

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.164

**РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ
СТРУКТУРЫ ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ**

Н. А. Лотова

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение	293
II. Результаты изучения сверхкороны Солнца методом «просвечивания»	295
1. Характеристики неоднородностей в пределах расстояний $r = (5 \div 60) R_{\odot}$	295
2. Влияние рассеяния радиоволны в сверхкороне Солнца на наблюдаемые размеры и форму дискретных источников радиоизлучения . . .	297
3. Модель двухкомпонентной структуры сверхкороны Солнца	299
III. Изучение межпланетной плазмы методом «радиомерцаний»	300
1. Наблюдения межпланетных мерцаний	300
2. Метод расчета электронных концентраций по данным радиомерцаний	302
3. Описание задач по рассеянию радиоволн с помощью теории фазового экрана	303
4. Радиоастрономические наблюдения солнечного ветра	305
5. Интерпретация экспериментальных данных	306
IV. О природе неоднородной структуры околосолнечной плазмы	308
Заключение	310
Цитированная литература	311

I. ВВЕДЕНИЕ

Изучение физических свойств межпланетной среды представляет в настоящее время большой интерес ввиду интенсивного освоения космического пространства. При этом важнейшими характеристиками, которые подлежат изучению, являются: концентрация, структура, динамика межпланетной плазмы, а также структура магнитных полей. Изучение этих характеристик проводится с помощью ракетных, наземных радиоастрономических и других методов исследования.

Радиоастрономические исследования основаны на изучении влияния межпланетной плазмы на проходящее сквозь нее радиоизлучение. Поэтому они позволяют решать задачи двух типов: 1) если известны истинные характеристики радиоизлучения дискретных источников, то по ним и по их наблюдаемым характеристикам можно получить информацию о свойствах околосолнечной плазмы; 2) с другой стороны, если неизвестны истинные характеристики радиоисточников (их размер, структура, распределение радиояркости), то их можно получить по наблюдаемым характеристикам и известным свойствам околосолнечной плазмы. Для решения этого круга задач в настоящее время широко применяются два радиоастрономических метода, которые различаются по характеру изучаемых ими величин. Это — метод «просвечивания», основанный на использовании затмения источников в радиодиапазоне, т. е. на просвечивании около-

солнечного пространства радиоволнами от дискретных источников радиоизлучения, и метод «радиомерцаний», который основан на изучении мерцаний интенсивности источников с очень малыми угловыми размерами.

Метод «просвечивания» был предложен и применен впервые в 1951 г. В. В. Виткевичем, который обратил внимание на то обстоятельство, что один из наиболее мощных дискретных источников радиоизлучения, Крабовидная туманность, находится вблизи эклиптики. Отсюда возникла мысль об исследовании солнечной короны на «просвет» в периоды видимого приближения этого источника к Солнцу¹. Для осуществления этих наблюдений был предложен и применен радиоинтерферометр со специально подобранными параметрами, что позволило выделить радиоизлучение Крабовидной туманности на фоне значительно более мощного (на порядок) радиоизлучения Солнца. Наблюдения, проведенные в 1951—1953 гг. в Советском Союзе и в 1952—1953 гг. в Кембридже в Англии, привели к неожиданным результатам. Оказалось, что околосолнечная среда на огромных расстояниях (до $15R_{\odot}$) оказывает влияние на проходящие сквозь нее радиоволны метрового диапазона, так как при этом наблюдается уменьшение амплитуды интерференционной картины^{1, 1a}. Однако природа наблюдавшегося эффекта оставалась невыясненной до 1954 г. ввиду того, что эти результаты не могли быть интерпретированы однозначно. Они могли быть вызваны как поглощением радиоволни в солнечной короне, так и рассеянием в ней. Наблюдения на интерферометре с базами различной длины (1954) позволили выяснить природу наблюдаемого эффекта²⁻⁴. Было установлено, что увеличение угловых размеров Крабовидной туманности обусловлено рассеянием ее излучения на неоднородностях электронной плотности, которые, как показали первые наблюдения, простираются на огромные расстояния, порядка $15R_{\odot}$. Таким образом, удалось наблюдать продолжение солнечной короны (сверхкорону Солнца)*). При этом было установлено, что сверхкорона имеет существенно неоднородную структуру, чем и обусловлено наблюдаемое рассеяние радиоволн. Совершенствование методики радиоинтерферометрических наблюдений в последующие годы позволило наблюдать сверхкорону в области больших расстояний, которые к настоящему времени достигли $\approx 1/3$ а. е. (т. е. $\sim 60R_{\odot}$)⁵⁻⁹.

Открытие в 1963 г. квазаров (источников с очень малыми угловыми радиоразмерами, $\lesssim 1''$)¹⁰ позволило распространить радиоастрономические исследования на более удаленные области межпланетной плазмы. Это оказалось возможным благодаря применению нового метода — метода «радиомерцаний», который также основан на просвечивании межпланетной плазмы, но при этом измеряемой величиной являются флуктуации интенсивности и период «мерцаний» радиоисточника. Впервые этот метод был применен в 1964 г. Хьюишем и др.¹¹. Идея метода была предложена еще в 1956 г. В. Л. Гинзбургом¹² и подробно рассмотрена в 1958 г. В. В. Писаревой¹³. Однако его практическое использование стало возможным лишь после открытия квазаров. Принцип этого метода состоит в следующем. Если между точечным источником радиоволн и Землей имеется слой, содержащий статистические неоднородности электронной плотности, то проходящие через слой волны испытывают дифракцию. При движении неоднородностей со скоростью v относительно Земли дифракционная картина движется по Земле с той же скоростью, что приводит к флуктуациям интенсивности радиоизлучения в точке наблюдения («мерцаниям»). Такие радиомерцания впервые наблюдались систематически Хьюишем и др. для

*) Обычно при этом имеют в виду область $r \lesssim 60R_{\odot}$. Продолжением сверхкороны является межпланетная плазма.

значительного количества источников¹¹. Так как обнаруженные в работах¹⁴⁻¹⁷ колебания интенсивности радиоизлучения имеют период τ порядка нескольких секунд, они не могут быть обусловлены изменением интенсивности самих источников, поскольку τ намного меньше времени распространения света через источник. Следует также отвергнуть ионосферное происхождение наблюдавших мерцаний, так как такое предположение приводит к абсурдному результату: рассеяние радиоволн на ионосферных неоднородностях должно было бы приводить к «видимым» угловым размерам источника $\geq 10^\circ$. Отсюда был сделан вывод о том, что мерцания радиоисточников обусловлены дифракцией радиоволн на неоднородностях межпланетной плазмы, которые движутся со скоростью солнечного ветра, достигающей в соответствии с теорией Паркера около 400 км/сек на расстоянии порядка $100R_\odot$ ¹⁸. Наблюдения радиомерцаний позволили изучить электронные неоднородности межпланетной плазмы в области $(80 \div 260)R_\odot$, т. е. до рекордно больших расстояний, превышающих радиус земной орбиты. В последнее время эти наблюдения были распространены на область более высоких частот, что позволило исследовать методом «мерцаний» область, более близкие к Солнцу, и, таким образом, охватить более широкую область расстояний $(20 \div 260)R_\odot$.

Сочетание обоих радиоастрономических методов позволяет осуществлять регулярные наблюдения околосолнечной плазмы в области расстояний $(4,5 \div 260)R_\odot$ и получать ее важнейшие параметры: форму, размер и концентрацию электронов в неоднородностях, а также скорость их движения для различных расстояний от центра Солнца. Получение этих характеристик межпланетной плазмы недоступно другим методам изучения.

II. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ СВЕРХКОРОНЫ СОЛНЦА МЕТОДОМ «ПРОСВЕЧИВАНИЯ»

1. Характеристики неоднородностей в пределах расстояний $r = (5 \div 60)R_\odot$

Наблюдениями методом «просвечивания» было установлено, что наличие неоднородностей является характерным и постоянным свойством спокойной сверхкороны и межпланетной плазмы. Неоднородности наблюдаются как в годы максимума, так и в годы минимума солнечной активности, как в низких, так и в высоких гелиоширотах^{1-9, 23}. В околосолнечной плазме были открыты и изучены неоднородности различного типа^{2, 23}. Так, были обнаружены быстро движущиеся крупномасштабные неоднородности (с размером $l \sim 10^6$ км и скоростью порядка нескольких тысяч км/сек), приводящие к кратковременным изменениям интенсивности сигнала источника (характерное время $\sim 1 \div 3$ мин). Были обнаружены стабильно существующие (без заметного движения) крупные неоднородности (характерный размер — около 10^6 км), приводящие к рефракции радиоволн. Такие неоднородности наблюдались, начиная с 1956 г.; при этом была открыта рефракция около $30'$ на волне $\lambda = 6$ м на расстоянии $(10 \div 20)R_\odot$. Эти значения рефракции были объяснены наличием неоднородностей с электронной концентрацией, примерно в 10 раз превосходящей среднюю концентрацию электронов. Случай рефракции неоднократно наблюдались позднее и на больших расстояниях. Однако главным результатом этих исследований было установление того факта, что плазма в околосолнечном пространстве всегда содержит мелкомасштабные неоднородности, рассеивающие радиоволны метрового диапазона^{5-9, 24, 25}. Изучение зависимости угла рассеяния радиоволны от минимального расстояния луча

зрения до центра Солнца $\overline{\Phi^2}(r_0)$ позволило получить оценки характеристик этих неоднородностей.

В экспериментах по «просвечиванию» непосредственно измеряемой величиной является угол рассеяния радиоволн Φ , с помощью которого вычисляется комбинация величин^{26, 27}

$$\frac{(\Delta N)^2}{l}, \quad (1)$$

где ΔN — превышение электронной концентрации в неоднородностях над средним значением, l — эффективный размер неоднородностей. Для определения параметров ΔN и l в отдельности делались оценки для l , исходя из косвенных соображений, а затем по известным Φ с учетом (1) вычислялись значения ΔN . Оценка верхней границы l была получена из условий применимости приближения геометрической оптики к задаче о рассеянии радиоволн в статистически неоднородной среде, содержащей неоднородности электронной плотности²⁸

$$l \gg \lambda, \quad (2)$$

$$D = \frac{\sqrt{\lambda R}}{l} \ll 1, \quad (3)$$

где λ — длина волны излучения, R — расстояние от точки наблюдения до эффективно рассеивающей области, D — волновой параметр. При этом, как было показано в²⁸, следует рассмотреть две возможности. Первая — когда угловой размер неоднородностей удовлетворяет соотношению

$$\sqrt{\overline{\Phi^2}} < \frac{2l}{R}, \quad (4)$$

при котором в точку наблюдения попадают лучи только от одной неоднородности фазы волнового фронта. В этом случае могут наблюдаться только явления рефракции без увеличения размеров источника. При выполнении обратного соотношения

$$\Phi > \frac{2l}{R} \quad (5)$$

излучение в точку наблюдения приходит от нескольких неоднородностей фазы волнового фронта и эффект рассеяния радиоволн приводит к наблюдаемому увеличению угловых размеров радиоисточника. В этом случае наблюдаемая величина Φ может быть принята в качестве верхней границы углового размера неоднородностей:

$$2l_{\max} = R\Phi. \quad (6)$$

Оценки по формуле (6) показали, что²⁴ $l_{\max} \approx 5 \cdot 10^3$ км при $r/R_\odot = 60$. Для оценки нижней границы l_{\min} было использовано приближение дифракционной теории в случае, когда волновой параметр D удовлетворяет условию

$$D \gg 1. \quad (7)$$

При этом отклонение потока энергии падающей волны от невозмущенного направления (т. е. увеличение «видимых» угловых размеров радиоисточника) вызывается статистической дифракцией радиоволн. Выражение для угла рассеяния радиоволн в этом случае имеет вид²⁹

$$\overline{\Phi^2} = \frac{\lambda^2}{\pi^2 l^2} \overline{(\Delta\phi)^2}, \quad (8)$$

где $\overline{(\Delta\phi)^2}$ — среднеквадратичный набег фазы волны в слое за счет неоднородностей. Подставляя в (8) значение $\overline{(\Delta\phi)^2} = 1$, что соответствует мини-

мально возможному значению угла рассеяния (кажущееся увеличение размеров источника будет наблюдаться только для случая сильного возмущения фронта волны, когда $(\Delta\phi)^2 \gg 1$ ²⁴), получим

$$l_{\min} = \frac{\lambda}{\pi\Phi}. \quad (9)$$

Применение формулы (9) к значениям Φ , полученным в экспериментах по «просвечиванию», приводит к значению²⁴ $l_{\min} \sim 50$ км при $r/R_\odot = 90$. С помощью найденных значений l проводился пересчет значений углов рассеяния к электронным концентрациям^{5, 24, 25, 30}.

Значения l_{\max} , l_{\min} показывают, что

$$50 \text{ км} \leq l \leq 5000 \text{ км}. \quad (10)$$

В оценке характеристик плазмы l , ΔN с помощью метода «просвечивания» существует значительная неопределенность, связанная с неточным значением характерного размера неоднородностей. Тем не менее с помощью этого метода был получен ряд новых данных об околосолнечной плазме, ранее вообще не доступной для исследований. Во-первых, была установлена зависимость размеров сверхкороны от фазы 11-летнего цикла солнечной активности: в период максимума размер сверхкороны больше в среднем в два раза, но для разных ее областей законы изменения различны^{5, 24, 23}; во-вторых, была установлена асимметрия сверхкороны (ее вытянутость в экваториальной плоскости) для различных лет (в среднем размер экваториальной области примерно в два раза больше полярной)³¹; и, наконец, эти измерения послужили основой для создания моделей самих неоднородностей^{32, 33}.

2. Влияние рассеяния радиоволн в сверхкороне Солнца на наблюдаемые размеры и форму дискретных источников радиоизлучения

Изучение сверхкороны Солнца методом «просвечивания» привело к открытию анизотропии ее рассеивающих свойств^{34–38}. В 1957 г. было установлено³⁴, что рассеяние радиоволн в радиальном относительно центра Солнца направлении значительно меньше, чем рассеяние под прямым углом к нему. Этот эффект анизотропного рассеяния можно объяснить тем, что неоднородности имеют вытянутую форму и ориентированы главным образом в направлениях, близких к радиальным. Форма и ориентация неоднородностей, по всей вероятности, обусловлены влиянием квазирадиального магнитного поля Солнца, затрудняющего диффузию заряженных частиц поперек силовых линий. Поэтому рассеивающие свойства сверхкороны стали рассматриваться исходя из существования радиально вытянутых неоднородностей.

Одновременные наблюдения Крабовидной туманности на интерферометрах с тремя различно ориентированными базами в периоды ее сближения с Солнцем позволили установить, что форма рассеянного источника в картинной плоскости близка к эллиптической с отношением осей, равным примерно единице при $r/R_\odot \leq 10$, а при $r/R_\odot > 10$ оно становится равным около 1/2 и в широкой области расстояний (до $40R_\odot$) сохраняет это значение постоянным³⁹. Эти усредненные результаты позволяют сделать заключение о форме рассеивающих неоднородностей и предположить существование изотропных неоднородностей в области расстояний $r/R_\odot \leq 10$ и радиально вытянутых в области $r/R_\odot > 10$. Результаты этих исследований явились основой для разработки модели сверхкороны

с использованием двух типов неоднородностей: изотропных и радиально вытянутых³³. В рамках этой модели были проведены обширные расчеты, которые позволили учесть влияние сверхкороны Солнца и межпланетной плазмы на наблюдаемые размеры и форму дискретных источников радиоизлучения, находящихся на различном расстоянии от Солнца, при наблюдении их из различных пунктов солнечной системы⁴⁰.

Задача состояла в том, чтобы связать наблюдаемое рассеяние радиоволн со свойствами околосолнечной плазмы. Было найдено интегральное уравнение, в котором рассеивающие свойства среды в каждой точке пространства характеризуются функцией рассеяния

$$\Psi(r) = 2 \sqrt[4]{\pi} \cdot 4,47 \cdot 10^{-10} \lambda_{\text{м}}^2 \frac{\Delta N}{\sqrt{l}} . \quad (11)$$

Применительно к случаю изотропных неоднородностей это уравнение имеет вид³³

$$\overline{\Phi_{\text{из}}^2}(r_0) = 2 \int_{r_0}^{\infty} \Psi_{\text{из}}^2(r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} . \quad (12)$$

В случае радиально вытянутых неоднородностей³³

$$\overline{\Phi_{\text{рад}}^2}(r_0) = \frac{2}{r_0} \int_{r_0}^{\infty} \Psi_{\text{рад}}^2(r) \frac{r^2 dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} . \quad (13)$$

В экспериментах по «просвечиванию» было установлено, что зависимость угла рассеяния радиоволн от минимального расстояния луча зрения до центра Солнца r_0 в области расстояний

$$4,5 < \frac{r}{R_{\odot}} < 90$$

хорошо аппроксимируется степенной функцией

$$\overline{\Phi^2}(r_0) = \frac{k^2}{r_0^{2m}} , \quad (14)$$

в которой величина параметра m зависит от фазы солнечной активности: по данным Виткевича для большей оси эллипса рассеяния $m = 1,11$ в годы минимума солнечной активности (1959—1963) и $m = 1,72$ в годы максимума активности (1956—1958)^{5, 31}; по данным зарубежных авторов соответствующие значения равны $m = 1,38$ и $m = 2,33$ ^{23, 24}. Степенная зависимость вида (14) позволяет решить интегральные уравнения рассеяния (12), (13) методом Абеля и найти выражение для функции рассеяния Ψ через значения параметров k и m , известные из экспериментов³³:

$$\Psi_{\text{из}}^2(r, m_{\text{из}}) = \frac{k_{\text{из}}^2 m_{\text{из}} \Gamma\left(m_{\text{из}} + \frac{1}{2}\right)}{\sqrt[4]{\pi} \Gamma(m_{\text{из}} + 1) r^{2m_{\text{из}} - 1}} , \quad (15)$$

$$\Psi_{\text{рад}}^2(r, m_{\text{рад}}) = \frac{k_{\text{рад}}^2 (2m_{\text{рад}} - 1) \Gamma(m_{\text{рад}})}{2 \sqrt[4]{\pi} \Gamma\left(m_{\text{рад}} + \frac{1}{2}\right) r^{2m_{\text{рад}} + 1}} , \quad (16)$$

где $\Gamma(m)$ — гамма-функция.

Знание функции рассеяния для радиально вытянутых и изотропных неоднородностей позволяет вычислять углы рассеяния радиоволн для источника, расположенного как «бесконечно» далеко (например, в Галак-

тике *), так и на любом конечном расстоянии от Солнца. Последняя задача весьма актуальна в связи с изучением вопроса о влиянии околосолнечной плазмы на собственное радиоизлучение «спокойного» Солнца и его активных образований. С аналогичной задачей мы сталкиваемся также при просвечивании сверхкороны Юпитером и другими планетами и в задачах при ракетных исследованиях. Неоднородности околосолнечной плазмы влияют на наблюдаемое распределение радиояркости «спокойного» Солнца, на наблюдаемые размеры и форму отдельных локальных источников. Это влияние на волнах около 10 м становится весьма заметным, и его необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных.

Расчеты показали, что учет конечности расстояния от источника до рассеивающей среды приводит к ослаблению эффекта рассеяния радиоволи⁴⁰. Исследовано влияние различных факторов (формы неоднородностей, величины параметров t и r_0) на ослабление эффекта рассеяния. Показано, что ослабление рассеяния выражено слабее для радиально вытянутых неоднородностей. Исследовано влияние рассеяния радиоволн на наблюдаемую форму дискретных источников. Показано, что «видимая» эллиптическая форма радиоисточника зависит от его расстояния до центра Солнца: приближение источника к наблюдателю приводит к заметному вытягиванию эллиптической формы в направлении, перпендикулярном к радиальному направлению на источник³³. Исследовано влияние неоднородностей околосолнечной плазмы на наблюдаемую форму и размеры источника, находящегося на конечном расстоянии от Солнца, при наблюдении из пунктов, тоже удаленных на конечное расстояние от Солнца. Показано, что наличие сверхкороны приводит к рассеянию радиоизлучения от активных областей Солнца на величины порядка 3'-20' (на волне 8 м)⁴⁰. Наблюдения таких эффектов могут быть использованы для получения регулярных сведений об околосолнечной плазме.

3. М о д е л ь д в у х к о м п о н е н т н о й с т р у к т у р ы с в е р х к о р о н ы С о л н ц а

Представления о сверхкороне как двухкомпонентной среде были развиты в работе^{25, 41}. Они вытекают из сопоставления оптических измерений электронной плотности с радиоастрономическими, которые были описаны выше, в разделе I. Оптические исследования сверхкороны основаны на том, что световой поток этих областей обусловлен рассеянием излучения фотосфера (в непрерывном спектре) на свободных электронах и пылевой составляющей сверхкороны. При этом предполагается, что поляризованное излучение связано с рассеянием на электронах. Фотометрические поляризационные измерения позволяют найти зависимость средней концентрации электронов от расстояния до центра Солнца. Такие измерения были выполнены во время солнечного затмения Блекуэллом в 1954 и 1963 г.^{42, 43}; они охватывают область расстояний $5 < r/R_\odot < 20$. Учитывая более ранние наблюдения Мишара⁴⁴ ($3 < r/R_\odot < 10$), можно сказать, что были получены оптические данные в области расстояний $3 < r/R_\odot < 20$, согласно которым $\bar{N}_e \simeq 3,4 \cdot 10^5$ эл/см³ (при $r/R_\odot = 3$), 10^4 эл/см³ (при $r/R_\odot = 10$), $2,6 \cdot 10^3$ эл/см³ (при $r/R_\odot = 20$). Отметим еще раз, что оптические исследования дают значение средней концентрации электронов, тогда как радионаблюдения методом «просвечивания» позволяют получить превышение электронной концентрации в неоднородностях

*) Этот случай реализуется при просвечивании сверхкороны Крабовидной туманностью и другими галактическими радиоисточниками.

ΔN над средней концентрацией в сверхкороне \bar{N} . В работе ⁴¹ было проведено сравнение скорости убывания электронной концентрации при увеличении расстояния от центра Солнца по оптическим и радиоданным. Для обеих электронных компонент в ⁴¹ был вычислен показатель степени убывания в зависимости от расстояния до центра Солнца. Было установлено, что для расстояний $(5 \div 10) R_{\odot}$ показатель степени по оптическим данным заметно выше, чем по радиоданным, но в области $(12 \div 15) R_{\odot}$ они имеют примерно одинаковое значение. Исходя из этих результатов, Виткович пришел к выводу о существовании двухкомпонентной структуры сверхкороны Солнца. Одна компонента — регулярная, с равномерным распределением электронной концентрации. Распространяясь сквозь нее, радиоволны не испытывают рассеяния. Вторая компонента — статистическая, состоящая из неодиородностей электронной концентрации, которые вызывают рассеяние радиоволн.

При исследовании сверхкороны Солнца методом «просвечивания» радиоисточниками типа Крабовидной туманности естественно предположить, что статистическая компонента ответственна за рассеяние радиоволн и приводит к увеличению наблюдаемых угловых размеров радиоисточника, в то время как регулярная компонента ответственна за рефракцию радиоволн. Поскольку регулярная компонента характеризуется относительно быстрым убыванием электронной концентрации при увеличении расстояния от Солнца, можно предположить, что на больших расстояниях ($r > 10R_{\odot}$) будет преобладать эффект рассеяния радиоволн, а рефракцией волн можно пренебречь. Однако на расстояниях $(3 \div 10) R_{\odot}$, когда существенны оба эффекта, необходимо решить задачу о совместном влиянии рассеяния и рефракции радиоволн. Задача о влиянии двухкомпонентной среды на наблюдаемое положение и форму просвечивающих радиоисточников качественно рассмотрена в работе ²³ и подробно — в работе ⁴⁵. Показано, что учет совместного влияния рефракции и рассеяния радиоволн в области расстояний до $10R_{\odot}$ приводит к смещению эффективного центра излучения источника и к искажению его наблюдаемой формы. Показано, что измерением смещения эффективного центра излучения просвечивающих радиоисточников можно исследовать распределение средней плотности электронов радиоастрономическим методом, что представляет известный интерес.

III. ИЗУЧЕНИЕ МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ «РАДИОМЕРЦАНИЙ»¹

1. Наблюдения межпланетных мерцаний

Первые наблюдения межпланетных мерцаний радиоисточников были выполнены (Хьюилем и др.) на волне $\lambda = 1,7 \text{ м}$ при угловом расстоянии источника от Солнца, равном $\theta = 80^\circ$ ¹¹. Переход к более длинным волнам $\lambda = 3,5$ и $7,9 \text{ м}$ (Виткович и др.) позволил наблюдать мерцания до $\theta = 160^\circ$, т. е. существенно дальше^{15, 20}. В настоящее время такие наблюдения успешно проводятся в ряде стран, и мы располагаем данными на волнах $\lambda = 7,9; 3,5 \text{ м}$ (Виткович; источники 3C144, 3C48, 3C147)^{15, 19, 20}, $\lambda = 3,7; 1,7 \text{ м}$ (Хьюиши; источники 3C144, 3C48, 3C138, 3C237, 3C208, 3C225)^{11, 14, 16, 46}, $\lambda = 0,74 \text{ м}$ (Сингалья; источник 3C273)⁴⁷, $\lambda = 1,5; 0,70, 0,49 \text{ м}$ (Коуэн; источники СТА21, 3C138, 3C273, 3C287, 3C286, 3C298)^{17, 21, 66}, $\lambda = 0,21 \text{ м}$ (Хогг и Мэнон; источники 3C273; 3C279)²². В каждом случае получены весьма схожие записи. По ним вычисляются период мерцаний (величина, обратная числу максимумов в единицу времени)

$$\tau = \frac{L}{v}, \quad (17)$$

где L — масштаб дифракционной картины на Земле, v — скорость движения неоднородностей относительно Земли, а мера мерцаний F — относительное среднеквадратичное отклонение интенсивности

$$F = \frac{\overline{I^2} - \langle \bar{I} \rangle^2}{\langle \bar{I} \rangle^2}. \quad (18)$$

Для τ и F изучается зависимость от углового расстояния θ и от используемой длины волны λ .

Сравнение данных у различных авторов позволило сделать важное заключение. Оказалось, что период мерцаний τ не зависит от длины волны λ и остается примерно постоянным в широкой области угловых расстояний источника от Солнца. При этом для более близких расстояний используются данные на более короткой волне, 0,75—0,21 м ($\theta < 35^\circ$), а на более длинной волне 7,9 м — данные наблюдений для больших углов ($\theta \approx 80^\circ$ — 160°). Эти выводы были получены в работе¹⁵, где показано, что гистограммы периодов мерцаний на волне 3,5 м (Виткевич и др.) имеют спектр, аналогичный спектру Хьюиша на волне 1,7 м.

Результаты наблюдений^{11, 14—17, 19—22} позволяют заключить, что все мерцания можно разделить на два основных типа: те, которые образуются в условиях слабого рассеяния ($\theta > 20^\circ$), и те, которые образуются в условиях сильного рассеяния ($\theta < 10^\circ$). Все основные данные относятся к области радиальных расстояний $\theta > 20^\circ$, когда межпланетные неоднородности образуют слабо рассеивающую среду, т. е. когда общий набег фазы волны $\Delta\phi$ за счет неоднородностей межпланетной среды вдоль луча зрения меняется на 1 rad . В этом случае хорошо известно, что размер наблюдаемой на Земле дифракционной картины L можно принять равным размеру самих неоднородностей l ⁴⁸. Действительно, в случае, когда размер неоднородностей значительно превосходит длину волны ($\sim 1 \text{ m}$), что имеет место в условиях околосолнечной плазмы, хорошо соблюдаются условия геометрической оптики, поэтому рассеивающее действие слоя неоднородностей при слабом отклонении лучей сводится к искажению фазы волны $\Delta\phi$ ⁴⁹). При $\sqrt{(\Delta\phi)^2} \ll 1$ (как известно из теории рассеяния радиоволны на тонком фазовом экране) масштаб дифракционной картины в плоскости наблюдения совпадает с характерным размером неоднородностей $L = l$; если же $\sqrt{(\Delta\phi)^2} \gg 1$, то наблюдаемый размер дифракционной картины L зависит от соотношения размера неоднородностей l и первой зоны Френеля $\sqrt{\lambda R}$ ^{48, 49}. При $D > 1$ (т. е. при $l < \sqrt{\lambda R}$; см. (7))

$$L = \frac{l}{\sqrt{\frac{(\Delta\phi)^2}{4}}}, \quad (19)$$

в то время как при $D \ll 1$ (при $l > \sqrt{\lambda R}$) в дифракционной картине будут присутствовать характерные размеры порядка l и $l/\sqrt{(\Delta\phi)^2}$. Наличие масштаба l связано с фокусирующим действием неоднородностей, имеющими место при $l \gg \sqrt{\lambda R}$. Все эти соображения относились к точечному источнику. С увеличением угловых размеров источника Φ дифракционная картина начинает смазываться при

$$\Phi \sim \frac{l}{R}, \quad (20)$$

^{*)} Соблюдение условий геометрической оптики и малой амплитудной модуляции волны после выхода из слоя позволяет заменить слой с неоднородностями фазовым экраном.

где R — расстояние от слоя, содержащего неоднородности, до Земли. Это позволяет наблюдать источники с $\Phi < l/R$ (квазары) по наличию мерцаний, а так как при этом $\Phi \propto \lambda^2$ (11)–(13), то для каждой волны λ имеется некоторое граничное значение θ , определяемое из условия (20), начиная с которого приближение источника к Солнцу будет приводить к уменьшению меры мерцаний F . С другой стороны, при очень больших θ увеличение углового расстояния также будет приводить к уменьшению F , что связано с уменьшением плотности среды (т. е. с уменьшением набега фазы $V(\overline{\Delta\phi})^2$). Поэтому для каждой длины волны λ имеется своя область значений θ , где флуктуации интенсивности выражены особенно хорошо. Наблюдения флуктуаций интенсивности на различных волнах λ позволяют выделять различные области околосолнечной плазмы.

2. Метод расчета электронных концентраций по данным радиомерзаний

Известные из экспериментов значения τ и F позволяют вычислять параметры плазмы l и ΔN . Соотношение (17) позволяет получить значение l , если известна скорость движения неоднородностей относительно Земли v . Значение ΔN вычисляется по известному значению F и l . В случае, когда $(\overline{\Delta\phi})^2 \ll 1$, выражение для F имеет вид^{13, 19}

$$F = 2 \overline{(\Delta\phi)^2} \left[1 - \frac{1}{1 + 4\lambda^2 R^2 / \pi^2 l^4} \right]. \quad (21)$$

Среднеквадратичный набег фазы за счет неоднородностей $V(\overline{\Delta\phi})^2$ определяется через набег фазы от одной неоднородности $V(\overline{\Delta\phi_0})^2$ и число неоднородностей m : $(\overline{\Delta\phi})^2 \sim m (\overline{\Delta\phi_0})^2$; более точные расчеты дают еще дополнительный множитель $\sqrt{\pi}$, так что

$$\overline{(\Delta\phi)^2} = 1,8 \overline{(\Delta\phi_0)^2} m. \quad (22)$$

Выражение (21) для F получено в предположении, что фазовый экран создан неоднородностями, расположеннымими в слое, имеющим малую толщину ΔR в сравнении с расстоянием R , т. е. $\Delta R \ll R$. При наблюдении мерцаний радиоисточников это неравенство не выполняется; для большинства случаев $\Delta R \sim R$. Строгая теория для указанного соотношения еще не развита, поэтому под величиной R мы будем понимать некоторое среднее расстояние от Земли до слоя с неоднородностями, а под величиной ΔR — некоторую эффективную толщину рассеивающего слоя. Для нахождения R и ΔR проводились численные расчеты¹⁹.

Рассмотрим, как изменяется F с изменением R по лучу зрения при заданном θ . При выполнении условия $\Delta R \ll R$ мера мерцаний F существенно зависит от расстояния R . Для $2\lambda R \ll \pi l^2$ (наблюдения ведутся в ближней зоне) величина в квадратных скобках в (21) значительно меньше единицы и F также мало. Таким образом, на близких расстояниях от рассеивающего слоя эффективность неоднородного экрана мала. По мере увеличения R степень мерцания от того же слоя увеличивается: для $\lambda R = l^2$

$$F = 0,6 \overline{(\Delta\phi)^2}. \quad (23)$$

Наконец, при $2\lambda R \gg \pi l^2$, когда мы находимся в дальней зоне, величина в квадратной скобке может быть принята равной единице. В этом случае действие неоднородного экрана наиболее эффективно. Что касается зависимости фазового набега на единицу длины (по лучу зрения) от расстояния, то очевидно, что для достаточно больших расстояний эта величина

всегда падает. Поэтому, если представить F в виде суммы, разбив весь слой на тонкие слои δR_i равной толщины с набегом фазы $(\Delta\varphi_i)^2$ и соответствующим расстоянием до наблюдателя R_i :

$$F = 2 \sum_{i=1}^n (\Delta\varphi_i)^2 \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{\lambda^2 R_i^2}{\pi^2 l^4}} \right], \quad (24)$$

то при малых i слагаемые будут малы из-за малости второго множителя, а при больших i всегда, начиная с некоторого значения $i = k$, будет мал первый множитель. Для некоторого значения $i = m$ соответствующий член выражения (24) будет иметь наибольшее значение, т. е. этот слой будет вносить наибольший вклад в рассеяние. Расстояние до этого слоя обозначим через R_m , т. е. R_m есть некоторое эффективное расстояние от наблюдателя до рассеивающих неоднородностей. Далее, можно найти некоторую эффективную толщину слоя ΔR , которую мы определим по спаданию величины F до значения 0,5 от максимального как в сторону меньших расстояний (R_1) от наблюдателя, так и в сторону больших расстояний (R_2)

$$\Delta R = R_2 - R_1.$$

Соответствующие вычисления были проведены в ¹⁹ и для различных θ были найдены значения R_m и ΔR .

Так как ΔR — длина пути в неоднородной среде, а $2l$ — размер неоднородностей, перепишем (22) в виде

$$\overline{(\Delta\varphi)^2} = 1,8 \overline{(\Delta\varphi_0)^2} \frac{\Delta R}{2l}. \quad (25)$$

Используя известное соотношение ¹⁹

$$\sqrt{\overline{(\Delta\varphi_0)^2}} = \frac{4\pi}{\lambda_{\text{к.м}}} \cdot 4,5 \cdot 10^{-10} \lambda_{\text{м}} \sqrt{\overline{(\Delta N)^2} l_{\text{к.м}}^2}, \quad (26)$$

найдем интересующее нас выражение для электронной концентрации неоднородностей

$$\overline{(\Delta N)^2} = 3,5 \cdot 10^{10} \frac{\overline{(\Delta\varphi)^2}}{\lambda_{\text{м}}^2 l_{\text{к.м}}^2 \Delta R_{\text{к.м}}}, \quad (27)$$

где $\overline{(\Delta\varphi)^2} = \frac{1}{2} F$ из выражения (21).

На рис. 1 показан пример значений R_m , R_1 , R_2 в зависимости от угла θ для волны $\lambda = 7,9$ м. Как видно, при $\theta = 180^\circ$ область более эффективного рассеяния приближается к Земле, $\Delta R \sim 0,45$ а. е. При уменьшении θ ΔR сначала растет, а при приближении к Солнцу заметно уменьшается.

3. Описание задач по рассеянию радиоволн с помощью теории фазового экрана

Как уже отмечалось выше, для описания рассеивающего действия среды на проходящее сквозь нее радиоизлучение широко используется теория фазового экрана, в которой действие среды заменяется фазовым экраном, создающим наблюдаемое рассеяние. Недавно опубликованная работа Солпитера ⁵⁰ посвящена обобщению результатов теории фазового

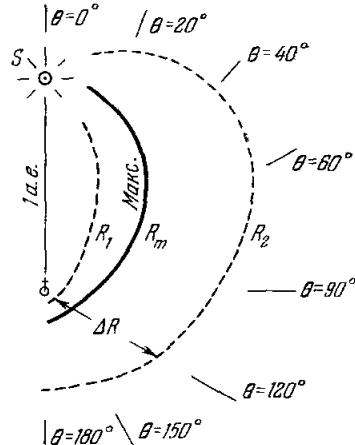


Рис. 1. Расположение слоя неоднородностей межпланетной плазмы, вносящего основной вклад в радиомерзания.

R_1 — внутренняя, R_2 — внешняя границы; ΔR — толщина слоя по данному направлению 0. При расчетах принято $\lambda = 7,9$ м, $l = 600$ км, $2m = 3,5$.

экрана применительно к изучению интенсивности и меры мерцаний в картины плоскости в зависимости от расстояния z от экрана до наблюдателя при различных значениях $\overline{(\Delta\phi)^2}$ ^{13, 51, 52}. Рассмотрены случаи $z < z_0$ и $z > z_0$, где z_0 — расстояние от рассеивающего экрана, при котором угловой размер неоднородностей показателя преломления совпадает с угловым размером первой зоны Френеля. При $z = z_0$ волновой параметр (3) $D = 1$ и

$$z_0 = \frac{2\pi l^2}{\lambda}. \quad (28)$$

Случай $z < z_0$ ($D < 1$) соответствует области близкого поля, когда в распределении интенсивности в плоскости наблюдения наряду с дифракционными эффектами могут быть существенны эффекты фокусировки (что имеет место в случае $\overline{(\Delta\phi)^2} > 1$). В этом случае в распределении интенсивности имеются как большие неоднородности, с размером порядка l , так и мелкие, порядка $l/\sqrt{\overline{(\Delta\phi)^2}}$, накладывающиеся на неоднородности крупного масштаба. Наличие больших неоднородностей при $\overline{(\Delta\phi)^2} > 1$ связано с фокусирующим действием неоднородностей показателя преломления, имеющих характерный размер $l \gg \sqrt{\lambda z}$ ¹³. Случай $z > z_0$ ($D > 1$) соответствует области дальнего поля, когда наблюдаются только дифракционные эффекты и средний размер неоднородностей в плоскости наблюдения порядка $l/\sqrt{\overline{(\Delta\phi)^2}}$.

В работе Солпитера⁵⁰ показано, что характер мерцаний точечного источника зависит от двух параметров: $\overline{(\Delta\phi)^2}$ и z/z_0 . При этом можно выделить четыре различных режима:

Область 1, где $z \ll z_0$ при $\sqrt{\overline{(\Delta\phi)^2}} < 1$ (слабое рассеяние) и $z \ll l \equiv \frac{z_0}{\sqrt{\overline{(\Delta\phi)^2}}}$ при $\sqrt{\overline{(\Delta\phi)^2}} > 1$ (сильное рассеяние). В этой области спектр $M(q)$ (фурье-образ функции корреляции интенсивности $I(x)$ (одномерный экран)) имеет вид

$$M(q) \approx I_0^2 \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 (ql)^4 \varphi^2(q). \quad (29)$$

Мера мерцаний

$$F \approx \sqrt{\overline{(\Delta\phi)^2}} \frac{z}{z_0}; \quad (30)$$

$\varphi(x)$ — случайное изменение фазы вдоль экрана, $\overline{(\Delta\phi)^2}$ — среднеквадратичное отклонение фазы, $\overline{(\Delta\phi)^2} \rho(r)$ — автокорреляционная функция $\varphi(x)$, $\varphi(q)$ — фурье-образ автокорреляционной функции фазы $\varphi(x)$. Корреляционная длина l определяется как величина, обратная второму моменту $\varphi^2(q)$, например для гауссова экрана

$$\left. \begin{aligned} \rho(r) &= e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{r}{l} \right)^2}, \\ \varphi^2(q) &= \sqrt{2\pi} l \overline{(\Delta\phi)^2} e^{-\frac{1}{2} (ql)^2}, \\ l^2 &= q_0^2, \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

где q_0^2 — второй момент $\varphi^2(q)$. Спектр (29) имеет максимум при $q = l^{-1}$, мера мерцаний F пропорциональна λ^2 . При этом частотный спектр интенсивности является гауссовым и существует высокая кросскорреляция между мерцаниями, наблюдаемыми на различных частотах.

В области $2 z \gg z_0$, $(\overline{\Delta\phi})^2 \ll 1$ (слабое рассеяние). Спектр

$$M(q) \approx 21^2 \varphi^2(q), \quad (32)$$

$$F \approx 1. \quad (33)$$

В этом случае спектр (32), наблюдаемый на Земле, является таким же, как спектр фазовых флуктуаций на экране. Мера мерцаний F пропорциональна λ . Имеется гауссово распределение интенсивности и высокая кросскорреляция при условии

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{2} \frac{v_2 - v_1}{v_2 + v_1} < \frac{z_0}{z}. \quad (34)$$

В области $3 z \gg l = \sqrt{\frac{z_0}{(\Delta\phi)^2}}$, $(\overline{\Delta\phi})^2 \gg 1$,

$$M(q) \approx \exp \left[- \left(\frac{ql}{2\sqrt{(\Delta\phi)^2}} \right)^2 \right], \quad (35)$$

$$F \approx 1. \quad (36)$$

Спектр имеет гауссову форму, и его ширина $\sqrt{2}\sqrt{(\Delta\phi)^2}/l$ пропорциональна λ . Мера мерцаний порядка единицы, кросскорреляция мала, если

$$\frac{\Delta v}{v} < \left(\frac{z_0}{z} \right) \left(\sqrt{(\Delta\phi)^2} \right)^{-2}. \quad (37)$$

Область 4 является границей между областями 1 и 3, $z \sim l \ll z_0$. Преобладают мерцания с острыми максимумами, имеется слабая корреляция между мерцаниями на различных частотах при

$$\frac{\Delta v}{v} < (\sqrt{(\Delta\phi)^2})^{-1/3}. \quad (38)$$

Ширина спектра сильно зависит от λ , возрастая от l^{-1} в области 1 до $\sqrt{2}\sqrt{(\Delta\phi)^2}l^{-1}$ в области 3. Мера мерцаний превышает единицу. Теория фазового экрана позволяет выделить четыре главных режима мерцаний (флуктуаций интенсивности) в зависимости от величины параметров $\sqrt{(\Delta\phi)^2}$ и z/z_0 . Знание этих режимов (29)–(38) позволяет по имеющимся экспериментальным данным определить область рассеяния и в соответствии с этим получить параметры фазового экрана: его удаление, характерный масштаб l и электронные плотности ΔN . Такая работа была выполнена в ²¹, где результаты наблюдений на волнах 1,5 м, 70 см и 49 см сравниваются с приведенной выше теорией. Показано, что наблюдения достаточно хорошо согласуются с теорией и можно определить соответствующий режим рассеяния. Определен характерный размер l ($l = 110$ км) и среднеквадратичные флуктуации электронной плотности, которые составляют около двух процентов окружающей плотности:

$$\frac{\Delta N}{N} \simeq 2\%. \quad (39)$$

4. Радиоастрономические наблюдения солнечного ветра

Изучение межпланетной плазмы косвенным методом, по наблюдению комет, показало, что всегда существует поток плазмы, направленный во все стороны от Солнца. Плазма течет в первом приближении радиально, со средней скоростью 400–500 км/сек. Это позволяет считать межпланетную плазму солнечным ветром, т. е. мы можем утверждать, что межпланетная плазма имеет солнечное происхождение, которое связано с

гидродинамикой внешних слоев солнечной атмосферы⁵³. В районе земной орбиты скорость солнечного ветра была измерена при помощи ракет и были получены значения $v = 270-800 \text{ км/сек}$ ⁵⁴.

Вопрос о направлении и скорости движения неоднородностей является одним из фундаментальных в физике межпланетной плазмы. Для радиоастрономических вычислений очень важно знать скорость движения неоднородностей, так как при этом можно вычислять размеры неоднородностей l (17) и электронную концентрацию ΔN (27). Однако до последнего времени скорость неоднородностей оставалась неопределенной величиной. Правда, при оценках l и ΔN использовались значения v , взятые по ракетным данным, но при этом в неявном виде вводилось предположение о том, что неоднородности вмоготуны в межпланетную плазму и что их скорости совпадают со средними скоростями общего потока межпланетной плазмы.

Летом 1966 г. по инициативе Витковича⁵⁵ на Радиоастрономической станции ФИАН был поставлен эксперимент с целью непосредственного измерения проекции скорости неоднородностей на Землю. Измерение скорости осуществлялось по относительному сдвигу во времени подобной картины мерцаний между тремя пунктами наблюдений. Были проведены наблюдения за мерцаниями источников ЗС 144, ЗС 48, ЗС 147 на волне $\lambda = 3,5 \text{ м}$ при угловом расстоянии между источником и Солнцем $\theta = 35-45^\circ$ ⁵⁶. Отметим, что значения $\theta = 35-45^\circ$ соответствуют расположению эффективно рассеивающего слоя на расстоянии $r \sim 150 R_\odot$ от центра Солнца, т. е. примерно на расстоянии, равном орбите Венеры. Напомним, что согласно теории Паркера скорость солнечного ветра на участке от Венеры до Земли практически не меняется¹⁸. Измерения скорости неоднородностей, ответственных за «мерцания» дискретных источников, показали, что эта скорость равна примерно $350-250 \text{ км/сек}$ и ее направление близко к радиальному направлению от Солнца⁵⁶. Таким образом, было экспериментально установлено, что обе скорости, скорость солнечного ветра и скорость неоднородностей межпланетной плазмы, в среднем близки. Это позволяет предположить, что неоднородности межпланетной плазмы являются одной из компонент солнечного ветра. Аналогичные результаты были получены Хьюишем по измерению запаздывания мерцаний между двумя пунктами¹⁶. Несколько заниженное значение скорости v по сравнению с ракетными данными связано, по-видимому, с тем, что по мерцаниям измеряется проекция вектора скорости.

Описанный метод измерения скорости солнечного ветра по радиомерцаниям можно в принципе распространить на меньшие длины волн λ , что позволит измерить скорость солнечного ветра на небольших расстояниях от Солнца $\sim(20-40) R_\odot$ и экспериментально проверить теорию Паркера в тех областях, в которых невозможны прямые ракетные измерения.

5. Интерпретация экспериментальных данных

Измерения флуктуаций интенсивности радиоисточников на различных волнах λ показали, что период мерцаний τ в среднем не зависит от $\lambda^{20-22, 11}$. Применительно к формулам (17) и (19) это означает, что полученные данные можно отнести к случаю тонкого экрана, когда $\sqrt{\langle \Delta\phi \rangle^2} < 1$. Как уже упоминалось в разделе III, период мерцаний τ остается примерно постоянным в широкой области угловых расстояний источника от Солнца¹⁸. С учетом (17) это позволяет заключить, что в широкой области расстояний от Солнца ($60-260 R_\odot$) размер электронных неоднородностей остается постоянным (если при этом не меняется их

скорость). Знание скорости неоднородностей позволяет однозначно определить масштаб дифракционной картины на Земле, который в случае слабого рассеяния ($\sqrt{(\Delta\phi)^2} < 1$) совпадает с масштабом неоднородностей. Таким образом, данные о периоде мерцаний и о скорости движения неоднородностей дают однозначное определение l , которое позволяет уменьшить неопределенность в первоначальной оценке (10). Сопоставление с данными, полученными методом «просвечивания», показывает, что спектр рассеивающих неоднородностей в области расстояний $4,5 \leq r/R_\odot \leq 260$ расположен в основном в интервале

$$100 \text{ km} \leq l \leq 1000 \text{ km} \quad (40)$$

с характерным размером l на расстоянии $\sim 100R_{\odot}$, равном ≈ 800 км по оценкам Виткевича^{15, 56} и ~ 200 —300 км по данным Хьюиша¹⁶. Знание

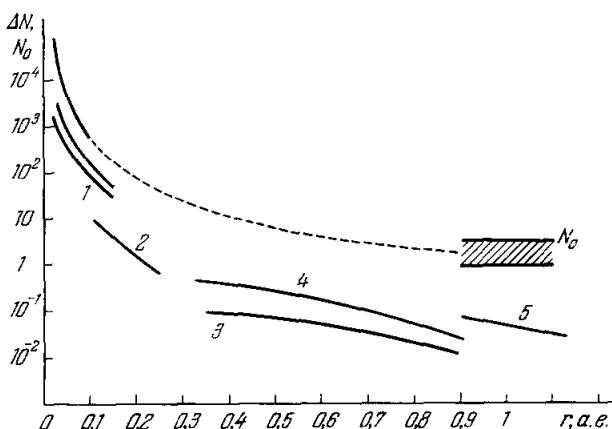


Рис. 2. Электронные концентрации сверхкороны Солнца и межпланетной плазмы.

N_0 — средние значения (верхняя кривая), ΔN — концентрации неоднородностей. 1 — Данные по рассеянию радиоволн (Виткевич); верхняя и нижняя кривые получены для размеров неоднородностей $l = 600$ и 200 км соответственно; 2 — данные по наблюдениям радиомерцаний (Синигалья), волна на $0,74 \text{ м}$; 3 — данные по радиомерцаниям (Виткевич), волна $3,5 \text{ м}$; 4 — то же (Хьюш), волна $1,74 \text{ м}$; 5 — то же (Виткевич), волна $7,9 \text{ м}$.

величины l в свою очередь позволяет с помощью соотношений (11), (21), (27) вычислить ΔN . В работе¹⁹ использованы данные наблюдений рассеяния радиоволн, полученные по мерцаниям, и приведены значения ΔN для различных расстояний от Солнца (рис. 2). Значения электронной концентрации вблизи орбиты Земли оказались равными $0,1-0,05 \text{ эл}/\text{см}^3$. Сравнение этих значений ΔN с существующими данными о средней концентрации электронов, полученными из оптических измерений Блекуэлла⁴³, показывает, что относительные значения электронной концентрации мелкомасштабных неоднородностей (40) составляют примерно $1,5-4\%$ (что согласуется с оценкой (39), приведенной в²¹). Таким образом были однозначно определены параметры неоднородностей и была создана единая картина неоднородной структуры сверхкороны Солнца и межпланетной плазмы *).

^{*)} После того как настоящий обзор был сдан в печать, появилась статья Дугласа и Смита⁶⁵, в которой сообщаются результаты изучения быстрых временных флюктуаций декаметрового радиоизлучения Юпитера ($\lambda = 13,5 \text{ м}$). Наблюдения при помощи четырех приемников, расположенных в различных пунктах, позволили установить,

IV. О ПРИРОДЕ НЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРЫ ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Радиоастрономические исследования позволяют считать надежно установленным существование неоднородной структуры околосолнечной плазмы. Дополнительные, весьма важные сведения о свойствах межпланетной плазмы были получены в 1966 г. при ракетных измерениях. В результате измерений, которые проводились на ракете «Пионер-IV», было установлено существование значительной анизотропии в распределении частиц плазмы по скоростям вблизи орбиты Земли (траектория «Пионер-VI» близка к орбите Земли): температура в направлении магнитного поля $T_{||}$ оказалась примерно в пять раз больше температуры в перпендикулярном направлении T_{\perp} , причем вблизи орбиты Земли $T_{||} \sim 10^5$ °К⁵⁷.

В⁵⁸ обсуждается возможный механизм возникновения анизотропии температур. Так, например, в этой работе показано, что в области расстояний от Солнца ≤ 1 а. е. инерционное охлаждение солнечного ветра при увеличении расстояния от Солнца приводит к более медленному убыванию тепловой компоненты $v_{||}$, чем компоненты v_{\perp} , убывание которой происходит в силу сохранения первого адиабатического инварианта. Различие в изменении $v_{||}$ и v_{\perp} и приводит к появлению анизотропии температуры.

В работе⁵⁹ в качестве одной из возможных причин образования неоднородной структуры околосолнечной плазмы рассматривается возникновение и развитие неустойчивостей в плазме вследствие анизотропного распределения температур. Рассмотрению этого механизма и посвящен настоящий раздел.

Неустойчивость плазмы с анизотропной температурой в литературе исследована достаточно подробно^{60–63}. Из этих исследований известно, что плазма оказывается неустойчивой при сколь угодно малой анизотропии $T_{\perp} \neq T_{||}$. Неустойчивость проявляется в возбуждении длинноволновых (низкочастотных) колебаний в плазме. Так, в бесстолкновительной плазме в отсутствие магнитного поля (точнее, при $\beta = 8\pi NT_{||}/B_0^2 \gg 1$) при $T_{||} > T_{\perp}$ происходит апериодическая раскачка колебаний, распространяющихся почти перпендикулярно к магнитному полю (направлению максимальной температуры). Это означает, что возмущения, соответствующие таким колебаниям, должны быть вытянуты в продольном направлении по крайней мере в 2–3 раза. Инкремент развития неустойчивости порядка⁶⁰

$$\gamma \approx \frac{\omega_{Le} k v_{T||}}{\sqrt{k^2 c^2 + \omega_{Le}^2}}, \quad (41)$$

где k — волновое число (или обратный размер $k \sim \frac{\pi}{l}$ возмущения), $v_{T||} = \sqrt{\frac{T_{||}}{m}}$ — тепловая скорость электронов плазмы, а $\omega_{Le} = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m}}$ — лэнгмюровская частота. Условия применимости формулы (41) $\gamma \gg kv_{T\perp}$,

существование односекундной компоненты во времений структуре дециметрового излучения Юпитера. Используя представления о неоднородной структуре солнечного ветра, изложенные в настоящей работе, и распространяя их на область больших расстояний от Солнца, примерно до 2 а. е., авторы работы⁶⁵ приходят к выводу о существовании на Юпитере источником с малыми угловыми размерами. Существование дециметровых всплесков радиоизлучения Юпитера они отождествляют с межпланетными мерцаниями излучения этих источников. Масштаб неоднородностей межпланетной плазмы (принятый равным примерно нескольким сотням — нескольким тысячам км) позволяет получить оценку верхнего предела собственных угловых размеров этих источников $\leq 5''$.

v_e определяют размеры возмущений, которые могут развиваться в плазме:

$$\sqrt{\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \frac{\pi c}{\omega_{Le}}} < l < \frac{\pi v_{T\parallel}}{v_e}. \quad (42)$$

Здесь v_e — частота столкновений электронов.

При $\beta \sim 1$ существенным становится влияние магнитного поля на характер анизотропной неустойчивости. Развитие неустойчивости в этом случае возможно, если

$$\frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} > \frac{1}{2} \left(1 + \frac{v_A^2}{v_{\perp i}^2} \right), \quad (43)$$

где $v_A = \sqrt{\frac{B_0^2}{4\pi NM}}$ — альвеновская скорость, причем инкремент ее развития порядка^{61, 62}

$$\gamma \leq \sqrt{2} k \sqrt{\frac{T_{\parallel}}{M}}. \quad (44)$$

Возмущения, связанные с развитием такой неустойчивости, хотя и в меньшей степени, чем рассмотренные (при $\beta \gg 1$), но также вытянуты в продольном направлении. Из условия применимости (44) $\Omega_i = eB_0/Mc \gg \gamma \gg v_i$ находим размеры неустойчивости возмущений в плазме:

$$\frac{\pi}{\Omega_i} \sqrt{\frac{2T_{\parallel}}{M}} < l < \frac{\pi}{v_i} \sqrt{\frac{2T_{\parallel}}{M}}. \quad (45)$$

Наконец, при $\beta \ll 1$ возможно развитие медленной циклотронной анизотропной неустойчивости с максимальным инкрементом⁶³

$$\gamma = \frac{\sqrt{\pi} \omega_{Li} T_{\perp}}{\sqrt{2T_{\parallel} Mc^2}} e^{-\frac{B_0^2}{8\pi N T_{\parallel}} \frac{T_{\parallel}^2}{(T_{\perp} - T_{\parallel})^2}}. \quad (46)$$

Длина волны максимально быстро нарастающих колебаний

$$k \simeq \frac{\Omega_i}{v_A} \left(1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right)$$

соответствует возмущениям с размером

$$l \approx \frac{\pi v_A}{\Omega_i} \left(1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right)^{-1}. \quad (47)$$

Попытаемся связать анизотропную неустойчивость плазмы с наблюдаемыми неоднородностями. Прежде всего заметим, что анизотропию межпланетной плазмы можно считать экспериментально установленной лишь в районе орбиты Земли (траектория «Пионер-VI»). Согласно работе⁵⁸ как раз в районе орбиты Земли анизотропия плазмы должна быть максимальной. Поэтому в первую очередь рассмотрим область орбиты Земли. В этой области $\beta \sim 1$ и $T_{\parallel}/T_{\perp} \sim 5$, что обеспечивает выполнение условия неустойчивости (43). Из неравенств (45) (если учесть, что в районе орбиты Земли $N \sim 1 \text{ см}^{-3}$, $\Omega_i \sim 2 \cdot 10^{-1} \text{ сек}^{-1}$, $v_i \sim 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$) следует, что размеры наблюдаемых неоднородностей должны лежать в пределах

$$300 \text{ км} < l < 10^8 \text{ км}. \quad (48)$$

Так как инкремент развития неустойчивости (44) в этой области растет с ростом k , наиболее вероятными являются мелкомасштабные неоднородности с $l \sim 300 \text{ км}$, что согласуется с экспериментом (см. выше).

В районе за орбитой Земли $\beta \gg 1$, и если там имеется анизотропия температуры $T_{\parallel} > T_{\perp}$, то для оценки размеров неоднородностей мы должны воспользоваться неравенствами (42). Учитывая, что в этой области $N \leq 1 \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10^5 \text{ К}$ и $v_e \sim 4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, имеем

$$20 \text{ км} < l < 10^8 \text{ км}. \quad (49)$$

Здесь также наиболее вероятными являются мелкомасштабные неоднородности. Однако очень мелкомасштабные неоднородности вследствие их быстрой осцилляции ($\omega \sim \gamma \sim \omega_{Le} \frac{v_{Te}}{c} \sim 10^1 - 10^2 \text{ сек}^{-1}$) экспериментально могут и не наблюдаться, если период их осцилляции значительно меньше времени наблюдения $\tau \sim 0,5 - 0,9 \text{ сек}$. Для того чтобы неоднородности были наблюдаемыми, необходимо $\tau < 1/\gamma$. Это неравенство выполняется для неоднородностей с $l > \frac{1}{2\pi} v_{Te} \sim 100 \text{ км}$. Следует заметить, что при уменьшении времени наблюдения в области за орбитой Земли должны проявиться и более мелкомасштабные неоднородности, предсказываемые теорией, если в плазме имеется значительная анизотропия температуры $T_{\parallel} > 2T_{\perp}$. Поэтому экспериментальное исследование этой области межпланетной плазмы может послужить критерием правильности нашей гипотезы о природе неоднородностей.

Наконец, в области до орбиты Земли, где $\beta \ll 1$, наблюдаемые неоднородности также могут быть связаны с анизотропной неустойчивостью плазмы. Наиболее вероятный размер таких неоднородностей, определяемый из формулы (47), $l \sim 100 - 300 \text{ км}$ (заметим, что в этой области величина Ω_i/v_A довольно слабо меняется с расстоянием), также хорошо соглашается с экспериментом.

В заключение обсудим вопрос о значениях флуктуаций плотности $\Delta N/N$ при развитии анизотропной неустойчивости в плазме. Этот вопрос является предметом изучения нелинейной теории колебаний плазмы. В настоящее время такая теория далека от завершения и может на этот вопрос ответить лишь в случае слабой анизотропии, когда $|T_{\parallel} - T_{\perp}| \ll \ll T_{\parallel}$. При этом в области слабых магнитных полей теория дает⁶⁴ $\Delta N/N \sim v_{Te}^2/c^2 \sim 10^{-5}$, а в области сильных полей ($\beta \ll 1$) $\Delta N/N \sim v_A^2/c^2 \sim 10^{-7} - 10^{-4}$. Эти значения много меньше экспериментально наблюдаемых значений (напомним, что $(\Delta N/N)_{\text{эксп}} \sim 10^{-2}$), но в этом и нет ничего удивительного, так как теория рассматривает лишь случай малой анизотропии $|T_{\perp} - T_{\parallel}| \ll T_{\parallel}$. При большой анизотропии плазмы величина $\Delta N/N$ может быть значительно больше, по крайней мере, в $T_{\parallel}^2/T_{\perp}^2 \sim 25$ раз. Эти оценки также не противоречат экспериментам.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Начиная с 1951 г., методами радиоастрономии проводилось систематическое изучение неоднородной структуры околосолнечной плазмы. В результате этих исследований удалось наблюдать сверхкорону и межпланетную плазму. Были обнаружены и изучены неоднородности электронной плотности, что привело к созданию единой картины неоднородной структуры околосолнечной плазмы.

Широкое развитие радиоастрономических исследований в последние годы как в нашей стране, так и за рубежом связано в первую очередь с потребностями освоения космического пространства. В связи с этим отметим, что знание свойств околосолнечного пространства и его влияния на распространяющееся в нем радиоизлучение важно для получения научной информации и установления надежной радиосвязи с космическими ракетами, направленными к планетам и в пространство за Солнце.

Знание свойств околосолнечного пространства важно также для изучения физики Солнца, поскольку сверхкорона и межпланетная плазма представляют собой продолжение еще плохо известной нам структуры короны и самого Солнца. Знание характеристик околосолнечной плазмы важно для изучения физической природы некоторых космических источников радиоизлучения, так как оно позволяет путем «просвечивания» межпланетной плазмы исследовать тонкую структуру источников, определять радиоразмеры и структуру квазаров (новых астрофизических объектов).

В заключение хочется отметить те задачи, которые представляют интерес с точки зрения дальнейших исследований околосолнечного пространства. Нам представляется, что такие задачи связаны с распространением метода «мерцаний» на область угловых расстояний источников, меньших 20° и больших 160° , с изучением мерцаний на больших расстояниях, превышающих 1 а. е., с малой постоянной времени (с целью обнаружения мелкомасштабных неоднородностей и изучения анизотропии температуры). Метод «просвечивания» целесообразно распространить на область расстояний $<5R_\odot$. Следует упомянуть, что радиоастрономические исследования околосолнечной плазмы в указанных областях являются наиболее эффективными, а во многих вопросах и единственно возможными.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Виткович, ДАН СССР 77, 585 (1951).
- 1а. K. E. Machin, F. G. Smith, Nature 170, 319 (1952).
2. В. В. Виткович, ДАН СССР 101, 429 (1955).
3. В. В. Виткович, Астрон. ж. 32, 150 (1955).
4. A. Hewish, Proc. Roy. Soc. A228, 238 (1955).
5. В. В. Виткович, Астрон. ж. 35, 52 (1958).
6. В. В. Виткович, Астрон. ж. 37, 32 (1960).
7. A. Hewish, Mont. Not. Roy. Soc. 118, 534 (1958).
8. S. Gorgolewski, Bull. Akad. Czescovie 14, No. 3 (1963).
9. S. Gorgolewski, Biul. Inform. Kom. N.W.G. 38, Nr. 3 (1964).
10. Jesse L. Greenstein, Sci. Amer. 209, 54 (1963) (см. перевод: УФН 83 (3), 549 (1964)).
11. A. Hewish, P. F. Scott, D. Williams, Nature 203, 1214 (1964).
12. В. Л. Гицбург, ДАН СССР 109, 61 (1956).
13. В. Писарев, Астрон. ж. 35, 112 (1958).
14. A. Hewish, S. E. O��ue, Nature 207, 59 (1965).
15. В. В. Виткович, Т. Д. Антонова, В. И. Власов, ДАН СССР 168, 55 (1966).
16. A. Hewish, R. A. Dennison, J. D. H. Pilkington, Nature 209, 1188 (1966).
17. M. H. Cohen, Nature 208, 277 (1965).
18. E. N. Parker, Astrophys. J. 128, 664 (1958).
19. В. В. Виткович, Препринт ФИАН, 1966.
20. Т. Д. Антонова, В. В. Виткович, Астрон. циркуляр, № 385 (1966).
21. M. H. Cohen, E. J. Gundermann, H. E. Harderbeck, L. E. Sharp, Astrophys. J. 147 (2), 449 (1967).
22. D. E. Hogg, T. K. Meeron, Astron. J. 71 (No. 6), 388 (1966).
23. O. B. See, Austral J. Phys. 12, 134 (1959).
24. A. Hewish, J. D. Wundham, Mont. Not. Roy. Soc. 126, 469 (1963).
25. В. В. Виткович, ДАН СССР 156, 1056 (1964).
26. В. В. Виткович, Астрон. ж. 33, 62 (1956).
27. Н. А. Лотова, Астрон. ж. 36, 907 (1959).
28. В. В. Писарев, Астрон. ж. 36, 427 (1959).
29. J. A. Fejer, Proc. Roy. Soc. A220, 455 (1953).
30. A. Hewish, Paris Symposium on Radio Astronomy, Stanford Univ. Press, 1959.
31. В. И. Бабий, В. В. Виткович, В. И. Власов, М. В. Горелова, А. Г. Суховой, Астрон. ж. 42, 107 (1965).

32. В. Виткевич, Н. А. Лотова, Изв. вузов (Радиофизика) 4, 415 (1961).
33. В. Виткевич, Н. А. Лотова, Геомагнетизм и аэрономия 6, 650 (1966).
34. В. Виткевич, Б. Н. Пановкин, Астрон. ж. 36, 544 (1959).
35. В. Виткевич, Б. Н. Пановкин, А. Г. Суховей, Изв. вузов (Радиофизика) 2, 1005 (1959).
36. В. Виткевич, Paris Symposium on Radio Astronomy, Stanford Univ. Press. 1959.
37. В. Виткевич, Изв. вузов (Радиофизика) 3, 595 (1960).
38. S. Gorgolewski, A. Newish, Observatory 80 (916), 99 (1960).
39. В. Ф. Бедевкин, В. Виткевич, Труды ФИАН 38, 96 (1967).
40. В. Виткевич, Н. А. Лотова, Радиотехника и электроника 12 (7), 1157 (1967).
41. В. Виткевич, Астрон. ж. 41, 684 (1964).
42. D. E. Blackwell, Mont. Not. Roy. Soc. 116, 56 (1956).
43. D. E. Blackwell, A. D. Petford, Mont. Not. Roy. Soc. 131, 399 (1966).
44. R. Michard, Ann. d' Astrophys. 17, 429 (1954).
45. Н. А. Лотова, Изв. вузов (Радиофизика) 8, 441 (1965).
46. L. T. Little, A. Newish, Mont. Not. Roy. Soc. 134, 221 (1966).
47. G. Sinigaglia, Public. Istituto di Fisica «A. Righi», Univ. di Bologna, November 1965.
48. J. Ratcliffe, Rept. Progr. Phys. 19, 188 (1956).
49. Н. А. Лотова, В. М. Финкельберг, УФН 88 (2), 399 (1966).
50. E. E. Salpeter, Astrophys. J. 147 (2), 433 (1967).
51. Л. М. Ерухимов, Геомагнетизм и аэрономия 4, 75 (1964).
52. R. Mergsiger, Proc. Cambr. Phil. Soc. A58, 382 (1962).
53. Л. Бирман, УФН 90 (1), 163 (1966); Lundwig Biermann, Sonnenkorona und interplanetarer Raum, Sitzungber. Bayer. Akad. Wiss. 37 (1965).
54. К. И. Григорьев, Доклад на 4-й Зимней школе по космической физике, Баку-риани, февраль 1967.
55. В. Виткевич, Труды ФИАН 38, 80 (1967).
56. В. Виткевич, В. И. Власов, Препринт ФИАН, 1966.
57. F. L. Scarff, J. H. Wolf, R. W. Silvia, Доклад на Международной конференции по проблеме Земля — Солнце, Белград, 1966.
58. М. З. Ходлов, Доклад на 4-й Зимней школе по космической физике, Баку-риани, февраль 1967.
59. Н. А. Лотова, А. А. Рухадзе, Препринт ФИАН, 1967.
60. А. Е. Стефанович, ЖЭТФ 32, 638 (1962).
61. Л. И. Рудаков, Р. З. Сагдеев, в сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. 3, М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 268; А. А. Веденов, Р. З. Сагдеев, там же, стр. 278.
62. А. Б. Киценко, К. Н. Степанов, ЖЭТФ 38, 1840 (1960).
63. Р. З. Сагдеев, В. Д. Шафранов, ЖЭТФ 39, 181 (1960).
64. В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, ЖЭТФ 45, 1612 (1963).
65. J. N. Douglas, H. J. Smith, Astrophys. J. 148, 885 (1967).
66. M. H. Cohen, E. J. Gundermann, D. E. Harris, Astrophys. J. 150, 767 (1967).