметровых волн, связанного с корональными конденсациями. Повышенное радиоизлучение на этих волнах обусловлено, по всей вероятности, увеличенной концентрацией электронов в корональном сгущении ($N \sim 3,7 \cdot 10^9$ электронов/см³), приводящей к росту оптической толщины τ_c в области, занимаемой конденсацией. Увеличение τ_c в согласии с выражением (4.4) приводит к более высокой эффективной температуре в тех частях диска Солнца, которые покрыты кальциевыми флоккулами^{66,25 *}).

§ 5. Теория спорадического радиоизлучения Солнца

В этом разделе мы обсудим возможности развития теории спорадического радиоизлучения Солнца на основе гипотезы релятивистских электронов⁴ и механизма плазменных колебаний^{2,5}, которые обычно привлекаются для интерпретации неравновесной компоненты солнечного радиоизлучения. Гипотеза релятивистских электронов предполагает, что спорадическое радиоизлучение обусловлено магнитотормозным излучением быстрых электронов, движущихся в локальных магнитных полях солнечной короны. Эта гипотеза, разумеется, не может быть использована для объяснения всплесков радиоизлучения в метровом диапазоне, так как она не в состоянии объяснить такие особенности излучения, как вторые гармоники и неполяризованный характер всплесков II и III типов, а также узкий частотный спектр и малое

*) Следует отметить, что при учете магнитного поля τ_c для необыкновенной волны больше соответствующих значений для обыкновенной компоненты радиоизлучения. В случае корональных конденсаций, находящихся в сильных магнитных полях солнечных пятен, это приводит (в согласии с наблюдениями, см. § 2) к преобладанию необыкновенной компоненты в повышенном излучении на волнах $\lambda \sim 10$ см²⁵. Для радиоизлучения невозмущенного Солнца содержание обеих нормальных компонент также станет различным под влиянием общего магнитного поля Солнца, величина которого, по последним данным¹²⁰, составляет 1—2 гаусса. Слабая поляризация излучения действительно была обнаружена на волнах $\lambda = 3,7$ см¹²¹ и 60 см¹²².

время жизни всплесков I типа. Поэтому быстрые электроны можно связывать лишь с повышенным радиоизлучением в метровом диапазоне и, возможно, с излучением всплесков на $\lambda \sim 10 \div 50$ см, исходящим из областей локализации солнечных вспышек¹²³.

В случае, если состояние электронной системы не слишком отличается от равновесного, оценку величины $T_{\text{эфф}}$ излучения такой системы можно получить из соотношения (см. формулу (4.3))

$$T_{\text{эфф}} \sim T(1 - e^{-\tau}), \quad (5.4)$$

где «температура» системы $T \sim \mathcal{E}/k$ (\mathcal{E} — энергия на одну частицу, τ — оптическая толщина системы). Из (5.4) видно, что $T_{\text{эфф}}$ не превосходит T и сравнима с величиной T лишь при $\tau \gg 1$.

Для радиоизлучения, связанного с солнечными пятнами,

$$T_{\text{эфф} \odot} \sim 10^8 \div 10^9 \text{ }^\circ\text{K} \quad (\lambda \sim 3 \div 5 \text{ м}).$$

Если (как это полагалось в работах^{4, 124, 125}) площадь радиопятна совпадает с площадью оптически видимого пятна, занимающего 10^{-2} часть солнечной поверхности, $T_{\text{эфф}}$ радиопятна $\sim 10^{10} \div 10^{11} \text{ }^\circ\text{K}$, что соответствует энергии излучающих частиц

$$\mathcal{E} \sim kT_{\text{эфф}} \approx 10^{-4} T_{\text{эфф}} \text{ эв} \sim 10^6 \div 10^7 \text{ эв}.$$

Приведенная оценка \mathcal{E} может быть снижена, если учесть, что диаметр радиопятна на $\lambda = 2$ м составляет $\sim 8'$, т. е. $1/16$ часть площади солнечного диска (см. § 2). В этом случае $T_{\text{эфф} \odot} \sim 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$, $T_{\text{эфф}}$ радиопятна $\sim 1,6 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ и $\mathcal{E} \sim 1,6 \cdot 10^5 \text{ эв}$.

Высокая интенсивность излучения не может быть обусловлена «некогерентным» движением частиц малой энергии, даже если их концентрация и велика, потому что наличие реабсорбции резко снизит их суммарное излучение до уровня, определяемого соотношением (5.1).

Из изложенного становится ясной несостоятельность попытки Кипенхойера¹²⁶ объяснить повышенное излучение, связанное с пятнами, магнитотормозным излучением электронов солнечной короны (с энергией, соответствующей кинетической температуре $T \sim 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$) на гирочастоте $\omega_H = eH_0/mc$ (H_0 — магнитное поле пятна в короне)*).

Ошибку Кипенхойера недавно повторили авторы статьи¹²⁸, связавшие радиоизлучение всплесков II и III типов с излучением нерелятивистских электронов в магнитном поле.

Как известно, мощность P_n , излучаемая нерелятивистским электроном ($v \ll c$), движущимся по кругу в магнитном поле H_0 , отлична от нуля на частотах $\omega = n\omega_H = neH_0/mc$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), причем

$$P_n = 2 \frac{\omega_H^2 e^2}{c} \left(\frac{v}{c} \right)^{2n} \frac{(n+1) n^{2n+1}}{(2n+1)!}. \quad (5.2)$$

Согласно¹²⁸ первая и вторая гармоники всплесков солнечного радиоизлучения обусловлены излучением нерелятивистских электронов на частотах ω_H и $2\omega_H$ в магнитных полях солнечной короны, причем отсутствие третьей гармоники в спектре всплесков солнечного излучения ($P_3/P_2 < 0,1$) определяет верхнюю границу скорости электронов: $v/c < 0,2$. В¹²⁸ утверждается, что суммарное излучение от электронов со скоростью $v = 0,02 c$ и плотностью $10^9 \text{ электронов} \cdot \text{см}^{-3}$, сосредоточенных в объеме $(10^9 \text{ см})^3$, достаточно для объяснения наблюдаемой интенсивности всплесков. Однако скорость электронов $v < 0,2 c$ соответствует

*) Критику этой гипотезы см. в работе¹²⁷.

кинетической температуре $T < 10^8$ °K: согласно (5.1) увеличение числа излучающих электронов приведет лишь к росту оптической толщины τ , но не может повысить величину $T_{\text{эфф}}$ до значений, превосходящих $T < 10^8$ °K. Указанная величина $T_{\text{эфф}}$ явно недостаточна для объяснения наблюдаемой интенсивности всплесков с $T_{\text{эфф}}$ (отнесенной к площади вспышки, составляющей $\sim 10^{-3}$ часть площади диска) больше $10^{10} \div 10^{11}$ °K*).

В ряде статей^{4, 124, 125} обсуждалась гипотеза релятивистских электронов, согласно которой наблюдаемый уровень повышенного радиоизлучения пятен может быть получен за счет увеличения энергии $10^{-6} \div 10^{-7}$ части корональных электронов над пятнами до значений $\mathcal{E} \sim 10^6 \div 10^7$ эв.

Чтобы судить о справедливости гипотезы релятивистских электронов, необходимо прежде всего сравнить наблюдаемый частотный спектр и поляризацию повышенного радиоизлучения с найденными теоретически поляризацией и частотным спектром излучения быстрых электронов в магнитном поле, а также предложить, исходя из реальных физических условий в районе солнечных пятен, конкретный механизм ускорения электронов до энергий $\sim 10^6 \div 10^7$ эв**).

При отыскании механизма ускорения естественно предположить, что процесс ускорения обусловлен вихревым электрическим полем \mathbf{E} , возникающим при изменении магнитных полей в солнечной атмосфере (прежде всего магнитного поля пятен \mathbf{H}_0). Риддифорд и Батлер¹²⁹ рассмотрели вариант индукционного механизма, в котором ускорение обязано компоненте поля \mathbf{E}_\perp , направленной под прямым углом к \mathbf{H}_0 ***).

Если однородное поле \mathbf{H}_0 , локализованное в объеме размером L (L — порядка диаметра солнечного пятна), нарастает от $H_0^{(1)}$ до $H_0^{(2)}$ за время T , вихревое поле \mathbf{E}_\perp на расстоянии r от оси пятна будет равно $\sim (H_0^{(2)} - H_0^{(1)})r/cT$. Возникающее при движении заряженной частицы в этих полях ускорение можно определить, если учесть, что в медленно изменяющемся магнитном поле у частицы сохраняется адиабатический инвариант p_\perp^2/H_0 . Отсюда следует, что энергия частицы (как и ортогональная к \mathbf{H}_0 компонента импульса p_\perp) зависит от величины H_0 и может быть найдена из соотношения

$$E = mc^2 \sqrt{1 + \frac{v^2 H_0^{(2)}}{c^2 H_0^{(1)}}},$$

которое справедливо, если начальная скорость частицы $v \ll c$. (Приведенное выражение для E было получено в¹²⁹ более сложным путем.)

Над солнечными пятнами $H_0^{(1)} \sim 1$ гаусс, $H_0^{(2)} \sim 10^3$ гаусс. Если начальная скорость электрона $v \sim 3 \cdot 10^9$ см·сек⁻¹, то энергия электрона

*) Высокая интенсивность радиоизлучения в¹²⁸ получена за счет пренебрежения реабсорбцией электронов при суммировании мощностей излучения всех электронов. Отметим, что из короны с уровня $\phi = \phi_n$ может выйти только обыкновенная компонента излучения нерелятивистского электрона. Поэтому радиоизлучение всплесков II и III типов, согласно обсуждаемой гипотезе, будет поляризованным, что противоречит результатам наблюдений.

**) Весьма благоприятной с точки зрения ускорения является отмеченная выше возможность снижения энергии излучающих электронов до $1,6 \cdot 10^5$ эв.

***) В другом варианте индукционного механизма¹³⁰ ускорение связывается с движением заряженных частиц под действием $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$. Однако эффективность этого механизма в обычных условиях солнечной короны будет весьма мала, так как высокая проводимость и самоиндукция корональной плазмы препятствуют появлению сколько-нибудь значительных полей \mathbf{E}_\parallel . Иными словами, магнитное поле в короне изменяется так, чтобы составляющая вихревого поля \mathbf{E}_\parallel была близка к нулю.

Предложенный в¹³¹ статистический механизм ускорения в солнечных условиях подробно не рассматривался.

лемы возбуждения и установления плазменных волн и 2) проблемы трансформации, перехода плазменных волн в электромагнитное излучение и выхода излучения за пределы солнечной атмосферы.

Представление о том, что спорадическая компонента солнечного радиоизлучения в конечном счете обусловлена колебаниями корональной плазмы, было выдвинуто еще в первые годы развития радиоастрономии Шкловским² и Мартиным⁵. Основанием для указанной гипотезы в то время послужило главным образом соответствие собственной частоты колебаний корональной плазмы ω_0 метровому диапазону радиоволн, в котором спорадическая компонента достигает максимальной интенсивности.

Если в начальный момент плазма выведена из состояния равновесия (т. е. появилось электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t=0)$, связанное с объемными зарядами, нарушившими квазинейтральность плазмы), то, как известно, возникнут собственные колебания плазмы, затухание которых приведет к восстановлению равновесного состояния. Разложим поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t=0)$ в интеграл Фурье:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t=0) = \int \mathbf{g}_0(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{k}. \quad (5.3)$$

Если пренебречь неоднородностью плазмы в области, где $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t=0) \neq 0$, то, согласно Ландау¹³⁷, в последующие моменты времени t каждая гармоническая составляющая будет представлять совокупность продольных плазменных волн с определенным волновым вектором \mathbf{k} и различными значениями частоты ω . Однако плазменные волны, для которых $kD \equiv k(\kappa T/4\pi e^2 N)^{1/2} \gg 1$, быстро затухают. Напротив, затухание плазменных волн с волновым числом $k \ll 1/D$ и частотой ω , удовлетворяющей дисперсионному уравнению

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \frac{3\kappa T}{m} k^2, \quad (5.4)$$

сравнительно невелико. (В приведенных выражениях D — дебаевский радиус, κ — постоянная Больцмана, T — кинетическая температура.) Поэтому через малый промежуток времени электрическое поле в плазме будет определяться соотношением

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int \mathbf{g}(\mathbf{k}) \exp\{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t - \gamma t\} d\mathbf{k}, \quad (5.5)$$

в котором ω и k связаны уравнением (5.4), $\mathbf{g}(\mathbf{k}) = \mathbf{g}_0(\mathbf{k})$, если $kD \ll 1$ и $\mathbf{g}(\mathbf{k}) = 0$ для больших значений k . Коэффициент затухания γ имеет следующий вид:

$$\gamma = \omega_0 \sqrt{\frac{\pi}{8}} (kD)^{-3} \exp\left(-\frac{1}{2k^3 D^2}\right) + \frac{\nu_{эфф}}{2}. \quad (5.6)$$

Можно показать, что для плазменных волн с малыми волновыми числами ($kD \ll 1$) $\nu_{эфф}$ в (5.6) совпадает с эффективным числом соударений, определяющих затухание электромагнитных волн в ионосфере. Отсюда следует, что

$$\nu_{эфф} = \nu_i + \nu_m, \quad (5.7)$$

где число соударений с ионами

$$\nu_i = \pi \frac{e^4}{(\kappa T)^2} N \bar{\nu} \ln\left(0,37 \frac{\kappa T}{e^2 N^{1/3}}\right) = \frac{5,5N}{T^{3/2}} \ln\left(220 \frac{T}{N^{1/3}}\right), \quad (5.8)$$

после окончания процесса ускорения (через время $T \sim 10^5$ сек) составит $\sim 10^6$ эв*). В ¹³² показано, что для электронов, скорость которых $v \sim 3 \cdot 10^9$ см·сек⁻¹, условия инжекции будут выполнены.

Из расчетов, приведенных в ^{124, 125}, следует, что частотный спектр и поляризацию повышенного радиоизлучения можно объяснить, предполагая, что над пятном, на высоте $h > 0,1R_{\odot}$ над фотосферой, имеются высокоэнергичные электроны с энергией $\sim 10^6$ эв и плотностью $\sim 10^2$ электронов·см⁻³, причем скорость электронов составляет с H_0 угол $\alpha < \sqrt{1 - (v/c)^2}$ (условие дипольного излучения). Следует заметить, что выбранное распределение электронов по скоростям может реализоваться только в том случае, если над пятном, в переходной области от хромосферы к короне, существуют электроны с $\alpha \sim 1$ **).

Эти электроны, однако, дают слишком большой вклад в излучение на $\lambda \sim 10$ см (с $T_{\text{эфф}}$ пятна порядка 10^{10} °K), не наблюдающийся в действительности. Поэтому модель излучения релятивистских электронов, принятая в работах ^{124, 125}, должна быть изменена.

Из сказанного ясно, что гипотеза релятивистских электронов требует дальнейшего обсуждения как с точки зрения соответствия излучения релятивистских электронов особенностям повышенного излучения солнечных пятен, так и в отношении механизма ускорения электронов.

Перейдем к рассмотрению другого механизма спорадического радиоизлучения, связанного с возникновением в солнечной атмосфере определенных условий, достаточных для возбуждения и усиления разного рода электромагнитных возмущений.

Существуют два различных аспекта указанного механизма. Согласно первому из них в корональной плазме возбуждаются плазменные колебания (плазменные волны), ответственные в свою очередь за появление электромагнитного излучения спорадического типа. Другой вариант базируется на утверждении, что в условиях солнечной атмосферы возможно непосредственное усиление электромагнитного излучения (которое первоначально имеет флуктуационный характер).

Исследованиям последнего варианта посвящены работы Бейли и др. ^{133, 134}. Следует отметить, что попытки отыскать условия для усиления или возникновения неустойчивости электромагнитных волн на Солнце особого успеха не имели (см. критику Твисса ¹³⁵ и обзор ¹²⁵); из сказанного, разумеется, отнюдь не следует, что и дальнейшие усилия в этой области будут безрезультатны. Не останавливаясь на изложении идей Бейли и др. (см. об этом ¹²⁵), перейдем к обсуждению более перспективного, на наш взгляд, плазменного механизма радиоизлучения***).

Возможность интерпретации спорадического радиоизлучения на основе плазменного механизма зависит прежде всего от решения двух наиболее важных проблем среди круга вопросов, связанных с реализацией этого механизма в солнечной атмосфере (и в ионосферах планет, см. § 7): 1) проб-

*) Более высокие энергии ускорения в статье ¹²⁹ были получены за счет неоправданно малых значений начальных полей $H_0^{(1)}$ над пятнами.

**) Известно, что неоднородный электронный газ, помещенный в магнитное поле, ведет себя как диамагнетик. Поэтому электроны с $\alpha \sim 1$, находящиеся в освещении солнечного пятна, будут подниматься вверх, в область более слабого магнитного поля. Это движение сопровождается уменьшением поперечной составляющей импульса p_{\perp} , и, следовательно, угла α в соответствии с адиабатическим инвариантом $p_{\perp}^2/H_0 = \text{const}$. Ясно, что на достаточно большой высоте излучение поднимающихся вверх электронов примет дипольный характер.

***) В недавно появившейся статье ¹³⁶ для объяснения спорадического радиоизлучения привлекается эффект Вавилова—Черенкова в солнечной атмосфере. Можно показать, однако, что этот эффект не в состоянии объяснить явление спорадического радиоизлучения Солнца.

а число соударений с нейтральными молекулами*)

$$\nu_m = \frac{4\pi}{3} a^2 N_m \bar{v} = 8,3 \cdot 10^5 \pi a^2 N_m \sqrt{T}. \quad (5.9)$$

В выражениях (5.8) — (5.9) a — эффективный радиус молекулы, N_m — концентрация молекул и $\bar{v} = \sqrt{8\pi T/\pi m}$ — средняя арифметическая скорость электронов (см. ¹⁰ § 61). Если kD достаточно мало, то первым членом в выражении для γ (5.6) можно пренебречь, так что $\gamma \approx \nu_{эфф}/2$ и не зависит от частоты при постоянном N . В соответствии с этим время, в течение которого интенсивность плазменных волн уменьшится в e раз, а также длительность всплеска радиоизлучения, вызванного затухающими колебаниями плазмы, выведенной из состояния равновесия,

$$\tau \sim \frac{1}{2\gamma} = \frac{1}{\nu_{эфф}}. \quad (5.10)$$

При обсуждении вопроса о трансформации плазменных волн в электромагнитное излучение будет показано, что собственные колебания неоднородной плазмы вызовут появление электромагнитных волн с частотой $\omega \approx \omega_0$. Следует заметить, что поскольку частотный спектр плазменных колебаний, локализованных в некоторой области короны, определяется начальным распределением $g_0(\mathbf{k})$ (где \mathbf{k} связано с ω соотношением (5.4)), спектр излучаемых частот не станет существенно изменяться с течением времени**).

Во внутренней короне $\nu_{эфф} \sim 5 \div 20 \text{ сек}^{-1}$ ($T \sim 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$), и следовательно, время жизни всплесков радиоизлучения, связанных с затухающими собственными колебаниями корональной плазмы, $\tau \sim 0,2 \div 0,05 \text{ сек}$. Над солнечными пятнами $T \sim 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ и $\tau \sim 6 \div 1,5 \text{ сек}$ (τ пропорционально $T^{3/2}$).

Указанные обстоятельства дают возможность связать с плазменными колебаниями, возникающими после некоторого «толчка» в активных частях короны, появление всплесков I типа, не обнаруживающих дрейфа по частоте, с временем жизни $\sim 1,5 - 6 \text{ сек}$ ***).

Следует подчеркнуть, что совокупность явлений, вызывающих нарушение квазинейтральности плазмы, нуждается в дальнейшей конкретизации применительно к специфическим условиям, имеющим место в солнечной короне. Возможно, что подобные нарушения обусловлены процессами типа магнитогидродинамических ударных волн: резкие смещения плазмы в магнитных полях солнечных пятен, сопровождающие прохождение ударных волн, приводят к появлению электрических полей $E = \frac{1}{c} [vH]$, вызывающих в свою очередь нарушение равновесного квазинейтрального состояния плазмы.

Наконец, кратко остановимся на вопросе о том, могут ли всплески I типа иметь заметные гармоники радиоизлучения. Этот вопрос, очевидно, тесно связан с задачей о степени нелинейности собственных колебаний корональной плазмы. В квазигидродинамическом приближе-

*) В короне $\nu_i \gg \nu_m$; в ионосферах планет, однако, ν_m может быть сравнимо с ν_i и даже превосходить его.

**) Спектр плазменных колебаний содержит главным образом те волны, для которых $k \sim 1/L$, где L — характерный размер неоднородности поля $E(r, t=0)$. В условиях солнечной атмосферы $l \gg D$ (в короне $D \sim 1 \text{ см}$), и соотношения (5.5), (5.10) полностью применимы к описанию плазменных колебаний.

***). Всплески, имеющие «тонкую структуру» (серии выбросов длительностью $\sim 0,1 \text{ сек}$), возможно, обусловлены плазменными колебаниями в более «холодных» областях короны ($T \sim 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$).

нии движение «электронной жидкости» рассматривается в электрическом поле электронов и ионов:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{e}{m} \mathbf{E} - \frac{\kappa T \nabla N}{mN}; \quad \frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div} (N \mathbf{v}) = 0, \quad (5.11)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi e (N_+ - N)$$

(N_+ — концентрация ионов). Отсюда в линейном приближении $v \sim eE/m\omega_0$. Нелинейность существенна, если $(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \sim e\mathbf{E}/m$, т. е. $v^2 \sim eEL/m$. Таким образом, гармоники собственных колебаний плазмы станут заметны, если поле E по порядку величины сравнимо с $m\omega_0^2 L/e \sim 4 \cdot 10^3$ ед. CGSE (для $\omega_0 \approx 2\pi \cdot 10^8$ сек⁻¹ и характерного размера неоднородности поля $L \sim 5 \cdot 10^3$ см, т. е. порядка длины плазменной волны в корональном слое, где $\omega \approx \omega_0$). Ясно, что в условиях короны появление собственных колебаний плазмы столь высокой интенсивности (а тем самым и заметных гармоник в излучении всплесков I типа) весьма сомнительно.

Согласно изложенному наличие гармоник и отсутствие поляризации (а следовательно, и существенного влияния магнитного поля) у всплесков II и III типа, а также частотный дрейф и большое время жизни не позволяют интерпретировать эти всплески с точки зрения собственных колебаний корональной плазмы. Можно предположить, однако, что появление гармоник связано с переходом в нелинейную область нарастающих плазменных волн, возбужденных вследствие неустойчивости плазмы, в процессе установления стационарных устойчивых плазменных волн. В теории колебаний аналогом этого явления служит процесс приближения к предельному циклу в автоколебательной системе.

Для последовательного проведения указанного предположения необходимо прежде всего обратиться к отысканию условий, при которых возможно самовозбуждение плазменных волн. Как известно, устойчивость плазмы, состоящей из нескольких сортов частиц (например, электронов и протонов), определяется (по отношению к продольным возмущениям плазменного типа) дисперсионным уравнением Ландау¹³⁷, имеющим следующий вид¹³⁸:

$$1 + \frac{4\pi e^2}{k} \sum_j \frac{1}{m_j} \int_C \frac{\partial f_{0j}}{\partial u} \frac{du}{p - uk - i\nu_j} = 0. \quad (5.12)$$

В этом уравнении, связывающем частоту $p = \omega + i\gamma$ с волновым числом k , контур интегрирования проходит по действительной оси скорости частиц u от $-\infty$ до $+\infty$, обходя снизу особую точку $u = (p - i\nu_j)/k$; f_{0j} — начальная функция распределения для j -го сорта частиц с массой m_j и числом соударений ν_j . Если среди решений уравнения (5.12) есть отрицательные значения γ , то состояние плазмы неустойчиво: происходит возбуждение плазменных волн, для которых ω и k удовлетворяют неравенству $\gamma < 0^*$.

Если плотность электронов N_p в корпускулярном потоке достаточно мала, то ω определяется уравнением (5.4), а постоянная затухания

$$\gamma = \gamma_{\text{эфф}} - \frac{\pi\omega_0^3}{2k^2 N} \left(\frac{\partial f_{0p}}{\partial u} \right)_{u=\omega/k} \quad (5.13)$$

для потока, средняя скорость которого $\omega \gg \sqrt{\kappa T/m} \sim 4 \cdot 10^8$ см·сек⁻¹

* При рассмотрении условий возбуждения плазменных волн предполагается, что нарастание волн происходит в бесконечной, однородной и изотропной среде.

($T \sim 10^6$ °K) ^{138, 139} *). Из (5.13) следует, что если $v_{эфф}$ достаточно мало, то в области, где $df_{0p}/du > 0$, имеет место самовозбуждение плазменных волн.

Полагая для всплесков III типа $\omega \sim 4 \cdot 10^9$ см·сек⁻¹, $T_p \sim T \sim 10^6$ °K (разброс скоростей в потоке $\sim 20\%$), $\omega_0 \sim 2\pi \cdot 10^8$ сек⁻¹ и $v_{эфф} \sim 10$ сек⁻¹ и принимая во внимание, что $df_{0p}/du \sim N_p m / \chi T_p$ и $k \sim \omega_0/\omega$, получим из (5.13), что условие самовозбуждения выполнено, если плотность потока

$$N_p > \frac{2}{\pi} \frac{\chi \chi T N}{\omega_0 m \omega^2} \sim 10^{-2} \text{ электронов} \cdot \text{см}^{-3}!$$

Для всплесков II типа скорость корпускулярного агента (10^8 см·сек⁻¹) меньше тепловой скорости корональных электронов ($5 \cdot 10^8$ см·сек⁻¹). Если пренебречь разбросом скоростей в потоке, то в этом случае могут быть неустойчивы плазменные волны с фазовой скоростью, близкой к скорости потока ($\omega \approx kw$). На частоте $\omega = \omega_0 \omega \sqrt{m/2\chi T}$ коэффициент нарастания плазменных волн достигает максимального значения, равного ¹⁴⁰

$$-\gamma_{\max} = v_{эфф} - \frac{1}{6} \sqrt{\frac{2\pi m}{3 \chi T}} \omega \omega_p. \quad (5.14)$$

Из (5.14) следует, что устойчивость плазмы нарушается при концентрации электронов в потоке $N_p > 10^{-5}$ электронов·см⁻³ **). Таким образом, электронно-ионные потоки, движущиеся в солнечной короне, в состоянии вызвать быстрое нарастание плазменных волн с частотами $\omega \sim \omega_0$.

В статье Сена ¹⁴¹ утверждается, что всплески солнечного радиоизлучения могут быть обусловлены самовозбуждением плазменных волн в области фронта ударных волн, проходящих в корональной плазме, причем критерием возникновения неустойчивости плазменного типа служит условие $M > 3$ ($M = v_1/v_{зв}$ — число Маха, $v_{зв}$ и v_1 — соответственно скорость звука и скорость набегающего потока).

Как показал Мотт-Смит ¹⁴², распределение частиц по скоростям во фронте ударной волны с достаточной точностью может быть представлено в виде суммы двух максвелловских членов, температуры и средние скорости для которых равны соответствующим величинам по обе стороны от ударной волны. Такое представление имеет ясный физический смысл: фронт ударной волны толщиной порядка длины свободного пробега $l_{св}$ состоит из смеси частиц, влетевших со стороны сверхзвукового и дозвукового потоков. Для одноатомного неионизированного газа (отношение теплоемкостей $c_p/c_v = 5/3$) функция распределения по скоростям $f(u)$ становится двугорбой, если $M > 3$. Сен полагает, что в случае плазмы функция $f(u)$ для электронов также имеет два максимума при $M > 3$, и, следовательно, в ударной волне возникнет неустойчивость, обеспечивающая генерацию плазменных волн **).

*) Формула (5.13) справедлива для плазменных волн, удовлетворяющих неравенству $|\omega/k - w| < \sqrt{\chi T_p/m}$ (T_p — кинетическая температура в потоке). В соотношении (5.13) и выше величины N , T , ω_0 относятся непосредственно к корональной плазме; f_{0p} — функция распределения по скоростям в потоке, нормированная на число электронов N_p .

**) Соотношение (5.13) имеет место при достаточно малой плотности потока ($\omega_p \ll kw$); ω_p — собственная частота плазменных колебаний в потоке с концентрацией N_p .

***) Без учета движения ионов плазма остается устойчивой, если функция распределения по скоростям $f(u^2)$ характеризуется монотонным уменьшением с ростом u^2 ¹⁴³. Для самовозбуждения плазменных волн необходимо существование нескольких максимумов в электронной функции распределения ¹³⁹.

Известно, однако, что при распространении ударных волн в плазме определяющую роль играют не электроны, а ионы с массой $m_i \gg m$. (Аналогичное положение имеет место и для звуковых волн в плазме, скорость которых $v_{\text{зв}} = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \frac{2\kappa T}{m_i}}$ определяется массой ионов m_i ,

а не электронной массой m ; наличие электронов в плазме приводит лишь к появлению фактора 2 в подкоренном выражении.) Поэтому для $M = v_1/v_{\text{зв}} > 3$ только в распределении ионов по скоростям появятся два максимума; поскольку максвелловское распределение для электронов в $\sqrt{m_i/m}$ раз шире соответствующего распределения по скоростям для ионов, функция $f(u)$ для электронов (как показывают оценки) заведомо будет иметь один максимум для чисел Маха $M < 10^2$. С другой стороны, легко видеть, что в солнечной короне не могут существовать ударные волны с числом Маха больше нескольких десятков, так как для этих волн толщина волнового фронта ($\sim l_{\text{св}}$) становится сравнимой с линейными размерами короны. Отсюда следует, что ударные волны в солнечной короне не в состоянии вызвать нестабильность плазменных волн.

Проблема генерации плазменных волн в солнечной атмосфере, разумеется, не исчерпывается решением линейной задачи о возбуждении продольных волн. Гармоники в радиоизлучении всплесков II и III типов свидетельствуют о том, что нарастающие плазменные волны заходят в нелинейную область: в период генерации всплесков продольные волны находятся в последней стадии процесса установления, и их состояние близко к устанавливающимся в пределе плазменным волнам. Таким образом, для разработки плазменного механизма спорадического радиоизлучения существенный интерес представляет изучение асимптотических решений для возбужденных в области неустойчивости плазменных волн, в частности отыскание амплитуды, частоты и степени содержания гармоник в установившихся плазменных волнах.

В настоящее время вопрос о характере асимптотических решений для плазменных волн (не говоря уже о процессе установления таких волн) еще не нашел своего решения. Основная трудность состоит в том, что условия самовозбуждения в плазме обычно выполнены не для одной волны с определенной фазовой скоростью ω/k , а для целого континуума волн с различными ω/k . Поэтому при рассмотрении процесса установления необходимо учитывать взаимодействие между отдельными компонентами в системе нарастающих плазменных волн; асимптотическое решение также будет, вообще говоря, представлять собой совокупность взаимодействующих плазменных волн с различными фазовыми скоростями.

Тем не менее, если предположить, следуя^{144, 145}, что асимптотическим решением является лишь одна плазменная волна, то задача об отыскании этого решения сводится (без учета соударений) к некоторому интегро-дифференциальному уравнению для электрического потенциала φ . Поведение потенциала φ в установившейся плазменной волне определяется характером асимптотического распределения по скоростям $f(u)$ в точке $\varphi=0$, которое в свою очередь определяется или начальным распределением электронов до процесса установления (если нет соударений), или равновесным распределением электронов в невозмущенной плазме (при учете соударений). Таким образом, ценность этого уравнения (и его решений) невелика, поскольку отыскание функции $f(u)$ является более общей и более сложной задачей, связанной или с рассмотрением процесса установления или с изучением асимптотических плазменных волн в среде с диссипацией.

Для интерпретации спорадического радиоизлучения на основе плазменного механизма необходимо, как уже указывалось, решить вопрос о возможности и условиях трансформации плазменных волн в электромагнитное излучение *).

Постановка вопроса о трансформации связана с тем, что в однородной среде при учете теплового движения продольная плазменная волна является одним из типов нормальных волн (наряду с поперечной электромагнитной волной), причем оба типа нормальных волн никак не связаны между собой: если в плазме существует продольная волна, то она будет распространяться в этой среде, не трансформируясь в поперечную электромагнитную волну**). Физически это обстоятельство связано с тем, что в продольной волне магнитное поле равно нулю ($\text{rot } \mathbf{E} = 0$).

В статьях Фейнштейна и Сена^{144, 146} предложена так называемая «антенная» теория излучения плазмы, опирающаяся на интегральную форму решения волнового уравнения. Представив плазменную волну в виде некоторой сторонней поляризации (или стороннего тока), авторы^{144, 146} отыскивают поперечное электромагнитное поле, «излученное» плазменной волной. Изложенные соображения не могут, однако, служить доказательством принципиальной возможности трансформации волн¹¹⁵. Дело в том, что использование интегрального решения для неоднородной среды ничем не оправдано; если же считать среду однородной, то, очевидно, любое возмущение плазменного типа может быть представлено в виде суперпозиции плоских продольных волн, для которых $\text{rot } \mathbf{E} = 0$, и, следовательно, «излученные» плазменной волной электромагнитные поля также равны нулю. Появление отличного от нуля вектора Пойнтинга в¹⁴⁴ связано с неправильной заменой плоской плазменной волны линейным током. Ларенц¹⁴⁷ утверждает, что переход плазменных волн в электромагнитное излучение, отсутствующий в покоящейся плазме, имеет место в плазме, дрейфующей как целое относительно наблюдателя. Подобная точка зрения противоречит, однако, принципу относительности: если в покоящейся плазме распространяется плазменная волна и нет связанной с ней электромагнитной волны, выходящей за пределы плазмы, то никакой переход в движущуюся относительно плазмы систему отсчета не может привести к появлению электромагнитного излучения.

Как следует из работ^{115, 125, 148}, определяющую роль в появлении взаимодействия нормальных волн (и, в частности, перехода плазменных волн в электрическое излучение) играет неоднородность плазмы.

В приближении геометрической оптики нормальные волны в неоднородной плазме остаются независимыми. Однако в области, где одновременно нарушается геометрико-оптическое приближение для обеих нормальных волн, следует ожидать взаимодействия и взаимного перехода одного типа нормальных волн в другой (см. подробнее¹⁴⁸).

Если плазменная волна распространяется в плоско-слоистой изотропной плазме ($H_0 = 0$), то приближение геометрической оптики ста-

*) Магнитное поле в солнечной короне, по-видимому, не оказывает решающего влияния на процесс генерации плазменных волн электронными потоками. Это связано с тем обстоятельством, что корпускулярные потоки, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля, генерируют главным образом те плазменные волны, у которых $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0$. Напротив, при рассмотрении процессов трансформации плазменных волн нельзя игнорировать наличия магнитного поля в короне, в особенности для тех всплесков, излучение которых имеет поляризованный характер.

**) Предполагается, что постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 , наложенное на плазму, равно нулю.

новится неприменимым в точке $\varepsilon - \sin^2 \theta_1 = 0^*$). Вместе с тем в этой точке нарушается геометрическая оптика для электромагнитной волны, падающей на среду под углом θ_2 к направлению $\text{grad } N$, если $\sin^2 \theta_2 = \frac{mc^2}{\kappa T} \sin^2 \theta_1$ и вектор \mathbf{E} лежит в плоскости падения волны.

Вычисленный для этого случая максимальный коэффициент трансформации, определяемый как отношение квадратов амплитуд электромагнитной волны при выходе из плазмы и плазменной волны в области эффективного взаимодействия (где диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = \sin^2 \theta_1 \approx 0$), равен

$$\eta_{\max} \sim 0,14 \left(\frac{\kappa T}{mc^2} \right)^{2/3} \left(\frac{c}{\omega} \text{grad } \varepsilon \right)^{1/3} e^{-\tau} \quad (5.15)$$

(здесь τ — оптическая толщина плазмы, отсчитываемая от уровня $\varepsilon \approx 0$)¹¹⁵. Для солнечной короны $\omega \sim 2\pi \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$, $T \sim 10^6 \text{ К}$, $\text{grad } \varepsilon \sim 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-1}$ и $\tau \sim 2$, так что $\eta_{\max} \sim 10^{-7}$.

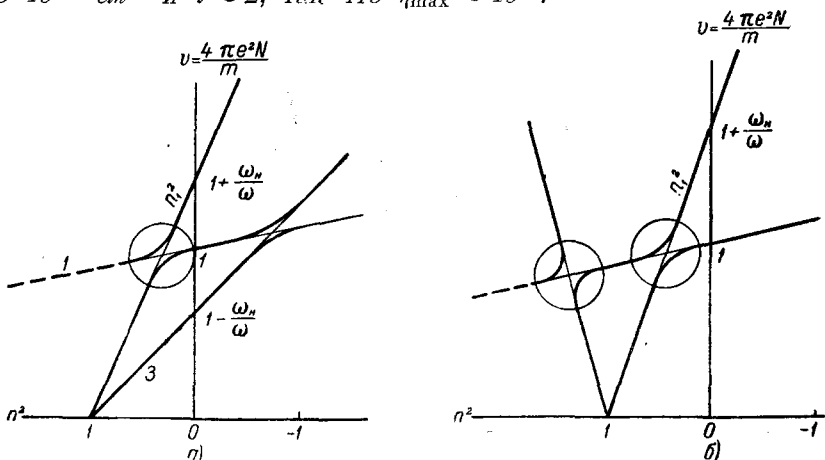


Рис. 13. Зависимость квадрата показателя преломления n^2 для нормальных волн в плазме от электронной концентрации N :

а) $\frac{\omega_N}{\omega} < 1$; б) $\frac{\omega_N}{\omega} > 1$.

Следует подчеркнуть, что для изотропной плазмы переход плазменной волны в электромагнитную имеет место лишь в том случае, когда волновой вектор плазменной волны \mathbf{k} не совпадает по направлению с $\text{grad } \varepsilon$.

Однако в присутствии внешнего магнитного поля трансформация плазменных волн в электромагнитное излучение (в необыкновенные и обыкновенные волны) может происходить и при нормальном распространении плазменных волн (вдоль $\text{grad } \varepsilon$). Указанный переход возможен потому, что в плазме, помещенной в магнитное поле, при учете теплового движения электронов существует связь между плазменной волной и необыкновенной или обыкновенной волнами, состоящая в том, что показатели преломления двух волн, скажем, необыкновенной и плазменной, являются двумя частями одной и той же дисперсионной кривой $n^2(\nu)$ (где $\nu = \omega_0^2 / \omega^2$)¹²⁵.

Пусть угол α между направлением однородного магнитного поля \mathbf{H}_0 и волновым вектором \mathbf{k} много меньше единицы, но отличен от нуля,

*) Здесь $\varepsilon = 1 - 4\pi e^2 N / m \omega^2$ и θ_1 — введенный формально угол, под которым плазменная волна входит в плазму (фактически слабо затухающие плазменные волны могут существовать лишь в области, где $\omega \sim \omega_0$, см. (5.4)).

причем отношение $\omega_H/\omega < 1$ (ω_H — гирочастота, равная eH_0/mc). Зависимость n^2 от ν для этого случая приведена на рис. 13, а. В той части кривой 1, которая отмечена пунктиром, значения n_1^2 близки к значениям n^2 для плазменной волны в отсутствие магнитного поля, тогда как в области, где $n_1^2 \sim 0 \div 1$, значения n_1^2 на кривой близки к соответствующим значениям n^2 для необыкновенной волны, полученным без учета теплового движения.

Если в короне возникла плазменная волна, n^2 для которой определяется пунктирной частью кривой 1, то при распространении волны в сторону больших N (т. е. в сторону увеличения параметра ν) волна пройдет через область, обведенную на рис. 13, а кружком. В этой области, как известно из теории распространения радиоволн в ионосфере, геометрическая оптика оказывается неприменимой при достаточно малых α (см. ¹⁴⁸). Нарушение геометрико-оптического приближения приводит к тому, что волна не «следует» по одной и той же ветви дисперсионной кривой (в нашем случае — кривой 1): в указанной области взаимодействия волна частью отражается в виде обыкновенной волны, n^2 для которой определяется кривой 2, а частью проходит дальше в виде необыкновенной волны (кривая 1), которая в свою очередь также отражается от более плотных слоев и вновь проходит через область взаимодействия, выходя из нее, в частности, в форме волны обыкновенного типа. Пользуясь методом Цваана, примененным Денисовым к решению задач распространения радиоволн в ионосфере ¹⁴⁹, можно показать, что отношение интенсивностей плазменной волны, подходящей к области взаимодействия ($\nu \sim 1$), и обыкновенной волны, вышедшей из этой области, равно

$$e^{-2\delta_0} (1 - e^{-2\delta_0}), \quad (5.16)$$

где параметр $2\delta_0$ определяется выражением ¹⁴⁹

$$2\delta_0 = \frac{\pi}{2} \frac{\omega}{c} \left| \frac{\omega_H}{\omega} \right|^{3/2} \frac{\left(1 + \frac{\omega_H}{\omega} \right)^{1/2}}{\left(1 + \frac{\omega_H \cos \alpha}{\omega} \right)^2} \sin^2 \alpha. \quad (5.17)$$

Наиболее сильное взаимодействие, согласно (5.16), имеет место при $2\delta_0 = \ln 2$ (отношение интенсивностей в этом случае достигает $1/4$). При этом $\alpha \approx 0,3'$ для солнечной короны, если положить в (5.16) $\omega \sim 2\pi \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$, $\omega_H/\omega \sim 0,5$ и $|\text{grad } \epsilon| \sim 10^{-10} \text{ см}^{-1}$. В реальных условиях эффективность трансформации, конечно, будет значительно ниже.

Если однородное магнитное поле достаточно велико ($\omega_H/\omega > 1$), то в плазме при $n^2 > 0$ существуют две области взаимодействия, так что плазменная волна вызовет появление как обыкновенной, так и необыкновенной компонент радиоизлучения, распространяющихся в сторону меньших ν (см. рис. 13, б). Следует, однако, учитывать, что магнитное поле в солнечной короне быстро падает с ростом высоты (что нельзя сказать о плотности электронов в короне). Поэтому необыкновенная волна, прежде чем выйти за пределы короны, испытает сильное поглощение на гирочастотном уровне ($\omega = \omega_H$), так что корону покидает только обыкновенная компонента радиоизлучения. Этот вывод находится в согласии с наблюдениями, согласно которым поляризация всплесков I типа соответствует обыкновенному лучу (см. § 3).

Таким образом, изложенные выше соображения свидетельствуют о принципиальной возможности трансформации плазменных волн в неоднородных средах (в солнечной короне, в ионосфере Юпитера) и выхода

излучения, «возбужденного» плазменными волнами, за пределы указанных образований.

Для оценки величины начального электрического поля в плазме, необходимого для создания спорадических всплесков наблюдаемой интенсивности, следует предварительно разложить поле $E(r, t=0)$ по собственным решениям для плазменных волн в неоднородной среде. Зная интенсивность всплесков и коэффициент трансформации для отдельных плазменных волн, можно найти величину поля $E(r, t=0)$. Что касается расчета степени трансформации для когерентных плазменных волн, генерируемых потоком заряженных частиц, то следует учесть, что установившиеся плазменные волны существенно отличаются от свободных плазменных волн в неоднородной среде. В этом случае вся проблема трансформации, имеющая важное значение для интерпретации всплесков II и III типов, должна быть рассмотрена заново.

III. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЮПИТЕРА, ВЕНЕРЫ И МАРСА

§ 6. Наблюдения радиоизлучения планет

В начале 1955 г. Берк и Франклин¹⁴ совершенно неожиданно обнаружили на частоте $f=22,2$ Мгц новый дискретный источник радиоизлучения, координаты которого изменяются с течением времени. Проведенные наблюдения дали возможность отождествить новый радиообъект с планетой Юпитер, поскольку положение источника совпадает со сферическими координатами Юпитера, и повторяет его движение по небосводу.

Изучение старых записей космического излучения на частоте 18,3 Мгц показало^{15, 16}, что еще в 1950—1951 гг. радиоастрономы принимали излучение Юпитера, но не придавали ему существенного значения, ошибочно полагая, что серии всплесков от нового источника обусловлены всего лишь случайными атмосферными помехами.

Работа Берка и Франклина положила начало интенсивному изучению радиоизлучения Юпитера и других планет. Недавно Краус^{17, 18} обнаружил спорадическое радиоизлучение Венеры; в то же время в литературе появились сообщения о приеме теплового радиоизлучения Марса и Венеры на волне 3,15 см¹⁹⁻²¹.

Радиоизлучение Юпитера имеет спорадический характер: оно состоит из серии кратковременных всплесков, причем длительность отдельного всплеска составляет $10^{-2} \div 10^{-3}$ сек. Наряду с указанными короткими импульсами радиоизлучения (I тип всплесков) наблюдались также более длительные всплески, «время жизни» которых порядка $2 \div 3$ сек (II тип всплесков*). Значительное число всплесков возникает парами и триплетами с временными интервалами между всплесками около четверти секунды или около 0,1 этой величины^{150, 151}.

Одновременные наблюдения Юпитера на нескольких частотах (18, 22 и 27 Мгц¹⁵¹, а также 18 и 20 Мгц¹⁵²) показали, что имеется лишь общее соответствие между появлением серий всплесков на этих частотах, в то время как детальной корреляции между возникновением отдельных всплесков на разных частотах не существует. Отсюда следует, что ширина частотного спектра отдельного всплеска радиоизлучения меньше 2 Мгц, причем частота, соответствующая максимуму спектральной интенсивности, не изменяется за время существования всплеска (всплески I типа по классификации Уайлда⁹²).

*) Всплески II типа «промодулированы» по интенсивности с частотой ~ 30 гц и ниже¹⁵³.

Интенсивность всплесков радиоизлучения Юпитера в диапазоне $\sim 18\div 27$ *Мгц* очень велика. Согласно данным, приведенным в статье¹⁵, на частоте 18,3 *Мгц* интенсивность излучения Юпитера превышает $5 \cdot 10^{-21}$ *вт·м⁻²·гц⁻¹*, а на частоте 22,2 *Мгц* сравнима с потоком излучения от Крабовидной туманности ($5,2 \cdot 10^{-23}$ *вт·м⁻²·гц⁻¹*) или в несколько раз превосходит его¹⁴. Радионаблюдения Юпитера на частоте $f=26,6$ *Мгц* показывают, что интенсивность всплесков в несколько раз выше уровня радиоизлучения дискретного источника Кассиопея-А¹⁵⁰.

Однако радиоизлучение Юпитера не было обнаружено на более высоких частотах 38 и 81,5 *Мгц*, и, следовательно, уровень излучения Юпитера на этих частотах во всяком случае лежит ниже чувствительности интерферометрических установок, на которых проводились наблюдения. Отсюда следует, что если Юпитер и излучает на частотах 38 и 81,5 *Мгц*, то интенсивность радиоизлучения соответственно меньше 10^{-24} и $3 \cdot 10^{-26}$ *вт·м⁻²·гц⁻¹*¹⁵⁴.

Всплески радиоизлучения Юпитера циркулярно поляризованы. Степень поляризации излучения в некоторых случаях близка к 100%; излучение поляризовано по правому кругу¹⁵².

Изучение старых записей космического излучения, полученных еще в 1950—1951 гг. ($f=18,3$ *Мгц*^{15, 16}), позволило обнаружить тесную связь между появлением радиоизлучения и периодом вращения Юпитера, указывающую, в частности, на локализацию источника всплесков на диске планеты. Радиоизлучение Юпитера фиксировалось в виде групп всплесков почти каждый день в течение 1—2 час., тогда как антенная система радиотелескопа позволяла принимать радиоизлучение этой планеты в продолжение почти полного периода вращения Юпитера*). Отсюда следует, что угол ϕ , на который поворачивается Юпитер за время, в течение которого наблюдается интенсивное излучение, составляет $35\div 70^\circ$. Эти данные подтверждаются более поздними измерениями, согласно которым $\phi \sim 50^\circ$ ¹⁵². Малая длительность радиоизлучающей фазы Юпитера может быть обусловлена или направленным характером радиоизлучения, или резкой зависимостью радиоизлучающей способности локального источника на Юпитере от степени его освещенности солнечными лучами^{15**}).

Связь локального источника радиоизлучения с особенностями видимой поверхности Юпитера не вполне выяснена. Шейн^{15, 16} на основе записей 1950—1951 гг. отождествил источник радиоизлучения с особыми белыми пятнами, которые были расположены в зоне повышенной активности на границе между южным умеренным поясом и полярной зоной. Напротив, Берк и Франклин, опираясь на результаты наблюдений 1955—1956 гг.¹⁵², считают, что всплески радиоизлучения, возможно, исходят из области, занимаемой большим красным пятном.

Приведенные в статье¹⁵ данные свидетельствуют о возможной локализации источника всплесков в высоких слоях атмосферы Юпитера. В период прохождения по диску планеты один из спутников Юпитера закрыл белые пятна, с которыми, согласно отождествлению автора статьи¹⁵, были в это время связаны интенсивные всплески радиоизлучения. Указанное явление сопровождалось прекращением приема радиоизлучения Юпитера в течение 32 мин. Если предположить, что источник всплесков находится на уровне видимой поверхности планеты, то длительность радиоэатмения не должна превышать 16 мин. Большая продолжительность радиоэатмения, возможно, обусловлена меньшей относительной скоростью

*) Экваториальный период вращения Юпитера (система I) равен $9^h 50^m 30^s$.

**) С точки зрения плазменного механизма радиоизлучения Юпитера первая причина кратковременности излучающей фазы является более вероятной (см.⁷ и § 7 этого обзора).

источника всплесков и спутника Юпитера вследствие локализации источника в более высоких слоях атмосферы планеты, на расстоянии $0,1 R$ от видимой поверхности Юпитера ($R=7,1 \cdot 10^9$ см — радиус Юпитера). Не исключено, однако, что отсутствие приема радиоизлучения вызвано случайным прекращением генерации всплесков в этот период.

В прошлом году Краус^{17, 18} обнаружил на частоте $26,7$ Мгц спорадическое радиоизлучение Венеры, максимальная интенсивность которого I_{φ} в несколько раз превосходит уровень излучения дискретного источника Лебедь-А на той же частоте ($I_{\varphi} \sim 8,9 \cdot 10^{-22}$ *вт · м⁻² · гц⁻¹*). Как и радиоизлучение Юпитера, излучение Венеры на этих волнах представляет собой

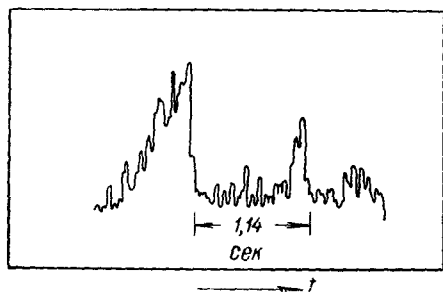


Рис. 14. Всплески радиоизлучения Венеры II типа.

последовательность всплесков двух типов: с временем жизни много меньше 1 сек (всплески I типа) и с временем жизни $\tau \geq 1$ сек (всплески II типа)¹⁵³.

Всплески I типа испытывают значительные изменения интенсивности с тенденцией к определенной периодичности (с характерным временем около 13 дней)¹⁵⁵.

Каждый всплеск II типа возникает в частотном интервале шириной от 2 до 4 Мгц и более. Весьма характерно, что для всплесков этого класса имеет место постепенное нарастание интенсивности во времени и затем

резкий спад¹⁵³ (рис. 14). Заметим, что солнечные всплески II типа отличаются обратным временным ходом, а именно резким нарастанием с последующим постепенным уменьшением интенсивности. Всплески радиоизлучения Венеры, продолжительность которых $\tau \geq 1$ сек, обладают тонкой структурой: они промодулированы по амплитуде с частотой около $15, 60, 125$ и 150 гц¹⁵³. Время прихода каждого всплеска II типа есть функция частоты (дрейф по высоте)¹⁵⁵. Краус связывает это с диспергирующими свойствами межпланетной среды, что, впрочем, маловероятно. Всплески обычно возникают через интервалы порядка 30 сек, иногда группами длительностью $5 \div 10$ мин. Краус наблюдал случай, когда 25 последовательных всплесков возникали через одинаковые интервалы времени, равные $6,25 \pm 0,5$ сек¹⁵⁵. Всплески II типа имеют высокую интенсивность в период, когда выбросы I типа достигают наибольшей силы. По-видимому, существует связь между спорадическим радиоизлучением Венеры и явлениями солнечной активности. Так, например, некоторые указания на активность Венеры в радиодиапазоне были получены 15 февраля 1956 г. — спустя 5 дней после того, как большой эруптивный протуберанец покинул пределы солнечной оболочки. Сильные сигналы Венеры в виде всплесков I типа наблюдались 23 и 30 мая и в виде всплесков II типа — 4 и 5 июня. Этим явлениям предшествовали сильные вспышки на Солнце (17 и 26 мая 1956 г.)¹⁵⁶.

Кроме исследований спорадического радиоизлучения Венеры, в 1956 г. были выполнены измерения теплового излучения Венеры и Марса на волне $\lambda=3,15$ см¹⁹⁻²¹. Средняя температура Марса на этой волне несколько меньше 0°C , а $T_{\text{эфф}}$ Венеры превышает, по предварительным оценкам, 100°C . Оптические наблюдения указывают, однако, на существование значительно меньшей температуры в верхнем слое облаков Венеры (-40°C). Более высокая $T_{\text{эфф}}$ на сантиметровых волнах связана, по-видимому, с тем, что радиоволны исходят из более глубоких слоев атмосферы этой планеты; возможно, что они испускаются поверхностью Венеры.

Значение радиоастрономических исследований планет трудно переоценить. Сведения об интенсивности теплового радиоизлучения Венеры позволяют судить о температурном режиме нижних слоев атмосферы этой планеты, которые нельзя исследовать методами оптической астрономии. Наблюдения спорадического радиоизлучения дают возможность изучать физические условия в области генерации радиоизлучения и на пути распространения радиоволн от планет до Земли.

Обнаружение поляризации радиоизлучения Юпитера является прямым доказательством наличия значительных магнитных полей в атмосфере Юпитера. С этой точки зрения особую важность приобретают поляризационные наблюдения спорадического радиоизлучения Венеры*).

Радиоизлучение Юпитера и Венеры на волнах $\sim 10 \div 15$ м можно использовать для изучения солнечной сверхкороны методом просвечивания (наряду с использованием для этой цели радиозатмений Крабовидной туманности солнечной короной). Заметим, что влияние сверхкороны на спорадическое радиоизлучение будет проявляться в увеличении как угловых размеров источника, так и длительности всплесков. Оценки показывают, что для Юпитера следует ожидать увеличения угловых размеров до $1^{\circ 158}$ и роста «времени жизни» всплесков до 0,1 сек (что значительно превосходит длительность всплесков I типа — $10^{-2} \div 10^{-3}$ сек). Некоторые данные о радионаблюдениях затмения Юпитера солнечной короной и о размывании в этот период всплесков излучения Юпитера приведены в статье ^{15 **}).

§ 7. Гипотезы о происхождении спорадического радиоизлучения Юпитера и Венеры

Вскоре после открытия радиоизлучения Юпитера была предложена гипотеза о происхождении всплесков радиоизлучения, основанная на аналогии между атмосферными радиопомехами и радиоизлучением Юпитера. Согласно этой гипотезе излучение Юпитера в радиодиапазоне вызывается происходящими в его атмосфере явлениями грозового характера.

Решающим аргументом против этого предположения является малая полоса частот $\Delta\omega$, занимаемая каждым отдельным всплеском ($\Delta\omega \ll \omega$), в то время как спектр атмосферного разряда занимает весьма широкую полосу $\Delta\omega \sim \omega$ ***). Поскольку представление о генерации всплесков радиоизлучения во время электрических разрядов между облаками в атмосфере

*) Согласно ¹⁵⁷ изменение индекса геомагнитной активности во время нижних соединений Венеры указывает на существование магнитного поля на Венере с напряженностью, в пять раз большей земного.

**) По сообщению Крауса ¹⁵⁸ во время наблюдений за радиоизлучением Венеры ($\lambda = 11$ м) весьма короткие импульсы радиоизлучения ($\tau \ll 1$ сек) возникали при прохождении Луны через диаграмму направленности радиотелескопа. По характеру интерференционной записи всплесков было установлено, что источник всплесков, имеющий угловые размеры около $1 \div 2^{\circ}$, повторяет движение Луны по небосводу, но смещен относительно центра лунного диска на расстояние $\sim 1^{\circ}$. Краус связывает наблюдавшиеся всплески с появлением около Луны ионизированного облака, состоящего из частиц, выброшенных из солнечной атмосферы во время больших хромосферных вспышек. Остается неясным, служит ли это облако действительным источником радиоизлучения или отражает сигналы I типа, идущие от Венеры или Юпитера. В обоих случаях собственная частота плазмы в облаке ω_0 не меньше ω , что дает нижнюю границу электронной плотности $N \geq 10^7$ электронов·см⁻³. С подобным отражением связано, по всей вероятности, появление на записи спорадического радиоизлучения Венеры повторных всплесков II типа через интервал ~ 1 сек (см. рис. 14) ¹⁵³.

***)) Критику обсуждаемой гипотезы см. также в статье ¹⁵⁴.

Юпитера противоречит результатам наблюдений, несомненный интерес представляет рассмотрение других возможных механизмов радиоизлучения; таким механизмом, на наш взгляд, является плазменный механизм радиоизлучения, который (в применении к Юпитеру) заключается в следующем⁷.

Нет никаких оснований сомневаться в том, что в атмосфере Юпитера, как и в атмосфере Земли, существуют ионосферные слои, возникающие под действием ионизирующего ультрафиолетового излучения Солнца. Бурные процессы, протекающие в атмосфере Юпитера, могут вызывать резкие смещения ионосферной плазмы в магнитном поле планеты, на присутствие которого указывает циркулярный характер поляризации радиоизлучения Юпитера. Возникающие при таких смещениях электрические поля приведут к нарушению равновесного квазинейтрального состояния плазмы, восстановление которого будет сопровождаться появлением собственных колебаний плазмы на частоте $\omega \approx \omega_0 = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$. Электромагнитные волны, «излучаемые» собственными колебаниями неоднородной плазмы, и принимаются на Земле в виде спорадических всплесков радиоизлучения Юпитера. Таким образом, механизм спорадического радиоизлучения Юпитера (всплески I типа) аналогичен механизму появления солнечных всплесков I типа, связанных с солнечными пятнами (см. § 5).

Область ионосферы, ответственная за создание всплесков радиоизлучения, должна быть расположена в наиболее активной части планеты с достаточно сильным магнитным полем: только при этих условиях можно ожидать появления плазменных колебаний большой амплитуды. Сделанное утверждение согласуется с установленным из наблюдений фактом локализации источника радиоизлучения на диске Юпитера. В пользу ионосферного происхождения спорадического радиоизлучения Юпитера свидетельствуют также данные, полученные из наблюдения над прохождением спутника Юпитера по диску планеты (см. § 6).

Узкий частотный спектр каждого отдельного всплеска в рамках указанного механизма генерации может быть обусловлен тем, что отдельные нарушения квазинейтрального состояния захватывают не всю толщу ионосферы Юпитера, а локализованы по высоте; в согласии с наблюдениями спектр плазменных колебаний (и частотный спектр всплесков) не изменяется во времени (см. в этой связи § 5).

Всплески радиоизлучения Юпитера могут возникать лишь на частотах, лежащих ниже критической частоты ионосферы планеты $\omega_{\text{крит}}$:

$$\omega \approx \omega_0 < \omega_{\text{крит}} = \left(\frac{4\pi e^2 N_{\text{max}}}{m} \right)^{1/2}, \quad (7.1)$$

где N_{max} — максимальная электронная концентрация в ионосфере Юпитера. Сделанное заключение подтверждается тем, что интенсивное радиоизлучение Юпитера существует в диапазоне $f \leq 27$ МГц, но не наблюдается на частотах $f \geq 38$ МГц. Отсюда, в частности, следует, что критическая частота ионосферы Юпитера $f_{\text{крит}} \sim 30$ МГц, а N_{max} , согласно (7.1), равна $\sim 10^7$ электронов·см⁻³.

Не меняющая направление вращения круговая поляризация радиоизлучения указывает на присутствие в области генерации всплесков упорядоченного, более или менее однородного магнитного поля. Согласно изложенному в § 5 поляризация радиоизлучения, связанного с плазменными колебаниями, соответствует обыкновенной волне при условии $\omega_H/\omega < 1$. Если в области генерации имеет место обратное неравенство (т. е. $H_0 > 8$ гаусс для $f \sim 22$ МГц), из нее наряду с обыкновенной

волной выходит также волна необыкновенного типа. Можно показать, однако, что необыкновенная волна сильно поглощается в слое, где $\omega \approx \omega_H$, так что на Землю и в этом случае приходит лишь обыкновенное излучение. Поскольку собственные колебания плазмы в магнитном поле Юпитера приводят в конечном счете к появлению радиоизлучения, соответствующего обыкновенной волне, наблюдаемая поляризация по правому кругу свидетельствует о том, что магнитное поле в активной части ионосферы Юпитера направлено к поверхности планеты.

Малое время радиоизлучающей фазы Юпитера на частотах ~ 20 Мгц (по сравнению с полупериодом вращения планеты) нельзя объяснить уменьшением $\omega_{\text{крит}}$ до значений меньше принимаемой частоты ω при увеличении зенитного угла Солнца χ в активной части ионосферы Юпитера^{7*)}. Малое время регистрации радиоизлучения с точки зрения обсуждаемого механизма может быть обусловлено лишь направленным характером излучения спорадических всплесков.

Плазменный механизм спорадического радиоизлучения позволяет не только объяснить многие характерные особенности всплесков Юпитера, но и дает возможность связать их с физическими условиями в ионосфере этой планеты.

Пользуясь соотношением (5.10), по известной длительности всплесков ($\tau \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ сек) найдем величину эффективного числа соударений в ионосфере Юпитера: $\nu_{\text{эфф}} \sim 10^2 \div 10^3 \text{ сек}^{-1}$. Если число соударений определяется столкновениями электронов с ионами ($\nu_{\text{эфф}} \approx \nu_i \gg \nu_m$), то кинетическая температура T ионосферы Юпитера, согласно формуле (5.8), равна $2 \cdot 10^4 \div 4 \cdot 10^3^\circ \text{K}$ ($N \sim 5 \cdot 10^6 \text{ электронов} \cdot \text{см}^{-3}$ и $\nu_{\text{эфф}} \sim 10^2 \div 10^3 \text{ сек}^{-1}$). Из условия $\nu_{\text{эфф}} \gg \nu_m$ и выражения для ν_m (5.9) следует, что концентрация нейтральных молекул меньше $2,7 \cdot 10^9 \div 6 \cdot 10^{10} \text{ молекул} \cdot \text{см}^{-3}$.

Если T больше полученного значения (что, впрочем, мало вероятно), то основной вклад в $\nu_{\text{эфф}}$ вносят столкновения электронов с молекулами, концентрация которых тогда $N_m \sim 10^{10}$.

Образование ионосферы Юпитера обусловлено ионизацией газов, входящих в состав атмосферы этой планеты: по-видимому, водорода H_2 , метана CH_4 и аммиака NH_3 . Пользуясь соотношениями, справедливыми для ионосферного слоя Чэпмена (см.¹⁰, § 87), можно показать⁷, что полутолщина водородного ионосферного слоя $L \sim 3 \cdot 10^8 \text{ см}$ ($T \sim 10^4^\circ \text{K}$), эффективный коэффициент рекомбинации $\alpha \sim 4 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ и число ионов, возникающих в течение 1 сек в 1 см^3 ионосферного слоя J_{max} , порядка 4. Для метановой и аммиачной ионосферы $L \sim 3,7 \cdot 10^7$, $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-13}$, $J_{\text{max}} \sim 30$.

Сопоставляя полученные величины с соответствующими параметрами слоя F_2 ($N_{\text{max}} \sim 10^6 \div 2 \cdot 10^6 \text{ электронов} \cdot \text{см}^{-3}$, $N_m \sim 10^{10} \text{ молекул} \cdot \text{см}^{-3}$, $\nu_{\text{эфф}} \sim 2,7 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$, $T \leq 2000^\circ \text{K}$, $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$, $J_{\text{max}} \sim 50 \div 2000$ и $L \sim 10^7 \div 3 \cdot 10^7 \text{ см}$; см.¹⁰), мы видим, что ионосфера Юпитера близка по своим свойствам к слою F_2 в ионосфере Земли.

В заключение сделаем несколько замечаний о природе спорадического радиоизлучения Венеры. По мнению Крауса¹⁷, всплески радиоизлучения вызваны явлениями грозового характера в атмосфере этой планеты. Следует отметить, однако, что эта гипотеза явно неприменима к всплескам II типа, которые в ряде случаев возникают в узкой полосе частот (до 2 Мгц).

*) Для простого ионосферного слоя $\omega_{\text{крит}} \sim \sqrt[4]{\cos \chi}$ (см.¹⁰).

Возможно, что всплески Венеры I типа, как и соответствующие всплески Юпитера, обусловлены плазменными колебаниями в ионизированных областях атмосферы Венеры ⁷. Всплески II типа, генерируемые в атмосферах Венеры и Юпитера, быть может, являются результатом наложения более коротких импульсов радиоизлучения I типа. Более вероятно, однако, что всплески Венеры с временем жизни порядка нескольких секунд возникают под действием электронно-ионных потоков солнечного происхождения, пронизывающих ионосферу Венеры. В пользу такого представления свидетельствуют как наблюдаемая зависимость времени прихода всплесков II типа от частоты (т. е., по существу, частотный дрейф всплесков), так и появление предшествующих интенсивным всплескам эруптивных протуберанцев и вспышек на Солнце (см. § 6). Механизм генерации всплесков Венеры II типа, следовательно, аналогичен механизму излучения солнечных всплесков II и III типов *).

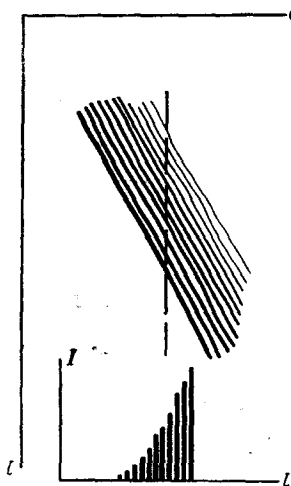


Рис. 15. Предполагаемый динамический спектр всплесков Венеры II типа. Более тонкие линии отвечают меньшей интенсивности радиоизлучения. В нижней части рисунка приведен профиль всплеска $I(t)$, соответствующий характеру предполагаемого динамического спектра.

Если предположить, что частотный спектр всплесков Венеры $I(f)$ (как и всплесков II типа на Солнце, см. § 3) «обрезан» со стороны низких частот, а дрейф по частоте направлен в сторону более высоких частот (что соответствует движению агента к поверхности планеты, в область повышенной концентрации электронов в ионосферном слое), то динамический спектр всплесков II типа примет вид, изображенный на рис. 15. Как ясно из рисунка, принятая модель генерации всплесков II типа позволяет объяснить их характерный временной ход с резким уменьшением интенсивности в конце всплеска.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Исследования радиоизлучения Солнца и планет доставили значительный экспериментальный материал, на основе которого достигнут определенный прогресс в построении теории радиоизлучения этих дискретных источников. Тем не менее, имеющиеся результаты наблюдений солнечного радиоизлучения не дают достаточно полной картины этого явления. В еще большей степени это относится к радиоизлучению планет.

В настоящее время особенно актуальным, по нашему мнению, является проведение следующих наблюдений:

1) Дальнейшее изучение распределения радиояркости по диску Солнца на волнах $\lambda \sim 1 \div 3$ см (повышение яркости в центре диска) и на волнах $\lambda \sim 1,5$ м (уярчение на краю диска).

2) Исследование поляризации радиоизлучения, связанного с солнечными пятнами (сравнение поляризации сплошного фона и всплесков, за-

*) Заметим, что у всплесков II типа на Солнце, как и в излучении всплесков Венеры II типа, также имеется «тонкая структура» (см. §§ 3, 6 и рис. 9 и 14). Есть основания полагать, что наличие «тонкой структуры» может быть обусловлено характером асимптотических решений для плазменных волн, возбуждаемых корпускулярными потоками.

зисимость поляризации от времени, длины волны, интенсивности радиоизлучения и направления магнитного поля).

3) Определение размеров «радиопятен» на разных частотах (и прежде всего на $\lambda > 2 \text{ м}$) и локализации «радиопятен» в солнечной короне.

4) Исследование динамических спектров солнечных всплесков, в особенности кратковременных всплесков ($\tau \sim 1 \text{ сек}$), имеющих «тонкую структуру».

5) Отыскание связи «изолированных» всплесков с другими явлениями солнечной активности.

6) Измерения интенсивности теплового радиоизлучения Марса и Венеры (зависимость интенсивности от времени и длины волны, распределение по диску).

7) Изучение спорадического радиоизлучения Юпитера и Венеры в широком плане и прежде всего поляризационные наблюдения Венеры, наблюдения на разных частотах и получение динамических спектров всплесков II типа (дрейф по частоте).

8) Радионаблюдения Сатурна и Меркурия.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, ДАН АН СССР 52, 491 (1946).
2. И. С. Шкловский, Астрономич. журн. 23, 333 (1946).
3. D. F. Martyn, Nature 158, 632 (1946).
4. Г. Г. Гетманцев, В. Л. Гинзбург, ДАН АН СССР 87, 187 (1952).
5. D. F. Martyn, Nature 159, 26 (1947).
6. Nature 175, 1074 (1955).
7. В. В. Железняков, Астрономич. журн. (в печати).
8. G. C. Southworth, J. Franklin Inst. 239, 285 (1945).
9. J. S. Hey, Nature 157, 47 (1946).
10. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург и Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, Гостехиздат, 1953.
11. W. H. Sinton, Phys. Rev. 86, 424 (1952).
12. W. H. Sinton, J. Opt. Soc. America 45, 975 (1955).
13. W. Gordy, S. J. Dittio, J. H. Wyman, R. S. Anderson, Phys. Rev. 99, 1905 (1955).
14. B. F. Burke, K. L. Franklin, J. Geophys. Res. 60, 123 (1955).
15. C. A. Shain, Austral. J. Phys. 9, 61 (1956).
16. C. A. Shain, Nature 176, 836 (1955).
17. J. D. Kraus, Nature 178, 33 (1956).
18. J. D. Kraus, Nature 178, 103 (1956).
19. Sky and Telescope, 15, № 10 (1956).
20. Sci. News Letter 69, 374 (1956).
21. Sky and Telescope 16, № 1, 17 (1956).
22. J. P. Hagen, Astrophys. J. 113, 547 (1951).
23. R. N. Whitehurst, F. H. Mitchell, J. Copeland, Bull. Am. Phys. Soc., series II, 1, 265 (1956).
24. R. N. Whitehurst, J. Copeland, F. H. Mitchell, J. Applied Phys. 28, 295 (1957).
25. J. H. Piddington, H. C. Minnett, Austral. J. Sci. Res. 4A, 130 (1951).
26. J. L. Pawsey, D. E. Yabsley, Austral. J. Sci. Res. 2A, 198 (1949).
27. J. H. Piddington, R. D. Davies, Nature 171, 692 (1953).
28. J. H. Piddington, R. D. Davies, Moshy Not. R. Astr. Soc. 113, 582 (1953).
29. K. E. Machin, P. A. O'Brien, Phyl. Mag. 45, 973 (1954).
30. H. W. Dodson, Astrophys. J. 119, 564 (1954).
31. T. Hatanaka, K. Akabane, F. Moriyama, H. Tanaka, T. Kakiuma, Rept. Ionosphere Res. Japan. 9, № 4 (1955).
32. H. W. Dodson, Proc. Nat. Electronics Conf. 11 Chicago, 1955, Chicago, 498 (1956).
33. Под редакцией Д. Койпера, Солнечная система, т. 1, Солнце, ИЛ, 1957.
34. A. E. Covington, W. J. Medd, J. Roy. Astron. Soc. Canada 48, 136 (1954).

35. W. N. Christiansen, J. V. Hindman, *Nature* **167**, 635 (1951).
36. H. C. Van de Hulst, *Nature* **163**, 24 (1949).
37. С. Э. Хайкин, Б. М. Чихачев, ДАН АН СССР **58**, 1923 (1947).
38. В. В. Виткевич, Б. М. Чихачев, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, 174 (1956).
39. В. С. Троицкий, М. Р. Зелинская, В. Л. Рахлин, В. Т. Бобрик, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, 182 (1956).
40. P. A. O'Brien, *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **113**, 597 (1953).
41. P. A. O'Brien, *Observatory* **73**, 106 (1953).
42. W. N. Christiansen, J. A. Warburton, *Austral. J. Phys.* **8**, 474 (1955).
43. J. H. Piddington, J. V. Hindman, *Austral. J. Sci. Res.* **2A**, 524 (1949).
44. D. F. Martyn, *Proc. Roy. Soc.* **193A**, 44 (1948).
45. W. N. Christiansen, D. E. Yabsley, B. Y. Mills, *Austral. J. Sci. Res.* **2A**, 506 (1949).
46. H. M. Stanier, *Nature* **165**, 354 (1950).
47. W. N. Christiansen, J. A. Warburton, *Austral. J. Phys.* **6**, 262 (1953).
48. G. Swarup, R. Parthasarathy, *Austral. J. Phys.* **8**, 487 (1955).
49. A. E. Covington, N. W. Broten, *Astrophys. J.* **119**, 569 (1954).
50. W. N. Christiansen, *Nature* **171**, 831 (1953).
51. W. N. Christiansen, J. A. Warburton, *Austral. J. Phys.* **6**, 190 (1953).
52. P. A. O'Brien, E. Tandberg-Hanssen, *Observatory* **75**, 11 (1955).
53. E. J. Blum, J. F. Denisse, J. L. Steinberg, *Ann. Astrophys.* **15**, 184 (1952).
54. E. J. Blum, J. F. Denisse, J. L. Steinberg, *C. R. Acad. Sci.* **234**, 1597 (1952).
55. P. A. O'Brien, C. J. Bell, *Nature* **173**, 219 (1954).
56. H. Tanaka, T. Kakinuma, *J. Phys. Soc. Japan* **9**, 364 (1954).
57. I. Alon, J. Arsac, J. Steinberg, *C. R. Acad. Sci.* **237**, 300 (1953); **240**, 595 (1955).
58. J. P. Hagen, *Solar Eclipses and the Ionosphere* **6**, 253.
59. J. P. Hagen, F. T. Haddock, G. Reber, *Sky and Telescope* **10**, 111 (1951).
60. F. Bossome, E. J. Blume, J. F. Denisse, E. Leroux, J. L. Steinberg, *C. R. Acad. Sci.* **233**, 917 (1951).
61. E. J. Blume, J. F. Denisse, J. L. Steinberg, *Ann. Astrophys.* **15**, 184 (1952).
62. W. Priester, F. Dröge, *Zeits. f. Astrophys.* **37**, 132 (1955).
63. K. E. Machin, *Nature* **167**, 889 (1951).
64. J. Firor, *Astron. J.* **60**, 161 (1955).
65. P. A. O'Brien, C. J. Bell, *Nature* **173**, 219 (1954).
66. M. Waldmeier, H. Müller, *Zeits. f. Astrophys.* **27**, 58 (1950).
67. B. Vauquois, *Observatory* **75**, 259 (1955).
68. A. E. Covington, *J. Geophys. Res.* **59**, 163 (1954).
69. T. Takakura, *Nature* **171**, 445 (1953).
70. В. В. Виткевич, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, 149 (1956).
71. В. В. Виткевич, М. И. Сигал, *Радиотехника и электроника* **1**, 861 (1956).
72. K. Kawabata, *Rept. Ionosphere Res. Japan* **8**, 143 (1954).
73. M. Waldmeier, *Atti convegna Acad. naz. Lincei*, № 4, 283 (1953).
74. M. Waldmeier, *Zeits. f. Astrophys.* **32**, 116 (1953).
75. J. H. Piddington, H. C. Minnett, *Austral. J. Sci. Res.* **2A**, 539 (1949).
76. J. S. Hey, S. J. Parsons, J. W. Phillips, *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **108**, 354 (1948).
77. J. P. Wild, *Austral. J. Sci. Res.* **4A**, 36 (1951).
78. T. Hatanaka, F. Moriyama, *Rept. Ionosphere Res. Japan* **6**, 99 (1952).
79. M. Jorand, *Ann. Astrophys.* **16**, 151 (1953).
80. B. Vauquois, P. Cupiac, M. Laffineur, *C. R. Acad. Sci.* **237**, 1630 (1953).
81. E. Tandberg-Hanssen, *Astrophys. J.* **121**, 367 (1955).
82. R. Rayne-Scott, A. G. Little, *Austral. J. Sci. Res.* **4A**, 508 (1951).
83. A. Maxwell, *Observatory* **71**, 72 (1951).
84. L. L. McCready, J. L. Pawsey, R. Payne-Scott, *Proc. Roy. Soc.* **190**, 357 (1947).
85. M. Pyle, D. D. Vonberg, *Proc. Roy. Soc.* **193A**, 98 (1948).

86. Б. М. Чихачев, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, 245 (1956).
87. В. В. Виткевич, *Астрономич. журн.* 33, 62 (1956).
88. В. Л. Гинзбург, В. В. Писарева, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, 229 (1956).
89. М. Райл, *УФН* 45, 508 (1952).
90. J. P. Wild, H. Zirin, *Austral. J. Phys.* 9, 315 (1956).
91. P. Simon *Ann. Univ. Paris* 26, 260 (1956).
92. J. P. Wild, L. L. McCready, *Austral. J. Sci. Res.* 3A, 387 (1950).
93. J. P. Wild, J. D. Murray, W. C. Rowe, *Austral. J. Phys.* 7, 439 (1954).
94. G. Reber, *Nature* 175, 132 (1955).
95. E. J. Blum, J. F. Denisse, J. L. Steinberg, *C. R. Acad. Sci.* 232, 387 (1951).
96. В. В. Виткевич, *ДАН СССР* 101, 229 (1955).
97. E. Blum, *Ann. Univ. Paris* 23, 136 (1953).
98. T. Hatanaka, S. Suzuki, A. Tsuchiya, *Proc. Japan. Acad.* 31, 81 (1955).
99. T. Hatanaka, S. Suzuki, A. Tsuchiya, *Astron. J.* 60, 162 (1955).
100. R. H. Brown, *Observatory* 73, 185 (1953).
101. J. P. Wild, J. D. Murray, W. C. Rowe, *Nature* 172, 533 (1953).
102. J. P. Wild, J. A. Roberts, J. D. Murray, *Nature* 173, 532 (1954).
103. A. E. Covington, J. Roy, *Astron. Soc. Canada* 47, 106 (1953).
104. J. Hagen, N. Hepburn, *Nature* 170, 244 (1952).
105. R. D. Davies, *Monthly Not. R. Astron. Soc.* 114, 74 (1954).
106. H. W. Dodson, E. R. Hedeman, L. Owren, *Astrophys. J.* 118, 169 (1953).
107. A. K. Das, K. Sethumadhavan, R. D. Davies, *Nature* 172, 446 (1953).
108. J. P. Wild, *Austr. J. Sci. Res.* 3A, 541 (1950).
109. R. Payne-Scott, A. G. Little, *Austral. J. Sci. Res.* 5A, 32 (1952).
110. A. E. Covington, J. Roy, *Astron. Soc. Canada* 45, 157 (1951).
111. J. P. Wild, *Austr. J. Sci. Res.* 3A, 399 (1950).
112. T. Takakura, *Publs. Astron. Soc. Japan* 6, 185 (1954).
113. Э. Р. Мустель, *Астрономич. журн.* 32, 177 (1955).
114. С. К. Всехсвятский, Г. М. Никольский, Е. А. Пономарев, В. И. Чередниченко, *Астрономич. журн.* 32, 165 (1955).
115. В. В. Железняков, *Радиотехн. и электроника* 1, 840 (1956).
116. S. F. Smerd, *Austral. J. Sci. Res.* 3A, 34, 265 (1950).
117. И. С. Шкловский, С. Б. Пикельнер, *Изв. Крымской астрофиз. обс.* 6, 29 (1951).
118. A. Reule, *Zeits. f. Naturforsch.* 7A, 234 (1952).
119. J. H. Piddington, *Proc. Roy. Soc.* 203A, 417 (1950).
120. Н. В. Вабсcock, Н. Д. Вабсcock, *Astrophys. J.* 121, 349 (1955).
121. Н. Л. Кайдановский, Э. Г. Мирзабекян, С. Э. Хайкин, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, 113 (1956).
122. R. G. Conway, *Observatory* 76, 106 (1956).
123. И. М. Гордон, *ДАН СССР* 94, 813 (1954).
124. В. В. Железняков, *Астрономич. журн.* 32, 33 (1955).
125. Б. Н. Гершман, В. В. Железняков, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, Изд. АН СССР, 273 (1956).
126. K. O. Kierenhoefer, *Nature* 158, 340 (1946).
127. В. Л. Гинзбург, *УФН* 32, 26 (1947).
128. U. E. Kruse, L. Marshall, J. R. Platt, *Astrophys. J.* 124, 601 (1956).
129. L. Riddiford, S. T. Butler, *Phil. Mag.* 43, 447 (1952).
130. Я. П. Терлецкий, *ЖЭТФ* 19, 1059 (1949).
131. В. Л. Гинзбург, *ДАН СССР* 92, 527 (1953).
132. П. Е. Колпаков, *Астрономич. журн.* 34, 222 (1957).
133. V. A. Bailey, *Phys. Rev.* 78, 428 (1950).
134. J. W. Dungey, *J. Atm. Terr. Phys.* 4, 148 (1954).
135. R. Q. Twiss, *Phys. Rev.* 84, 448 (1951).
136. L. Marshall, *Astrophys. J.* 124, 469 (1956).
137. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* 16, 574 (1946).
138. Г. В. Гордеев, *ЖЭТФ* 27, 19, 24 (1954).
139. М. Е. Герценштейн, *ЖЭТФ* 23, 669 (1952).
140. А. И. Ахизер, Я. Б. Файнберг, *ЖЭТФ* 21, 1262 (1951).
141. H. K. Sen, *Austral. J. Phys.* 7, 30 (1954).
142. H. M. Mott-Smith, *Phys. Rev.* 82, 885 (1951).
143. А. И. Ахизер, Г. Я. Любарский, Труды физ.-мат. ф-та ХГУ 6, 13 (1955).

144. H. K. S e n, Phys. Rev. 97, 849 (1955).
 145. D. B o h m, E. P. G r o s s, Phys. Rev. 75, 1851 (1949).
 146. J. F e i n s t e i n, Phys. Rev. 85, 145 (1952).
 147. R. W. L a r e n z, Zeits. f. Naturforsch. 10A, 901 (1955).
 148. Б. Н. Г е р ш м а н, В. Л. Г и н з б у р г, Н. Г. Д е н и с о в, УФН 61, 561 (1957).
 149. Н. Г. Д е н и с о в, Труды ГИФТИ и Р. Ф. ГГУ (Ученые записки ГГУ, сер. физ.) 35, 3 (1957).
 150. J. D. K r a u s, Astron. J. 61, 182 (1956).
 151. Sky and Telescope 15, № 8, 358 (1956).
 152. K. L. F r a n k l i n, B. F. B u r k e, Astron. J. 61, 177 (1956).
 153. J. D. K r a u s, Nature 178, 159 (1956).
 154. E. G. S m i t h, Observatory 75, 252 (1955).
 155. J. D. K r a u s, Astron. J. 62, 21 (1957).
 156. J. D. K r a u s, Nature 179, 371 (1957).
 157. J. H o u t g a s t, Nature 175, 678 (1955).
 158. В. В. В и т к е в и ч, Астрономич. журн. 34, 217 (1957).
-