

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.152.3

**СОВРЕМЕННЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СПЕКТРЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ  
МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМЫ***Н. А. Лотова*

## СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение. Межпланетные «мерцания» радиоисточников . . . . .	603
II. О форме спектра неоднородностей межпланетной плазмы . . . . .	608
1. Основные соотношения (608). 2. Постановка вопроса (609). 3. Результаты наблюдений (614). 4. Результаты теории (612). 5. Временные спектры мерцаний (615). 6. Обсуждение новых результатов (616).	
Цитированная литература . . . . .	618

**I. ВВЕДЕНИЕ. МЕЖПЛАНЕТНЫЕ «МЕРЦАНИЯ» РАДИОИСТОЧНИКОВ**

Изучение физических свойств межпланетной среды методами радиоастрономии связано с применением метода «просвечивания». Различные этапы развития этого метода тесно связаны с открытием и использованием новых типов радиоисточников.

Идея метода «просвечивания» основана на использовании затмения дискретных источников в радиодиапазоне, т. е. на просвечивании околосолнечного пространства радиоволнами от дискретных источников. Первоначально использовались источники сравнительно больших угловых размеров, например, такие, как Крабовидная туманность. Радиоизлучение таких источников, проходя сквозь среду, содержащую неоднородности электронной концентрации, рассеивается на них. При движении источника, по мере приближения его к Солнцу, происходит усиление эффекта рассеяния радиоволн и мы наблюдаем постепенное увеличение его угловых размеров (рис. 1). Измеряемой величиной в методе «просвечивания» является угол рассеяния радиоволн  $\theta_{\text{рас}}$  в зависимости от углового расстояния источника от Солнца (элонгации  $\epsilon$ ) (рис. 1).

Начало методу «просвечивания» положили эксперименты по изучению околосолнечной плазмы на «просвет» радиоизлучением Крабовидной туманности в 1952—1953 гг.<sup>1-4</sup> В последующие годы (1954—1967) этот метод успешно применялся для изучения межпланетной среды, находящейся в пределах нескольких десятков солнечных радиусов от Солнца (в области  $5 \div 60R_{\odot}$ ,  $\epsilon \leq 15^\circ$ )<sup>5-16</sup>. В результате этих исследований было открыто существование неоднородной структуры околосолнечной плазмы, состоящей из мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации с характерным размером  $a_{\text{эфф}} \sim 50-5000$  км<sup>11, 14-16</sup>. И хотя в методе «просвечивания» существовала значительная неопределенность в оценке характеристик плазмы: эффективного размера неоднородностей  $a_{\text{эфф}}$  и среднеквадратичного значения флуктуаций электронной концентрации  $\Delta N_e$ <sup>14, 15</sup>, с помощью этого метода был получен ряд новых данных об околосолнечной плазме, ранее вообще недоступной для исследований. Была установлена зависимость активности неоднородной компоненты

среды от фазы 11-летнего цикла солнечной активности (в период максимума размер сверхкороны в среднем в два раза больше)<sup>5, 10, 11</sup>. Была установлена зависимость неоднородной компоненты от гелиоцентрической широты (размер сверхкороны в экваториальной плоскости примерно в два раза больше полярной)<sup>17</sup>. Одновременное измерение угла рассеяния на интерферометрах с различной ориентацией баз привело к открытию анизотропии рассеивающих свойств среды и к обнаружению магнитного поля в межпланетном пространстве<sup>18-22</sup>;

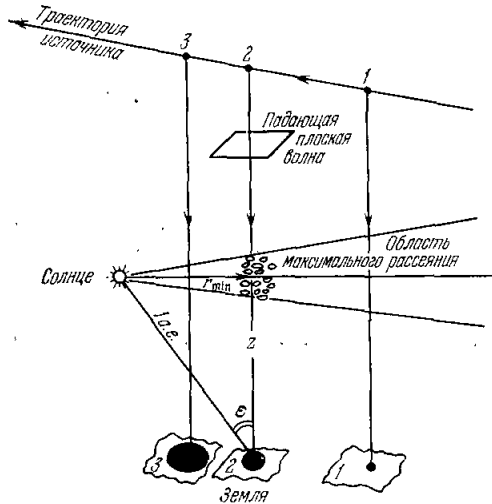


Рис. 1. Геометрия метода «просвечивания».

можно объяснить тем, что неоднородности имеют вытянутую форму и ориентированы, главным образом, в направлении, близком к радиальному от Солнца. Форма и ориентация неоднородностей обусловлены влиянием квазирадialьного магнитного поля Солнца. Все эти данные послужили основой для разработки различных моделей околосолнечной среды<sup>15, 23-27</sup>.

Метод «мерцаний» был следующим этапом в развитии метода «просвечивания». Он связан с использованием для просвечивания среды дискретных радиоисточников с очень малыми угловыми размерами и основан на изучении мерцаний интенсивности таких источников.

Открытие в 1963 г. квазаров — радиоисточников с угловыми размерами  $28 \leq 1''$  — позволило распространить метод «просвечивания» на более удаленные области межпланетного пространства. Это оказалось возможным благодаря «мерцаниям» радиоизлучения квазаров на тех неоднородностях среды, которые создают рассеяние радиоволн при ее просвечивании. «Мерцания» квазаров на межпланетной плазме были обнаружены в 1964 г.<sup>29</sup>.

Принцип метода «мерцаний» состоит в следующем<sup>30, 31</sup>. Если между точечным источником радиоволн и Землей имеется слой, содержащий статистические неоднородности электронной концентрации, то проходящие через слой волны испытывают дифракцию (рис. 2). При движении неоднородностей со скоростью  $v$  относительно Земли дифракционная картина движется по Земле с той же скоростью. При этом пространственная картина модуляций интенсивности наблюдается в заданном пункте на Земле в виде временных флуктуаций интенсивности («мерцаний») с периодом  $T$ , равным

$$T = \frac{l}{v}, \quad (1)$$

где  $l$  — масштаб дифракционной картины на Земле,  $v$  — относительная скорость неоднородностей.

В методе «мерцаний» измеряемой величиной являются флуктуации интенсивности  $\delta I(t) = I(t) - \langle I(t) \rangle$ , которые характеризуются параметром  $m$  — относительным среднеквадратичным отклонением интенсивности, называемым мерой мерцаний или индексом мерцаний<sup>32, 33</sup>:

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

При изучении межпланетных мерцаний измеряется зависимость индекса мерцаний  $m$  и периода  $T$  от элонгации  $\epsilon$  и от используемой длины волны  $\lambda$ <sup>15, 29, 34-44</sup>.

Оказалось, что период мерцаний  $T$  не зависит от длины волны  $\lambda$  и остается примерно постоянным в широкой области элонгаций ( $\epsilon > 20^\circ$ )<sup>29, 34-44</sup>. Характерная зависимость индекса мерцаний от элонгаций  $m(\epsilon)$  приведена на рис. 3. Такой характер зависимости  $m(\epsilon)$  повторяется во всем диапазоне используемых волн. Рис. 3 показывает, что при некотором значении  $\epsilon$ , которое зависит от величины  $\lambda$ , индекс мерцаний достигает максимального значения  $m_{\max}$ .

Измерения «мерцаний» позволяют определить параметры дифракционной картины на Земле:  $m$ ,  $l$ ,  $T$ ,  $v_{\text{эфф}}$ . Для того чтобы найти характеристики среды, необходимо расшифровать дифракционную картину, т. е. установить связь между параметрами дифракционной картины и параметрами среды. Эта связь устанавливается путем анализа зависимости дифракционной картины от структуры фазовых флуктуаций волны  $\sqrt{\Delta\psi^2}$ , которые связаны с флуктуациями электронной концентрации в среде<sup>102</sup>.

Описание эффектов рассеяния и мерцаний радиоволн обычно производится при помощи модели «тонкого фазового экрана»<sup>36, 44-48, 123</sup>. В этой модели предполагается, что экран, расположенный на расстоянии  $z$  от наблюдателя (см. рис. 2), создает в падающей

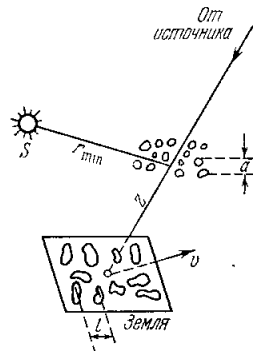


Рис. 2. Схема «мерцаний».

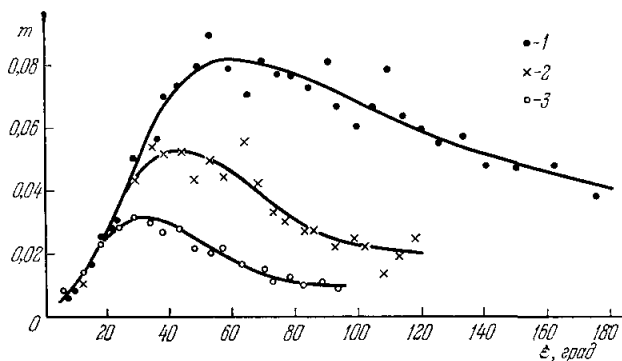


Рис. 3. Зависимость индекса мерцаний  $m$  от элонгации для трех различных длин волн. 1 —  $\lambda = 7,5$  м, 2 —  $\lambda = 5,0$  м, 3 —  $\lambda = 3,5$  м (по наблюдениям источника ЗС 144).

плоской волне такие возмущения фазы (эквивалентные действию тонкого рассеивающего слоя), которые совпадают с действием протяженной среды вдоль луча зрения. С помощью теории рассеяния волн на тонком фазовом экране были получены все основные соотношения, связывающие наблюдаемые на Земле параметры:  $\theta_{\text{рас}}$  — угол рассеяния,  $m$  — меру мерцаний,  $T$  — период мерцаний и  $l$  — масштаб дифракционной картины на Земле, с параметрами неоднородностей среды:  $a_{\text{эфф}}$  — размер неоднородностей,  $\Delta N_{\text{эфф}}$  — среднеквадратичное значение флуктуаций электронной концентрации в неоднородностях и  $v_{\text{эфф}}$  — скорость неоднородностей<sup>36, 44-48</sup>.

Результаты изучения зависимости  $m(\epsilon)$  (рис. 3) показали, что межпланетные мерцания можно разделить на два основных типа<sup>44, 49</sup>. Зна-

чение элонгации  $\varepsilon$ , при котором достигается максимум индекса мерцаний  $m$ , разделяет межпланетную среду на две области, которые различаются режимом рассеяния<sup>50</sup>: в области больших элонгаций ( $\varepsilon > 20^\circ$  на волнах дециметрового и метрового диапазонов), там, где  $m \ll 1$  и  $|\Delta\psi| < 1$ , мерцания образуются в условиях слабого рассеяния; в области малых элонгаций ( $\varepsilon < 10^\circ$  на волнах дециметрового и метрового диапазонов), где  $m \approx 1$  и  $|\Delta\psi| > 1$ , мерцания формируются в режиме сильного рассеяния волн. Отметим, что все основные сведения о межпланетной среде в методе «мерцаний» были получены в области  $\varepsilon < 20^\circ$  ( $r > 70R_\odot$ ), когда неоднородности межпланетной плазмы образуют слабо рассеивающую среду.

В области больших элонгаций ( $\varepsilon > 20^\circ$ ), когда в межпланетной среде реализуется режим слабого рассеяния, выражение для угла рассеяния волн имеет вид<sup>45-47, 51, 52, 60</sup>

$$\theta_{\text{рас}} = \frac{\lambda}{\pi a_{\text{эфф}}} \quad (3)$$

и угол рассеяния мал по сравнению с угловым размером неоднородностей:

$$\theta_{\text{рас}} < \frac{a_{\text{эфф}}}{z}. \quad (4)$$

Наблюдаемый при этом размер дифракционной картины на Земле совпадает с масштабом неоднородностей среды  $l \sim a_{\text{эфф}}$ <sup>32, 33, 48, 53</sup>, волновой параметр  $D = \lambda z / \pi a_{\text{эфф}}^2 < 1$  и  $a_{\text{эфф}} > \sqrt{\lambda z}$ , размер неоднородностей больше зоны Френеля или  $z < z_f = \pi a_{\text{эфф}}^2 / \lambda$ , где  $z_f$  — френелевское расстояние. Последнее неравенство означает, что эффективный экран находится на расстоянии  $z$  от наблюдателя, которое меньше френелевского расстояния и дифракционная картина формируется в ближней зоне. В этом случае наблюдаемые на Земле мерцания представляют собой дифракцию Френеля.

В области малых элонгаций ( $\varepsilon < 10^\circ$ ) в режиме сильного рассеяния ( $|\Delta\psi| \gtrsim 1$ ) выражение для угла рассеяния волн имеет вид<sup>50-53, 60</sup>

$$\theta_{\text{рас}} = \frac{\lambda |\Delta\psi|}{\pi a_{\text{эфф}}} \quad \text{и} \quad \theta_{\text{рас}} \gg \frac{a_{\text{эфф}}}{z}. \quad (5)$$

При этом измеряемый на Земле масштаб дифракционной картины равен  $l = a_{\text{эфф}} / |\Delta\psi|$  и волновой параметр  $D \gtrsim 1$ , т. е.  $a_{\text{эфф}} < \sqrt{\lambda z}$  или  $z > z_f$ ; экран находится на расстоянии  $z$  от наблюдателя, большем френелевского расстояния. В этом случае дифракционная картина формируется в дальней зоне и наблюдаемые на Земле мерцания представляют собой дифракцию Фраунгофера.

Все сказанное выше относилось к точечному источнику. С увеличением угловых размеров источника  $\theta_{\text{ист}}$  дифракционная картина начинает смазываться при

$$\theta_{\text{ист}} \sim \frac{a_{\text{эфф}}}{z}. \quad (6)$$

Это позволяет наблюдать источники с размером  $\theta_{\text{ист}} < \frac{a_{\text{эфф}}}{z}$  по наличию мерцаний. Условие (6) позволяет понять, почему вблизи Солнца в области  $r \sim 5 - 40 R_\odot$  ( $\varepsilon \leq 12^\circ$ ), на волнах дециметрового и метрового диапазонов «мерцания» пропадают и работает лишь метод «просвечивания».

В результате изучения «мерцаний» квазаров было установлено существование неоднородной структуры межпланетной плазмы на огромных расстояниях от Солнца, в пределах  $\sim 260R_\odot$ , значительно превышающих 1 а.е. =  $213R_\odot$ . При этом удалось однозначно определить характерные размеры неоднородных образований и их электронные концентрации<sup>44, 54</sup>. Постановка наблюдений мерцаний одновременно в трех пунктах дала воз-

возможность получить данные не только о размерах и концентрации, но также и о форме и движении неоднородностей (был измерен вектор скорости неоднородностей)<sup>55-61</sup>. Результаты изучения межпланетных мерцаний в период 1966—1970 гг. показали, что не только Солнце, но и окружающая его межпланетная среда, солнечный ветер, имеют различную активность, которая изменяется со временем<sup>55, 62</sup>.

Изучение мерцаний в период 1964—1970 гг. развивалось, главным образом, по линии измерения зависимостей  $m(\epsilon)$ ,  $a_{эфф}(\epsilon)$ ,  $v_{эфф}(\epsilon)$  и основное внимание было направлено на получение параметров неоднородностей плазмы  $a_{эфф}$ ,  $\Delta N_{эфф}$ ,  $v_{эфф}$  при различных расстояниях от Солнца. Характерное значение этих параметров в районе 1 а. е. равно:  $a_{эфф} \approx 200$  км, избыток электронной концентрации в неоднородностях  $\Delta N_{эфф} \approx 10^{-2}$  эл/см<sup>3</sup>, относительное значение избытка электронной концентрации  $\Delta N_e / \langle N_e \rangle \approx 0,5\%$ , время мерцаний  $T \approx 3$  сек, скорость неоднородностей  $\sim 300$  км/сек<sup>44</sup>. Успех был достигнут в основном в вопросах расшифровки взаимосвязи между наблюдаемыми на Земле параметрами дифракционной картины и параметрами неоднородностей среды<sup>63-75</sup>.

В последнее время в тематике межпланетной среды стали изучаться новые вопросы. Сюда относится изучение секторной структуры межпланетной плазмы при помощи детектирования быстрых потоков солнечного ветра, в которых свойства мерцаний выражены особенно сильно. Было установлено, что эффективные параметры неоднородностей в быстрых потоках отличаются от соответствующих параметров в спокойном солнечном ветре<sup>76-81</sup>.

Стали интенсивно изучаться радиальные и гелиоширотные особенности неоднородной структуры солнечного ветра<sup>82-86</sup>, начался переход от изучения интегральных эффективных параметров неоднородностей к анализу их вариаций, тонкой структуры вдоль луча зрения. Произошел отказ от предположения о вмороженности дифракционной картины, наблюдаемой одновременно на двух-трех пунктах, и началось изучение различных случаев ее перестройки и анализ тонкой структуры солнечного ветра<sup>87-95</sup>.

Успехи, достигнутые в изучении межпланетных мерцаний, показали их перспективность. В связи с этим в последние годы началось интенсивное развитие экспериментальных работ, и если в начале межпланетные мерцания квазаров изучались лишь в двух-трех странах (Англия, СССР, США) и привлекали внимание лишь узкого круга специалистов, то в настоящее время к их изучению подключались крупнейшие обсерватории (табл. I). Мерцания на межпланетной плазме начали все чаще привле-

Таблица I

Страна, обсерватория	Рабочая частота (длина волны)	Число пунктов наблюдений
Франция, Нансей	1420 Мгц (0,21 см)	1
Индия, Оотокаmund	326 Мгц (0,92 см)	1
СССР, ФИАН	102 Мгц (2,94 м)	1
	86 Мгц (3,5 м)	
Англия, Кембридж	81,5 Мгц (3,7 м)	1
США, Калифорнийский университет в Сан-Диего	74 Мгц (4 м)	4
Япония, Нагойский университет	69,8 Мгц (4,3 м)	3
США, Колорадо	34 Мгц (8,8 м)	1

каться для решения самых различных астрофизических задач, зачастую не связанных с вопросами структуры межпланетной среды. Среди таких задач можно упомянуть изучение собственных размеров радиоисточников при помощи межпланетных мерцаний<sup>96-99</sup>, изучение при помощи межпланетных мерцаний распределения ионизованной компоненты в Галактике<sup>100</sup>, использование межпланетных мерцаний для космологической интерпретации красного смещения<sup>101</sup>. В настоящее время обсуждаются задачи по изучению при помощи межпланетных мерцаний изменения углового размера квазаров вследствие их переменности, а также задачи по обнаружению мерцаний на межпланетной плазме источников дискретных радиолиний с целью изучения размера таких источников и их движений в межзвездной среде (по линии поглощения).

Однако, несмотря на большую популярность метода «мерцаний» и успехи, достигнутые в результате его применения в изучении структуры и физических свойств межпланетной среды, пока еще мало изучена физика самих неоднородностей. До сих пор не ясен вопрос о природе неоднородностей. В этой связи особый интерес приобретает вопрос о форме спектра неоднородностей межпланетной плазмы, к анализу которого мы и перейдем.

## II. О ФОРМЕ СПЕКТРА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМЫ

1. Основные соотношения. При наблюдении мерцаний непосредственно измеряемой величиной является интенсивность источника в данный момент времени  $I(t)$ . С ее помощью определяют флуктуации интенсивности  $\delta I(t) = I(t) - \langle I \rangle$ . Такие измерения, проводимые на одном пункте, позволяют получить временную автокорреляционную функцию флуктуаций интенсивности  $B(0, \tau)$  и индекс мерцаний  $m^2$ <sup>32, 33</sup>:

$$B(0, \tau) = \langle \delta I(r, t) \delta I(r, t + \tau) \rangle, \quad (7)$$

$$m^2 = \frac{\langle \delta I^2(t) \rangle}{\langle I \rangle^2}. \quad (8)$$

Измерения интенсивности  $I(t)$ , проводимые одновременно на двух или нескольких пунктах, позволяют получить пространственно-временную кросс-корреляционную функцию флуктуаций интенсивности  $B(\rho, \tau)$ ,

$$B(\rho, \tau) = \langle \delta I(r, t) \delta I(r + \rho, t + \tau) \rangle. \quad (9)$$

Используя далее известные авто- и кросс-корреляционные функции флуктуаций интенсивности  $B(0, \tau)$ ,  $B(\rho, 0)$ , можно вычислить временной  $M_I(\nu)$  и пространственный  $M_{2I}(\mathbf{q})$  (двумерный) спектры флуктуаций интенсивности. Представляя временную  $B(0, \tau)$  и пространственную  $B(\rho, 0)$  автокорреляционные функции в виде разложения в интеграл Фурье, получим<sup>32, 33</sup>

$$B(0, \tau) = \int M_I(\nu) e^{i2\pi\nu\tau} d\nu, \quad (10)$$

$$B(\rho, 0) = \iint M_{2I}(\mathbf{q}) e^{i2\pi\mathbf{q}\rho} d\mathbf{q}, \quad (11)$$

где  $\nu$  — временная,  $q$  — пространственная частота.

Одно из основных положений, на котором базируется анализ картины мерцаний, заключается в предположении вмерзности дифракционной картины, которое означает, что вся дифракционная картина перемещается в пространстве с одной скоростью  $u$ ; при этом временные флуктуации интенсивности являются результатом движения пространственных флуктуаций со скоростью  $u$  относительно фиксированного луча

зрения. Тогда, полагая  $\tau = \rho/u$ , можно перейти от временной корреляции к пространственной и преобразовать кросс-корреляционную функцию  $B(\rho, \tau)$  к виду пространственной корреляционной функции:

$$B_I(\rho, \tau) = B_I(\rho - u\tau, 0), \quad (12)$$

где согласно (11)

$$B_I(\rho - u\tau, 0) = \int M_{2I}(\mathbf{q}) e^{i2\pi\mathbf{q}(\rho - u\tau)} d\mathbf{q}. \quad (13)$$

Полагая  $B_I(0, \tau) = B_I(\rho - u\tau, 0)$ , получим связь между временным  $M_I(\nu)$  и пространственным  $M_{2I}(\mathbf{q})$  спектрами в виде<sup>102</sup>

$$M_I(\nu) = \frac{2\pi}{u} \int M_{2I}(q_x, q_y) dq_y, \quad (14)$$

где

$$q_x = \frac{2\pi\nu}{u}. \quad (15)$$

Пользуясь далее спектрами  $M_I(\nu)$ ,  $M_{2I}(\mathbf{q})$ , можно записать основные параметры мерцаний — индекс мерцаний  $m^2$  и второй момент временного  $\nu_2$  и пространственного  $q_2$  спектров флуктуаций интенсивности<sup>32, 33, 102</sup>:

$$m^2 = \frac{1}{\langle I \rangle^2} \int \int M_{2I}(\mathbf{q}) d\mathbf{q} = \frac{1}{\langle I \rangle^2} \int M_I(\nu) d\nu, \quad (16)$$

$$\nu_2^2 = \frac{\int \nu^2 M_I(\nu) d\nu}{\int M_I(\nu) d\nu}, \quad q_2^2 = \frac{\int \mathbf{q}^2 M_{2I}(\mathbf{q}) d\mathbf{q}}{\int M_{2I}(\mathbf{q}) d\mathbf{q}}, \quad (17)$$

где  $\nu_2^2 = (u/2\pi)^2 q_2^2$ ;  $\nu_2$ ,  $q_2$  — характеризуют спектральную ширину корреляции или период мерцаний  $T = \nu_2^{-1}$  и их масштаб  $a \approx q_2^{-1}$ .

2. П о с т а н о в к а в о п р о с а. Одним из наиболее остро поставленных вопросов в теории межпланетных мерцаний является вопрос о форме пространственного спектра неоднородностей плотности  $M_{3N}(\mathbf{q})$ . Первоначально наблюдаемые мерцания интерпретировались исходя из существования в среде неоднородностей, с характерным масштабом  $\sim 100$  км на расстоянии около 1 а.е. Этот подход был основан на предположении о гауссовой форме спектра  $M_{3N}(\mathbf{q})$  с характерным масштабом  $q_0^{-1}$ <sup>34, 44, 60, 61, 103</sup>. Однако точка зрения о наличии в среде такого масштаба  $q_0^{-1}$  в последние годы была подвергнута сомнениям в связи с гипотезой о существовании в межпланетной плазме пространственного степенного спектра неоднородностей (в широкой области частот)<sup>104</sup>

$$M_{3N}(q) \propto q^{-\beta} \quad (18)$$

и соответствующего ему временного спектра

$$M_I(\nu) \propto \nu^{-(\beta-1)} = \nu^{-\alpha} \quad (19)$$

с масштабом корреляции  $q^{-1} \gtrsim 10^6$  км. Для степенного спектра (18) уже нельзя использовать понятие характерного размера неоднородностей и метод мерцаний в этом случае позволяет получить не физический размер неоднородностей, а так называемый «внутренний масштаб», который имеет порядок первой зоны Френеля для волны, на которой ведутся наблюдения.

Таким образом, вопрос о форме спектра неоднородностей плотности связан с решением очень важного вопроса: является ли размер  $q_2^{-1}$ , который мы получаем из анализа данных по мерцаниям, реальным, физическим размером неоднородностей, и он совпадает с размером первой зоны Френеля лишь по порядку величины, или этот размер не отражает физического

масштаба в среде и связан с пределом, налагаемым дифракционной теорией, т. е. с «внутренним масштабом» неоднородностей. Отметим, что в степенном спектре (18) наблюдаемый размер дифракционной картины  $q_2^{-1}$  (17) определяется тем размером в спектре (18), который совпадает с размером первой зоны Френеля. При этом получаемый из наблюдений размер  $a$  не отражает физического размера неоднородностей.

Вопрос о форме спектра неоднородностей  $M_{3N}(q)$  связан также с решением еще одной проблемы: принадлежат ли крупномасштабные флуктуации плотности и магнитного поля с размером  $\approx 10^6$  км, наблюдаемые на спутниках, и мелкомасштабные флуктуации электронной концентрации с размером  $\sim 100$  км, измеряемые по мерцаниям, единому степенному спектру (18), и, следовательно, одному режиму в плазме, или они связаны с различными режимами и их природа различна.

В настоящее время существуют две гипотезы относительно формы пространственного спектра неоднородностей. Первая из них (рис. 4, а)

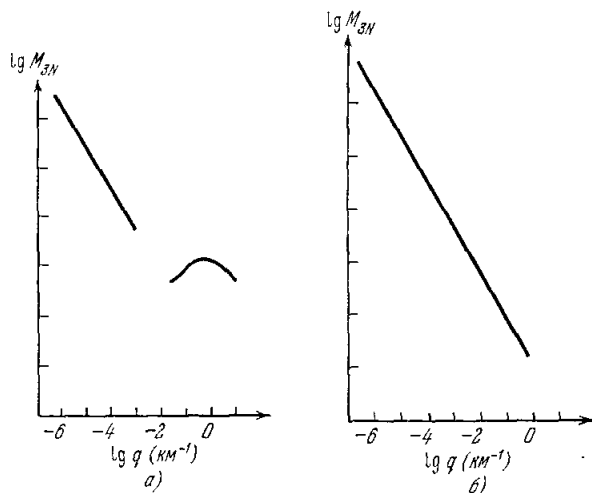


Рис. 4. Вид пространственного спектра неоднородностей межпланетной плазмы в модели с гауссовым спектром (а) и в модели со степенным спектром (б).

предполагает существование гауссова спектра в области малых масштабов, с характерным размером  $q_0^{-1} \sim 100$  км, который совпадает с наблюдаемым на земле масштабом дифракционной картины  $q_2^{-1} 10^5$ . Такая ситуация означает наличие в межпланетной среде двух различных механизмов генерации неоднородностей: режима крупномасштабных и мелкомасштабных неоднородностей плотности. Вторая гипотеза предполагает наличие в среде единого степенного спектра (18) (рис. 4, б)  $10^4, 10^6$ .

Аргументы в пользу первой гипотезы основаны на том, что ряд теорий о природе мелкомасштабных неоднородностей предсказывает существование в среде масштаба  $a \approx r_{Hi}$ , где  $r_{Hi}$  — ларморовский радиус ионов, что на расстоянии  $\sim 1$  а. е. соответствует наблюдаемому размеру  $\sim 100$  км  $^{76}$ . В пользу второй гипотезы свидетельствует то обстоятельство, что измеряемый масштаб дифракционной картины  $q_2^{-1}$  (17) по порядку величины совпадает с  $q_f^{-1}$  — размером первой зоны Френеля. Соответствующие оценки  $q_2$  и  $q_f$  приведены в табл. II, которая показывает, что значения  $q_2$  и  $q_f$  различаются лишь множителем  $\approx 2 10^6$ .

Для дальнейшего анализа вопроса необходимо найти критерий, который позволяет отличить первую модель от второй. Этот критерий заклю-



чается в различной зависимости параметров мерцаний  $m$  ( $\lambda$ ) и  $\nu_2$  ( $\lambda$ ) в двух рассматриваемых моделях. Сравнивая затем выводы теории с результатами наблюдений, мы сможем сделать заключение о форме спектра неоднородностей в межпланетной среде.

Таблица II

$r$ , а. е.	$\lambda$ , м	$\nu_2$	$\nu_f$	Литература
0,06—0,14	0,11	2,2—1,3	1,5	121
0,04—0,14	0,21	2,5—1,2	1,1	121
0,14—0,60	0,70	1,2—0,7	0,6	121
$> 0,34$	1,54	0,6	0,4	36
$> 0,55$	3,70	0,5	0,3	122

3. Результаты наблюдений. Наблюдения мерцаний, выполненные в широкой области частот различными авторами, позволяют построить зависимость индекса мерцаний  $m$  от расстояния до Солнца (см. рис. 5, где для удобства по вертикальной оси отложена величина  $m\nu$ )<sup>107</sup>. Данные, приведенные на рис. 5, относятся к области элонгаций

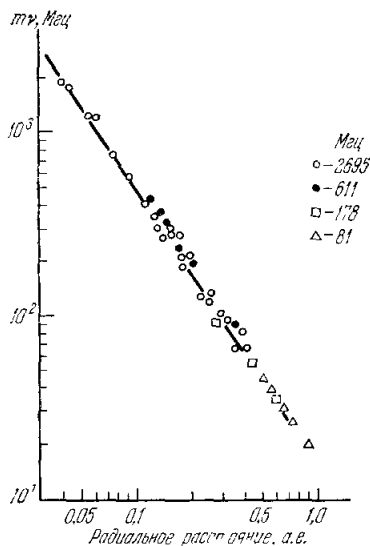


Рис. 5. Зависимость индекса мерцаний  $m$  от расстояния до Солнца по наблюдениям на различных частотах  $\nu$ .

Для удобства по вертикали отложена величина  $m\nu$ .

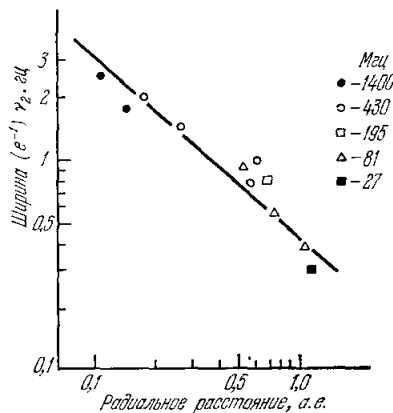


Рис. 6. Зависимость ширины временного спектра мерцаний  $\nu_2$  от расстояния до Солнца по наблюдениям на различных частотах  $\nu$ .

превышающих критическое значение  $r$ , при котором наблюдается излом в зависимости  $m(r)$ , что связано с конечным угловым размером источника из-за рассеяния его излучения на неоднородностях межпланетной среды. Рис. 5 позволяет заключить, что

$$m \propto \lambda^{1,0 \pm 0,05}. \quad (20)$$

На рис. 6 приведены результаты измерений ширины временного спектра мерцаний  $\nu_2$  по наблюдениям на различных частотах<sup>107</sup>. Этот рисунок

показывает, что параметр  $v_2$  зависит от расстояния до Солнца следующим образом:

$$v_2 \propto r^{-1}. \quad (21)$$

При этом  $v_2$  не зависит от выбранной частоты наблюдения. Результаты измерений  $v_2$  другими методами приведены в табл. III<sup>55, 40, 60, 108-112</sup>.

Таблица III

Зависимость эффективного размера неоднородностей от расстояния до Солнца

Область расстояний	Точность измерения $a_{\text{эфф}}$	Значение $a_{\text{эфф}}$	Зависимость $a_{\text{эфф}}$ от $r$	Метод измерений	Литература
$0,1 \lesssim r \lesssim 1$ а. е.	$\pm 25\%$	200 км, $r=1$ а. е.	По возрастанию степенному закону	По размеру дифракц. картины от одного источника и по рассеянию	60
$0,03 \lesssim r \lesssim 0,8$ а. е.	$\pm 15\%$	240 км, $r=0,8$ а. е.	$a \propto r^{0,9 \pm 0,2}$	По размеру дифракц. картины и по рассеянию	108
$0,35 \lesssim r \lesssim 1$ а. е.	$\pm 10\%$	150 км, $r=1$ а. е.	$a \propto r^{0,5}$	По размеру дифракц. картины для одного источника	55, 109
$0,2 \lesssim r \lesssim 0,8$ а. е.	$\pm 10\%$	200 км, $r=0,8$ а. е.	$a \propto r^{1,5}$	Теоретически вычисленная зависимость с учетом протяженности среды	90
$0,35 \lesssim r \lesssim 1$ а. е.	$\pm 10\%$	200 км, $r=1$ а. е.	Слабая зависимость $a$ от $r$	По размеру дифракц. картины (для одного источника)	110
$0,3 \lesssim r \lesssim 0,7$ а. е.	$\pm 25\%$	100 км, $r=0,7$ а. е.	$a = \text{const}$	По измерениям $v_2$ для 6 источников	111
$0,1 \lesssim r \lesssim 1$ а. е.		200 км, $r=1$ а. е.	$a \propto r^{1,1 \pm 0,1}$	По размеру временного спектра для 5 источников	112

Наблюдаемые зависимости (20) и (21) теперь должны быть объяснены в рамках каждой модели спектра неоднородностей.

Важно помнить, что соотношения (20), (21) характеризуют спектр  $M_{3N}(q)$  в области высоких частот  $q$ . В области низких частот спектр  $M_{3N}(q)$  измеряется на спутниках. Эти измерения показали, что пространственный спектр флуктуаций плотности  $M_{3N}(q)$  в области низких частот является степенным с показателем степени  $\beta_3 = 3,3$ <sup>113</sup>.

4. Результаты теории. Рассмотрим прежде, как выполняются требования (20), (21) в модели со степенным спектром (18). Полагая, что рассеяние происходит в сравнительно узком слое, расположенном вблизи прицельного расстояния (вследствие зависимости  $N_e(r) \propto r^{-2}$ ) (см. рис. 1), при описании эффектов рассеяния будем исходить из модели «тонкого экрана». При наблюдениях в области элонгаций  $\lesssim 60^\circ$  этот слой расположен на расстоянии  $\sim 1$  а. е. от наблюдателя, находящегося на Земле.

Уравнения, которые устанавливают связь неоднородной трехмерной структуры электронной концентрации  $\Delta N_{eP}(r)$ , описываемой при помощи трехмерного пространственного спектра волновых чисел  $M_{3N}(q_x, q_y, q_z)$ , с двумерным спектром  $M_{2\Phi}(q_x, q_y)$  (описывающим фазовый экран), и далее с двумерным спектром флуктуаций интенсивности в плоскости

наблюдения  $M_{2I}(q_x, q_y)$ , имеют вид <sup>106</sup>

$$M_{2\Phi}(q_x, q_y) = 2\pi r^2 \lambda^2 M_{3N}(q_x, q_y, 0), \quad (22)$$

$$M_{2I}(q_x, q_y) = F(q_x, q_y) M_{2\Phi}(q_x, q_y), \quad (23)$$

где  $M_{2I}(\mathbf{q})$  связан с временным спектром флуктуаций интенсивности  $M_I(\nu)$  соотношением (14). Здесь  $F(q_x, q_y)$  — множитель, который описывает «френелевский фильтр»

$$F(q_x, q_y) = 4 \sin^2 \left( \frac{q_x^2 + q_y^2}{q_f^2} \right); \quad (24)$$

$q_f$  — пространственное число Френеля,  $q_f = \sqrt{\frac{4\pi}{\lambda z}} \approx (110 \text{ км})^{-1} \lambda^{-1/2}$  для

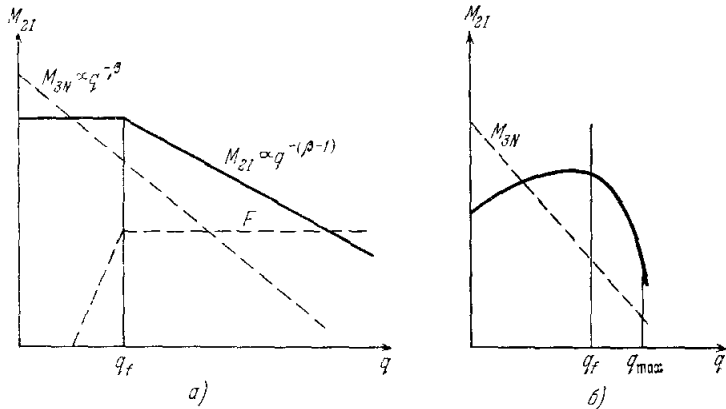


Рис. 7. Теоретически вычисленный вид пространственного спектра флуктуаций интенсивности в модели степенного спектра неоднородностей с верхними границами спектра  $q_{\max} \gg q_f$  (а) и  $q_{\max} \leq q_f$  (б).

$z \approx 1$  а. е., соответствующая временная френелевская частота  $\nu_f = = (1/2) (u/350 \text{ км} \cdot \text{сек}^{-1}) \lambda^{-1/2}$ . В области высоких и низких частот выражение (24) имеет асимптотический вид:

$$F \approx \left( \sqrt{2} \frac{\sqrt{q_x^2 + q_y^2}}{q_f} \right)^4 \quad \text{при } q < q_f, \quad (25)$$

и

$$F \approx 2 \quad \text{при } q > q_f. \quad (26)$$

Выражения (25), (26), а также (16), (17) позволяют вычислить параметры  $m$ ,  $\nu_2$  по заданному виду спектра неоднородностей  $M_N(q)$ . Для степенного спектра (18) с верхней границей  $q_{\max}$ , превышающей  $q_f$ ,

$$q_{\min} \ll q_f \ll q_{\max}, \quad (27)$$

можно определить вид спектра  $M_I(\nu)$ : низкие частоты  $q < q_f$  спектра  $M_{3N}(q)$  будут подавляться действием фильтра  $F$  в этой области  $q$  и здесь следует ожидать спектр  $M_I(\nu)$ , близкий к плоскому. На частотах, превышающих  $\nu_f$ , спектр  $M_I(\nu)$  будет степенным,  $M_I(\nu) \propto \nu^{-(\beta-1)}$  (рис. 7, а) <sup>54</sup>.

Пользуясь выражением (16) для индекса мерцаний и принимая во внимание, что высокие частоты  $\nu > \nu_f$  не столь важны в образовании мерцаний (из-за малой мощности спектра  $M_N(q)$  они будут создавать малый набег фазы и поэтому мерцания будут преобладать при волновых числах

$q \sim \sqrt{4\pi/\lambda z}$ , несколько превосходящих френелевский излом в спектре  $M_I(q)$ , получим

$$m^2 \propto \lambda^2 q_f^{-\beta_1} \propto \lambda^{(\beta_1+4)/2}, \quad m \propto \lambda^{(\beta_1+4)/4} = \lambda^{(\beta_3+2)/4}; \quad (28)$$

$$q_f^2, \quad v_2 = \frac{u}{2\pi} q_f, \quad (29)$$

где  $\beta_1$  — спектральный индекс для одномерного спектра  $M_N(q)$ ,  $\beta_3$  — для трехмерного  $M_{3N}(q)$ ;  $\beta_3 = \beta_1 + 2$ .

Таким образом, если верхняя граница спектра  $q_{\max} \gg q_f$ , то из теории следует зависимость индекса мерцаний от длины волны вида (28), которая согласуется с наблюдаемой зависимостью (20) при  $\beta_3 = 2$ . Но при этом размер дифракционной картины  $q_2^{-1}$  будет определяться размером первой зоны Френеля, который не зависит от элонгации, и это не согласуется с результатом (21)<sup>54</sup>.

Если верхняя граница спектра неоднородностей (18) будет расположена в области

$$q_{\max} \lesssim q_f, \quad (30)$$

то в этом случае спектр  $M_I(q)$  будет иметь форму с характерным размером  $q_{\max}^{-1}$  (рис. 7, б). При этом

$$M_{2I}(q) \propto \frac{q_{\max}^4}{q_f^4} \lambda^2 q_{\max}^{-\beta} \propto \lambda^4, \quad m \propto \lambda^2, \quad (31)$$

что не согласуется с наблюдениями (20). При этом, однако,  $v_2 = uq_{\max}$  и  $v_2$  определяется минимальным размером в спектре, который изменяется в зависимости от элонгации и поэтому здесь  $v_2 \propto r^{-1}$ . Выражения (28), (29), (31) позволяют заключить, что выводы теории для модели со степенным спектром неоднородностей не согласуются с наблюдениями<sup>54</sup>.

Рассмотрим вторую модель спектра неоднородностей  $M_{3N}$  (см. рис. 4, а), в которой предполагается, что  $q_0 \gg q_f$ . В этом случае максимальный вклад в мерцания будут вносить неоднородности с масштабом  $q_0$  и набег фазы не зависит при этом от спектра масштабов. Поэтому

$$m^2 \propto F\left(\frac{q_0}{q_f}\right) M_{2\Phi} \propto \lambda^2 q_0^{-1/2} \Delta N(q_0), \quad m \propto \lambda \quad (32)$$

и

$$v_2 = uq_0 \quad (v_2 \propto r^{-1}). \quad (33)$$

Таким образом, сравнение вычисленной зависимости параметров мерцаний  $m(\lambda)$  и  $v_2(\lambda)$ , которая оказывается различной в двух рассматриваемых моделях, с наблюдениями (20), (21) показывает, что подтверждается предположение о сложной форме спектра неоднородностей и о «слабом» рассеянии на неоднородностях с гауссовым спектром в области масштабов  $\sim 100$  км.

Важно отметить, что основное возражение против модели со степенным спектром (18) состоит в том, что из данных по мерцаниям (из зависимости  $m(\lambda)$ ) следует, что в области высоких частот  $q$  мы ожидаем пространственный спектр флуктуаций плотности вида  $M_{3N}(q) \propto q^{-2}$ <sup>107</sup>. Данные же измерений по спутникам в области низких частот указывают на наличие в среде более крутого степенного спектра  $M_{3N}(q) \propto q^{-3,3}$ <sup>113</sup>. Другими словами, из данных по мерцаниям пространственный спектр флуктуаций интенсивности, который измеряется в области высоких частот, оказывается более пологим, чем это следует из экстраполяции на эту область частот, данных по спутникам.

5 Временные спектры мерцаний. Наряду с изучением зависимости  $m(\nu)$  и  $\nu_2(\lambda)$  была предпринята попытка получить пространственный спектр неоднородностей  $M_{3N}(q)$  в области высоких частот другим радиоастрономическим способом: по измерениям временного спектра мерцаний  $M_I(\nu)$ <sup>107</sup>.

К настоящему времени такие измерения проведены на четырех обсерваториях<sup>43, 112, 114, 115</sup>, и соответствующие результаты представлены в табл. IV.

Таблица IV

Сравнительные данные по временным спектрам мерцаний

$\nu$ , МГц	Область элонга- ций $\epsilon$	$\nu_{изл}$ гц	$\nu_{max}$ гц	$\alpha$	$v$ , км/сек	Год наблю- дений	Источ- ники	Лите- рату- ра
69,3	60°	0,3	1,0		400	с 1971	ЗС 48	114
81,5	30—90°	0,2—0,3	1,0	1,4	330	1971	ЗС 48, 237, 241, 287	112
86	30—50°	0,5	2,5	3 ÷ 4	300	1973	ЗС 48	115
430	50—90°			2 ÷ 3				
	11—36°	1,0	3 ÷ 12	3 ÷ 5	400	1967	СТА-21	43

Табл. IV показывает, что значения  $\alpha$  — показателя степени во временном спектре мерцаний (19) — сильно различаются по данным различных авторов. Отметим, что в работах<sup>43, 115</sup> значения  $\alpha$  согласуются с ракетными данными<sup>113</sup>, а в работах<sup>112, 114</sup> — с радиоастрономическими, по зависимости  $m(\lambda)$ <sup>107</sup>. Для того чтобы понять, с чем могут быть связаны столь существенные различия в  $\alpha$ , необходимо вспомнить о тех ограничениях, которые были заложены в теории, связывающей измеряемый временной спектр мерцаний  $M_I(\nu)$  со спектром неоднородностей  $M_{3N}(q)$ .

Связь между временным и пространственным спектрами мерцаний (22), (23) была установлена в предположении, что дифракционная картина является стационарной (все неоднородности движутся с одной и той же скоростью) и что мерцающий источник является точечным<sup>106</sup>. Однако наблюдения последних лет показали, что в измеряемой скорости дифракционной картины постоянно присутствует тонкая структура, которая связана с существованием различных скоростей у неоднородностей на луче зрения<sup>78, 82</sup>. Изучение же размеров мерцающих источников показало, что в диапазоне метровых волн их размеры обусловлены эффектом рассеяния в межзвездной среде<sup>116</sup>.

Влияние собственного размера источника и тонкой структуры скорости солнечного ветра будет приводить к отличию наблюдаемого временного спектра мерцаний  $M_I(\nu)$  от спектра, обусловленного неоднородностями среды.

В работах<sup>112, 114</sup> была предпринята попытка учесть влияние углового спектра источника на наблюдаемый спектр  $M_I(\nu)$  и значения  $\alpha$ , приведенные в этих работах, относятся к исправленному спектру  $M_I(\nu)$ . В работах<sup>43, 115</sup> такая коррекция не проводилась.

Значительная трудность при сравнении результатов, приведенных в табл. IV, связана с использованием в каждом случае различных источников, имеющих разные собственные размеры и расположенных на различных гелиоцентрических широтах (значения  $\alpha$  могут изменяться в зависимости от широты).

Из-за отсутствия надежной коррекции в измеряемых временных спектрах  $M_I(\nu)$  выводы о форме пространственного спектра неоднородностей  $M_{3N}(q)$  не являются достоверными и приводят к противоположным утверждениям. Так, в работе <sup>112</sup> наличие излома на частоте  $\nu_{\text{изл}}$  во временном спектре  $M_I(\nu)$  связывается с существованием характерного масштаба  $q_{\text{изл}}^{-1}$  в среде. В работе <sup>115</sup> этот излом интерпретируется как результат работы френелевского фильтра.

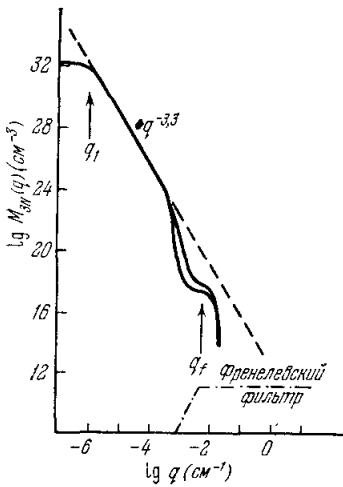
Для получения более надежной информации о форме пространственного спектра  $M_{3N}(q)$  необходимо сочетать измерения временных спектров мерцаний с измерениями скорости неоднородностей и ее тонкой структуры.

6. Обсуждение новых результатов. В 1972 г. были проведены первые прямые измерения временных спектров флуктуаций электронной концентрации в солнечном ветре  $M_N(\nu)$  в области высоких частот:  $4,8 \cdot 10^{-3} \leq \nu \leq 1,33 \cdot 10^1$  гц <sup>117</sup>.

Перекрываемый при этом интервал частот смыкает те области  $\nu$ , которые до сих пор измерялись различными методами. Для сравнения отметим, что корреляционная длина магнитного поля, равная  $\sim 2 \cdot 10^6$  км, соответствует частоте  $\nu \approx 10^{-6} - 10^{-5}$  гц. Прежние результаты космических измерений относились к области  $10^{-5} \leq \nu \leq 10^{-3}$  гц. При этом на частотах ниже  $10^{-5}$  гц степенной спектр становится пологим. Корреляционный масштаб по мерцаниям, равный  $\sim 100$  км, соответствует области  $10^{-1} - 10^1$  гц.

Измерения <sup>117</sup> приводят в половине случаев к среднему значению  $\beta_1 = 1,69$  ( $1,12 \leq \beta_1 \leq 2,17$ ), которое согласуется со значением  $\beta_1 = 1,3$ , полученным в прежних низкочастотных измерениях. Однако в другой половине случаев измерения обнаружили в области высоких частот наличие горба или уплощения в спектре  $M_N(\nu)$ . Таким образом, результат этих измерений не противоречит ни той, ни другой модели спектра неоднородностей  $M_N(q)$  и не может закрыть какую-либо из них.

Рис. 8. Модель пространственного спектра неоднородностей, объединяющая данные измерений по спутникам в области низких частот с радиоастрономическими данными в области высоких частот.



Вместе с этим анализ, проведенный в предыдущем разделе, показывает, что модель с единым степенным спектром неоднородностей (18) не проходит, и более предпочтительной оказывается модель со сложным спектром  $M_{3N}(q)$ , имеющим в области низких частот гауссову форму (см. рис. 4, а). Однако при относительном расположении компонент спектра, которое приведено на рис. 4, а, трудно объяснить наблюдаемый на спутниках излом в спектре  $M_N(\nu)$  в области низких частот  $\nu \sim 10^{-2}$  гц. В этой связи в работе <sup>54</sup> предложена новая модель спектра неоднородностей  $M_N(\nu)$ , которая повторяет форму спектра, предложенную в первой модели (см. рис. 4, а), но при этом высокочастотная часть спектра расположена ниже экстраполируемого из области низких частот степенного спектра и имеет относительно пологую форму излома (рис. 8). Тогда наблюдаемый в области низких частот  $\nu \sim 10^{-2}$  гц излом степенного спектра объясняется «внутренним масштабом» неоднородностей с размером  $\sim 10^6$  км, а горб в области высоких частот  $\nu \sim 10^{-1} - 1$  гц будет означать преобладание в среде такого масштаба ( $\sim 100$  км,) который совпадает

с наблюдаемым на земле размером дифракционной картины. Такой спектр позволяет согласовать данные для спектра  $M_{3N}(q)$  по спутникам с данными для спектра  $M_{3N}(q)$  по мерцаниям. Наличие горба в области высоких частот может означать преобладание в плазме некоторого типа волн, для которых  $q_0^{-1}$  является характерным масштабом.

При обсуждении физики этого явления в гипотезах о форме пространственного спектра неоднородностей поддержку со стороны теории получила модель с гауссовым спектром в области малых масштабов (рис. 4, а), в которой основной масштаб неоднородностей межпланетной плазмы  $q_0^{-1}$  связывается с основным масштабом неустойчивости плазмы. Поэтому анализ неустойчивости плазмы был связан с поиском такого типа волн, для которого основной масштаб неустойчивости  $q_0^{-1}$  совпадает с наблюдаемым на земле размером дифракционной картины  $a \approx q_2^{-1}$ .

В работе <sup>76</sup> для интерпретации масштаба  $a$  был привлечен механизм плазменной неустойчивости, связанный с ионно-циклотронной неустойчивостью волн, в котором основной масштаб неустойчивости  $q^{-1}$  определяется гирорадиусом протонов  $r_{Hi}$

$$a = \frac{m_i v_i}{eB}. \quad (34)$$

Появление этой гипотезы связано с тем обстоятельством, что в области расстояний  $\sim 1$  а. е. наблюдаемый размер  $a$  совпадает с оценками  $r_{Hi}$ . С целью анализа этой гипотезы в 1973 г. было проведено сравнение численных значений размера  $a$ , известных по наблюдениям мерцаний, с вычисленными значениями  $r_{Hi}$  в области элонгаций  $r \approx 6R_\odot - 1$  а. е. <sup>118</sup>. Было показано, что значения  $a$  и  $r_{Hi}$  согласуются в области  $r \approx 1$  а. е., но по мере приближения к Солнцу величина  $a$  убывает значительно быстрее, чем  $r_{Hi}$ , и размер неоднородностей становится значительно меньше  $r_{Hi}$ .

Было высказано предположение, что это расхождение может быть связано с недостаточно точной оценкой набега фазы волны на неоднородностях среды  $\psi$ , которая уже при  $r \approx 0,3$  а. е. может оказаться больше единицы:  $\psi > 1$ . Если это так, то тогда в области расстояний  $r \leq 0,3$  а. е. размер неоднородностей (с учетом режима «сильного» рассеяния) должен быть увеличен в  $\approx \sqrt{2\psi}$  раз:

$$a = \sqrt{2\psi} q_0^{-1}, \quad (35)$$

чтобы устранить различие между  $a$  и  $r_{Hi}$ .

К этому можно добавить, что имеется возможность проверить высказанное выше предположение о том, что  $\psi > 1$  в области  $r \approx 0,3$  а. е. В работе <sup>119</sup> было показано, что при переходе от области  $\psi < 1$  к области  $\psi > 1$  должно наблюдаться резкое уменьшение параметра асимметрии  $S$  кросс-корреляционной функции  $B(r, \tau)$ . Анализ хода зависимости  $S(r)$  сможет подтвердить или опровергнуть гипотезу о природе мелкомасштабных неоднородностей, связанную с ионно-циклотронной неустойчивостью плазмы.

Интересной и заслуживающей внимания является попытка подойти к анализу обсуждаемых гипотез о форме спектра неоднородностей с другой стороны, исходя из физики явления. Так, Перкинс <sup>120</sup> показал, что при наличии в плазме двух различных режимов, где крупномасштабные неоднородности плотности связаны с распространяющимися наружу альвеновскими волнами, а мелкомасштабные неоднородности — с микротурбулентными процессами в плазме, оба типа волн должны обладать

характерной особенностью. Для волн, ответственных за мерцания радиосточников, фазовая скорость будет направлена в сторону, противоположную фазовой скорости альвеновских волн, флуктуации электронной концентрации в которых измеряются на спутниках.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Виткевич, ДАН СССР 77, 585 (1951).
2. В. В. Виткевич, *ibid.* 101, 429 (1955).
3. В. В. Виткевич, Астрон. ж. 32, 150 (1955).
4. A. Hewish, Proc. Roy. Soc. A228, 238 (1955).
5. В. В. Виткевич, Астрон. ж. 35, 52 (1958).
6. В. В. Виткевич, *ibid.* 37, 32 (1960).
7. A. Hewish, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 118, 534 (1958).
8. S. Gorgolewski, Bull. Akad. Cracovie 14, Nr. 3 (1963).
9. S. Gorgolewski, Bull. Inform. Kom. N.W.G. 38, Nr. 3 (1964).
10. O. V. Slee, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 122, 134 (1959).
11. A. Hewish, J. D. Wundham, *ibid.* 126, 469 (1963).
12. O. V. Slee, Austr. J. Phys. 12, 134 (1959).
13. В. В. Виткевич, ДАН СССР 156, 1056 (1964).
14. В. В. Виткевич, Астрон. ж. 33, 62 (1956).
15. Н. А. Лотова, УФН 95, 293 (1968).
16. A. Hewish, in: Paris Symposium on Radio Astronomy, Stanford Univ. Press, 1959, p. 268.
17. В. И. Бабий, В. В. Виткевич, В. И. Власов, М. В. Горелова, А. Г. Суховой, Астрон. ж. 42, 107 (1965).
18. В. В. Виткевич, Б. Н. Пановкин, *ibid.* 36, 544 (1959).
19. В. В. Виткевич, Б. Н. Пановкин, А. Г. Суховой, Изв. вузов (Радиофизика) 2, 1005 (1959).
20. В. В. Виткевич, V. V. Vitkevitch, цит. в<sup>16</sup> сборник, стр. 275.
21. В. В. Виткевич, Изв. вузов (Радиофизика) 3, 595 (1960).
22. S. Gorgolewski, A. Hewish, Observatory 80 (916), 99 (1960).
23. Н. А. Лотова, Астрон. ж. 36, 907 (1959).
24. В. В. Виткевич, Н. А. Лотова, Изв. вузов (Радиофизика) 4, 415 (1961).
25. В. В. Виткевич, Н. А. Лотова, Геомагн. и аэронаом. 6, 650 (1966).
26. Н. А. Лотова, Изв. вузов (Радиофизика) 8, 441 (1965).
27. В. В. Виткевич, Н. А. Лотова, Радиотехн. и электрон. 12, 1157 (1977).
28. J. L. Greenstein, Sci. Amer. 209 (6), 54 (1963).
29. A. Hewish, P. F. Scott, D. Willis, Nature 203, 1214 (1964).
30. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР 109, 61 (1956).
31. В. В. Писарева, Астрон. ж. 35, 112 (1958).
32. E. E. Salpeter, Astrophys. J. 147, 433 (1967).
33. M. H. Cohen, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 7, 619 (1969).
34. В. В. Виткевич, Т. Д. Антонова, В. И. Власов, ДАН СССР 168, 55 (1966).
35. A. Hewish, P. A. Dennison, J. D. Pilkington, Nature 209, 1188 (1966).
36. M. H. Cohen, E. J. Gundermann, H. E. Hardebeck, L. E. Sharp, Astrophys. J. 147, 449 (1967).
37. Т. Д. Антонова, В. В. Виткевич, Астрон. циркул., № 385 (1966).
38. A. Hewish, S. E. Okoye, Nature 207, 59 (1965).
39. L. T. Little, A. Hewish, Mon. Roy. Astron. Soc. 134, 221 (1966).
40. M. H. Cohen, Nature 208, 277 (1965).
41. M. H. Cohen, E. J. Gundermann, D. E. Harris, Astrophys. J. 150, 767 (1967).
42. G. Sinigaglia, Public. Instituto di Fisica «A. Righi», Univ. di Bologna, November 1965.
43. R. V. E. Lovelace, E. E. Salpeter, L. E. Sharp, D. E. Harris, Astrophys. J. 159, 1047 (1970).
44. V. V. Vitkevich, in: Solar-Terr. Symposium, Dordrecht, D. Reidel, 1971, p. 49.
45. B. J. USCINSKI, Phil. Trans. Roy. Soc. A262, 609 (1968).
46. P. A. G. Scheuer, Nature 218, 920 (1968).
47. E. E. Salpeter, Nature 221, 31 (1969).
48. Н. А. Лотова, В. М. Финкельберг, УФН 88, 399 (1966).



49. В. J. Rickett, J. Geophys. Res. **78**, 1543 (1973).
50. В. В. Писарева, Астрон. ж. **36**, 427 (1959).
51. J. A. Fejer, Proc. Roy. Soc. **A220**, 455 (1953).
52. R. Mercier, Proc. Camb. Phil. Soc. **A58**, 382 (1962).
53. В. J. Usceinski, Phil. Trans. Roy. Soc. **A262**, 609 (1968).
54. В. J. Rickett, J. Geophys. Res. **78**, 1543, 1973.
55. В. В. Виткевич, В. И. Власов, Астрон. ж. **49**, 595 (1972).
56. В. В. Виткевич, В. И. Власов, ДАН СССР **181**, 572 (1958).
57. И. А. Алексеев, В. В. Виткевич, В. И. Власов, Ю. П. Ильясов, С. М. Кутузов, М. М. Тяптин, Тр. ФИАН СССР **47**, 183 (1969).
58. P. A. Dennison, A. Hewish, Nature **213**, 343 (1967).
59. O. B. Slee, C. S. Higgins, Austr. J. Phys. **21**, 341 (1968).
60. A. Hewish, M. D. Symonds, Planet. and Space Sci. **17**, 313 (1969).
61. В. В. Виткевич, В. И. Власов, Астрон. ж. **46**, 851 (1969).
62. В. И. Власов, Астрон. цирк., № 597, 3 (1970).
63. В. И. Татарский, Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере, М., Изд-во АН СССР, 1959.
64. J. Ratcliffe, Rept. Progr. Phys. **19**, 188 (1956).
65. Б. Н. Барабаненков, Ю. А. Кравцов, С. М. Рытов, В. И. Татарский, УФН **102**, 3 (1970).
66. Н. А. Лотова, И. В. Чашей, Геомагн. и аэроном. **12**, 800 (1972).
67. В. И. Шишов, Тр. ФИАН СССР **38**, 171 (1967).
68. K. G. Budden, В. J. Usceinski, Proc. Roy. Soc. **A316**, 315 (1970).
69. В. И. Шишов, Астрон. ж. **47**, 182 (1970).
70. И. М. Даскесаманская, В. И. Шишов, Изв. вузов (Радиофизика) **13**, 16 (1970).
71. L. T. Little, Planet. and Space Sci. **16**, 749 (1968).
72. Н. А. Лотова, А. А. Рухадзе, Астрон. ж. **45**, 343 (1968).
73. В. В. Виткевич, Н. А. Лотова, Геомагн. и аэроном. **7**, 780 (1967).
74. Н. А. Лотова, *ibid.* **9**, 332 (1969).
75. Н. А. Лотова, И. С. Байков, Астрон. ж. **46**, 1057 (1969).
76. A. Hewish, Z. Neuminger, Planet. and Space Sci. **20**, 1703 (1972).
77. Z. Neuminger, *ibid.* **21**, 1617 (1973).
78. Н. А. Лотова, Н. В. Вережгина, Изв. вузов (Радиофизика) **16**, 1645 (1973).
79. Н. А. Лотова, Астрон. ж. **52**, 359 (1975).
80. Н. А. Лотова, И. В. Чашей, Радиотехн. и электрон. (1975).
81. J. W. Armstrong, W. A. Coles, J. K. Hagmon, AGU Fall Annual Meeting, San Francisco, USA, December 1973.
82. W. A. Coles, S. Maagol, J. Geophys. Res. **77**, 5622, 1972.
83. А. И. Ефимов, Н. А. Лотова, Косм. исслед. **13** (4) (1975).
84. А. И. Ефимов, Н. А. Лотова, Геомагн. и аэроном. (1975).
85. W. A. Coles, В. J. Rickett, V. H. Rumsey, доклад на 3-й конференции по солнечному ветру, Калифорния, США, март 1974.
86. T. Watanabe, K. Shibusaki, T. Kakimoto, Nagoya Univ. Preprint, Japan, 1974.
87. J. R. Jokipii, L. C. Lee, Astrophys. J. **172**, 729 (1972).
88. J. R. Jokipii, L. C. Lee, *ibid.* **182**, 317 (1973).
89. A. T. Young, *ibid.* **168**, 543 (1971).
90. A. Readhead, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **155**, 185 (1971).
91. Н. А. Лотова, Изв. вузов (Радиофизика) **15**, 826 (1972).
92. Н. А. Лотова, И. В. Чашей, Астрон. ж. **50**, 348 (1973).
93. Н. А. Лотова, И. В. Чашей, Изв. вузов (Радиофизика) **16**, 491 (1973).
94. Н. А. Лотова, I. V. Chashev, Astrophys. and Space Sci. **20**, 251 (1973).
95. Н. А. Лотова, И. В. Чашей, Геомагн. и аэроном. **13**, 998 (1972).
96. A. C. S. Readhead, A. Hewish, Mem. Roy. Astron. Soc. **78**, 1 (1974).
97. G. Bourgois, C. Cheyne, Astron. and Astrophys. **21**, 25 (1972).
98. G. Bourgois, *ibid.*, p. 33.
99. S. M. Bhandari, S. Ananthakrishnan, A. Pramesh Rao, Austr. J. Phys. **27**, 121 (1974).
100. A. C. S. Readhead, A. Hewish, Nature **236**, 440 (1972).
101. D. E. Harris, Astron. J. **78**, 369 (1973).
102. W. M. Cronyn, Astrophys. J. **161**, 755 (1970).
103. S. E. Okoye, A. Hewish, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **137**, 287 (1967).
104. J. R. Jokipii, J. V. Hollweg, Astrophys. J. **160**, 745 (1970).
105. A. Hewish, *ibid.* **163**, 645 (1971).
106. W. M. Cronyn, *ibid.* **171**, 4101 (1972).
107. A. Hewish, Invited Review at Second Solar Wind Conference, Univ. Calif. and NASA Amer. Res. Center, Pacific Grove, Calif., 1971.

108. L. T. Little, *Astron. and Astrophys.* **10**, 30 (1971).
  109. В. В. Виткевич, В. И. Власов, *Астрон. ж.* **13**, 669 (1970).
  110. J. W. Armstrong, W. A. Coles, *J. Geophys. Res.* **77**, 4602 (1972).
  111. A. Pramesh Rao, S. M. Bhandary, S. Ananthakrishnan, *Austr. J. Phys.* **27**, 105 (1974).
  112. Z. Houminer, *Planet. and Space. Sci.* **21**, 1367 (1973.)
  113. D. S. Intriligator, J. H. Wolf, *Astrophys. J.* **162**, L187 (1970).
  114. Т. Какинума, Н. Washimi, М. Кojима, *Publ. Astron. Soc. Japan* **25**, 271 (1973).
  115. Т. Д. Шишова, *Астрон. цирк.*, № 819 (1975).
  116. Н. А. Лотова, А. В. Пинзарь, *Изв. вузов (Радиофизика)* (1975).
  117. T. W. J. Unti, M. Neugebauer, B. E. Goldstein, *Astrophys. J.* **180**, 591 (1973).
  118. S. K. Alurkar, *Solar Phys.* **26**, 225 (1972).
  119. Н. А. Лотова, И. В. Чашей, *Геоманг. и аэроном.* (1974).
  120. F. Perkins, *Astrophys. J.* **179**, 637 (1973).
  121. M. H. Cohen, E. H. Gunderman, *ibid.* **157**, 645 (1969).
  122. P. A. Dennison, *Planet. and Space. Sci.* **17**, 189 (1969).
  123. J. R. Jokipii, *Astrophys. J.* **161**, 1147 (1970).
-