

УДК 523.164.4

## ВЛИЯНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ НА НАБЛЮДАЕМЫЕ РАЗМЕРЫ РАДИОИСТОЧНИКОВ

*Н. А. Лотова, А. В. Пынзарь*

Проведен сравнительный анализ влияния межпланетной и межзвездной среды на наблюдаемые размеры квазаров в метровом диапазоне волн. Показано, что наблюдаемые размеры квазаров определяются лишь межзвездной средой. Это обстоятельство позволяет использовать квазары для изучения распределения ионизованного газа в Галактике по измеряемым размерам квазаров.

Интенсивное развитие радиоинтерферометрических исследований со сверхдлинными базами привело в последние годы к освоению диапазона метровых волн [1-3]. В связи с этим возникает вопрос о предельном разрешении радиоинтерферометров при исследовании структуры внегалактических радиоисточников, так как на метровых волнах становится значительным влияние рассеяния радиоволн на неоднородностях электронной плотности межпланетной и межзвездной среды и минимальные размеры источников могут определяться углом рассеяния в этих средах. Естественно становятся необходимыми количественные оценки влияния этих сред на измеряемые размеры источников. Цель настоящей работы — проанализировать характеристики рассеяния радиоволн в указанных средах, исходя из данных о мерцаниях квазаров на межпланетной плазме и межзвездных мерцаниях пульсаров. Оценки эффектов рассеяния получены с помощью теории рассеяния применительно к модели протяженной среды, которая ближе к действительности, чем использованная в работе [4] модель эквивалентного фазового экрана.

### 1. ВЛИЯНИЕ МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ

Из теории рассеяния известно [5], что интенсивность рассеянного компонента волны, прошедшей через слой неоднородной среды, пропорциональна множителю  $1 - \exp(-\Phi_0^2)$ , где  $\Phi_0$  — среднеквадратичное значение флуктуаций набега фазы волны в среде за счет неоднородностей электронной плотности. Наблюдения межпланетных мерцаний квазаров показывают, что  $\Phi_0$  убывает с увеличением углового расстояния  $\epsilon$  от Солнца по закону [6]

$$\Phi_0(R) = 0,042\lambda R^{-1,55} \text{ рад}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны в метрах,  $R = 1 \text{ а. е.} \times \sin \epsilon$  ( $\epsilon \leq 90^\circ$ ). Из формулы (1) видно, что для заданной волны  $\lambda$  можно подобрать такое угловое расстояние источника от Солнца, когда  $\Phi_0(\epsilon) \ll 1$ , и влиянием рассеяния в межпланетной среде на видимые размеры источников можно пренебречь.

## 2. ВЛИЯНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Будем рассматривать неоднородности в межзвездной среде, которые характеризуются среднеквадратичным значением флуктуаций электронной плотности  $\Delta N$  и пространственной автокорреляционной функцией вида  $\exp(-r^2/a^2)$ , где  $a$  — характерный масштаб неоднородностей.

Из наблюдений мерцаний пульсаров известно, что на волнах метрового и дециметрового диапазонов в межзвездной среде реализуется режим сильного рассеяния волн:  $\Phi_0 \gg 1$  [7-9].

При этом угловой спектр рассеянного излучения имеет гауссов вид [10]:

$$(\pi \theta_{\text{рас}}^2)^{-1} \exp\left(-\frac{\theta_x^2 + \theta_y^2}{\theta_{\text{рас}}^2}\right), \quad (2)$$

где  $\theta_{\text{рас}} = \frac{\lambda \Phi_0}{\pi a} \sim \lambda^2 (L/a)^{1/2} \Delta N$  — среднеквадратичное значение угла рассеяния,  $L$  — толщина слоя рассеивающей среды.

Величину  $\theta_{\text{рас}}$  можно определить из данных о радиусе частотной корреляции мерцаний пульсаров  $f_v$ , который равен ширине частотной автокорреляционной функции флуктуации интенсивности пульсара  $\rho(\Delta f)$  по уровню 0,5. Для модели протяженной среды с одним характерным масштабом флуктуаций электронной плотности в работе [11] показано, что  $\rho(\Delta f)$  имеет вид

$$\rho(\Delta f) = \frac{|\Delta f / \Delta f_0|^{1/2}}{\text{ch} |\Delta f / \Delta f_0|^{1/2} - \cos |\Delta f / \Delta f_0|^{1/2}}, \quad (3)$$

где  $\Delta f_0 = c/6\pi L \theta_0^2$ ,  $c$  — скорость света,  $L$  — расстояние до пульсара,  $\theta_0^2$  — средний квадрат флуктуаций угла прихода сферической волны.

На основании [12] в модели протяженной среды

$$\theta_0^2 = \frac{2}{3} \theta_{\text{рас}}^2. \quad (4)$$

Из формулы (3) в этом случае находим, что

$$f_v = \frac{3c}{L \theta_{\text{рас}}^2}. \quad (5)$$

В условиях эксперимента истинный вид  $\rho(\Delta f)$  искажается за счет сглаживания тонкой структуры спектра пульсаров полосой приемника  $W$ , и поэтому автокорреляционная функция сглаженного спектра  $\rho_W(\Delta f)$  имеет вид

$$\rho_W(\Delta f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(f_1) G(f_1 + f_2) \rho(\Delta f + f_2) df_1 df_2. \quad (6)$$

Индекс мерцаний  $m$  при полосе приемника  $W$  связан с  $\rho(\Delta f)$  соотношением [13]

$$m^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(f_1) G(f_2) \rho(f_1 - f_2) df_1 df_2, \quad (7)$$

где  $G(f)$  — частотная характеристика приемника по мощности.

Выражения (6) и (7) для  $\rho(\Delta f)$  вида (3) и прямоугольной функ-

ции  $G(f)$  используются далее при вычислении величины  $f_v$  для 12 пульсаров по данным о  $\rho_w(\Delta f)$  и  $m$  [7-9]. Соответствующие значения  $f_v$  с учетом  $f_v \sim f^4$  приведены к частоте 100 МГц и представлены в табл. 1. Там же приведены средние значения  $\langle f_v \rangle$  по каждому пульсару.

Полученные значения  $\langle f_v \rangle$  позволяют найти по формуле (5) угол рассеяния в направлении на каждый пульсар. Расстояния  $L$  до пульсаров получаем из меры дисперсии  $DM = \int_0^L Ndl$  при средней электронной концентрации, равной  $0,04 \text{ см}^{-3}$  [14-18]. При этом предполагается, что Галактику можно представить в виде диска с полутолщиной 150 пс [17, 18]. Учитывая далее, что  $\theta_{\text{рас}} \sim L^{1/2} f^{-2}$ , для каждого пульсара определяем величину угла рассеяния в секундах дуги на единицу длины 1 пс на частоте 1 МГц  $\theta_{\text{рас}1}$  (табл. 1), среднее значение которого по 12 пульсарам равно

$$\langle \theta_{\text{рас}1} \rangle = 13'' \pm 4'' \quad (8)$$

Используя  $\langle \theta_{\text{рас}1} \rangle$ , можно оценить угол рассеяния  $\theta_{\text{рас}}$  для любого расстояния в Галактике в пределах  $L \leq 1,5 \text{ кпс}$  от Солнца по формуле

$$\theta_{\text{рас}} = (13'' \pm 4'') L^{1/2} f^{-2}, \quad (9)$$

где  $L$  измеряется в парсеках,  $f$  — в мегагерцах.

Полученный результат полезно сравнить с оценками угла рассеяния в рамках модели эквивалентного фазового экрана, расположенного посредине луча между наблюдателем и пульсаром. Для этой модели  $f_v$  связан с  $\theta_{\text{рас}}$  соотношением [13]

$$f_v = \frac{4c}{\pi L \theta_{\text{рас}}^2} \quad (10)$$

Сравнение формул (5) и (10) показывает, что угол рассеяния  $\theta_{\text{рас}}$ , получаемый с использованием модели протяженной среды, в 1,5 раза больше, чем в случае модели фазового экрана.

Однако результаты, полученные ранее на основании модели фазового экрана (см. [4], формула (6)) в 1,9 раза превышают настоящие результаты (9). Авторы [4], к сожалению, не указывают, при каких предположениях о виде  $\rho(\Delta f)$  и  $G(f)$  получена их основная формула для расчета угла рассеяния:

$$B_h^* = \frac{8c}{L \theta_{\text{рас}}^2} \quad (11)$$

Аналогичная формула, выведенная для модели фазового экрана корректно в [13], имеет вид

$$B_h = 9,9 f_v, \quad (12)$$

где  $f_v$  определяется выражением (10). Для модели протяженной среды на основании (7) имеем

$$B_h = 9,25 f_v, \quad (13)$$

где  $f_v$  имеет вид (5).

\*  $B_h$  — такая полоса приемника, которая уменьшает индекс мерцаний вдвое по сравнению с истинным индексом мерцаний, который наблюдался бы с бесконечно узкой полосой.

Таблица I

Пульсар	$f_{\nu}$ , кГц (63 МГц) [ <sup>6</sup> ]	$f_{\nu}$ , кГц (86 МГц) [ <sup>6</sup> ]	$f_{\nu}$ , кГц (105 МГц) [ <sup>9</sup> ]	$f_{\nu}$ , кГц (111 МГц) [ <sup>7</sup> ]	$f_{\nu}$ , кГц (151 МГц) [ <sup>8</sup> ]	$f_{\nu}$ , кГц (318 МГц) [ <sup>7</sup> ]	$f_{\nu}$ , кГц (408 МГц) [ <sup>8</sup> ]	$\langle f_{\nu} \rangle$ , кГц (100 МГц)	$DM$ , пс/см <sup>3</sup>	$L$ , пс	$\frac{\text{врас 1,с дуги}}{(pc)^{1/2} \cdot M_{\odot}^{-3}}$
0329+54							0,34	0,34	26,8	670	16,1
0809+74	38,4	64	65		24,2			47,9	5,8	145	6,0
0823+26						4,40		4,40	19,5	490	6,0
0834+06			1,45	1,91		2,45	1,91	1,93	12,9	320	14,1
0950+08			72,7	65,8				69,25	3,0	75	10,3
1138+16	6,35		5,25	12,8		16,4		10,20	4,9	125	16,4
1237+25			1,56			4,02		2,79	9,3	230	16,6
1508+55			0,13				0,88	0,66	19,6	490	15,9
1749-28							0,094	0,090	50,9	1270	18,0
1919+21			2,31				1,69	2,41	12,4	310	13,1
2016+28						3,23	0,25	1,25	14,2	350	16,0
2045-16						2,26	7,30	7,30	11,5	290	8,2

Формулы (12) и (13) получены в предположении, что  $G(f)$  имеют прямоугольную форму. Именно такие полосы использовались при наблюдении мерцаний пульсаров в [8, 9]. Из сравнения (11) с (12) и (13) видно, что авторы [4] несколько завысили значения  $\theta_{\text{рас}}$ ; но основная причина завышения результатов [4] заключается в том, что в этой работе для определения расстояния до пульсаров были использованы завышенные значения средней электронной плотности  $N = 0,06 \text{ см}^{-3}$  и заниженные значения  $B_h$  из [19], уточненные впоследствии в [8].

### 3. СРАВНЕНИЕ НАБЛЮДАЕМЫХ МИНИМАЛЬНЫХ РАЗМЕРОВ ИСТОЧНИКОВ С УГЛОМ РАССЕЯНИЯ В ГАЛАКТИКЕ

Обычно под размером источника  $\theta$  подразумевается ширина углового распределения яркости по уровню 0,5. Для удобства сравнения  $\theta$  с углом рассеяния определим угол рассеяния через диаметр  $\cdot \theta_d$  распределения рассеянного излучения. Для двумерного гауссова распределения (2) в случае внегалактических источников  $\theta_d$  связан со средним квадратом угла рассеяния соотношением

$$\theta_d^2 = 4 \ln 2 \theta_{\text{рас}}^2. \quad (14)$$

Для галактических источников это выражение согласно (4) имеет вид

$$\theta_d^2 = 4 \ln \frac{2}{3} \theta_{\text{рас}}^2. \quad (15)$$

Используя формулы (9) и (14) и принятую выше модель Галактики, оценим ожидаемые минимальные угловые размеры для внегалактических источников, которые наблюдались на интерферометрах со сверхдлинными базами (см. табл. 2, случаи 75 см [20], 18 см и 6 см [21]).

Рис. 1 иллюстрирует результаты расчетов  $\theta_d$  (сплошная линия) в зависимости от галактической широты  $b^{\text{II}}$  для различных длин волн  $\lambda$ . На этом же рисунке точками отмечены измеренные размеры источников  $\theta$ , которые приведены в табл. 2.

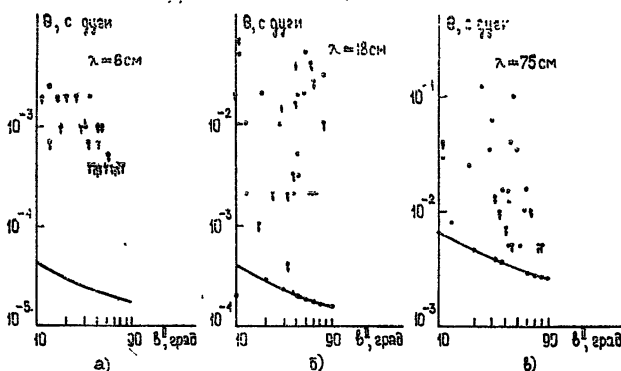


Рис. 1.

Из рис. 1 видно, что на коротких волнах (рис. 1 а, б, в) наблюдаемые размеры источников велики по сравнению с углом рассеяния. Ясно, что при этом разрешение интерферометров не достигло предела, налагаемого рассеянием в межзвездной среде, и поэтому здесь можно пренебречь влиянием межзвездной среды на наблюдаемые размеры источников и считать, что эти размеры являются собственными размерами радиоисточников.

Таблица 2

Источник	$b''$	$\theta$ , с дуги (70 см)	$\theta$ , с дуги (18 см)	$\theta$ , с дуги (6 см)
3С 147	10°	0,007	0,02	
3С 138	-11	0,04	0,07	0,002
NRA 0530	11	0,033	0,005	0,002
0834-20	13		0,01	
3С 84	-13		0,002	0,0025
0605-08	-14			0,0007
0607-15	-16			0,002
DW 0742+10	17		0,001	0,001
NRAO 140	-19	0,025	0,019	0,002
3С 380	24	0,12	0,002	0,002
NRAO 190	-28	0,12	0,002	0,002
3С 48	-29	0,035		
2127+04	-32	0,013		
0420-01	-33			0,0007
2145+06	-34		0,0004	0,0004
СТА 21	-34	0,01	0,002	0,002
DW 1555+00	38			0,0004
3С 454.3	-38	0,015	0,002	0,0004
СТА 102	-39	0,007	0,003	
1510-08	40	0,015		0,0004
3С 345	42	0,005	0,005	0,0007
1245-19	42		0,04	
СТА 26	42			0,001
3С 309.1	42	0,012	0,015	
1127-14A	44	0,005	0,003	0,001
NRAO 91	-44	0,04	0,019	
3С 446	-49	0,034	0,02	0,0004
2203-18	-51		0,05	
1055+01	53	0,005		0,0005
3С 279	57	0,01	0,002	0,0004
1148-00	59	0,015	0,002	
1245-19	59		0,04	
0106+01	-61			0,0004
0019-00	-62		0,025	
3С 273B	64	0,01	0,002	0,0004
2345-16	-72			0,0004
3С 286	81	0,005	0,03	
3С 287	81	0,025	0,01	

Из рис. 1 а, б, в видно, что с ростом длины волны измеряемые размеры источников приближаются к углу рассеяния.

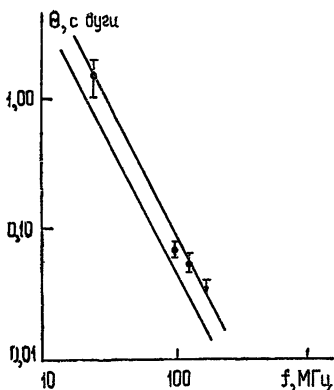


Рис. 2.

Для случая метровых волн имеются данные, которые показывают, что наблюдаемые размеры источников близки к значениям  $\theta_d$ . В работах [2,3] содержатся данные о размерах мерцающего источника в Крабовидной туманности для ряда частот, полученные на интерферометрах со сверхдлинными базами. Эти данные приведены на рис. 2 вместе с расчетными значениями угла рассеяния, которые получены с помощью формул (9) и (15) для пульсара 0532 ( $DM = 57 \text{ нс/см}^{-3}$  и  $L = \frac{DM}{N} = 1420 \text{ нс}$ )

Из рис. 2 видно, что измеряемые размеры источника в Крабовидной туманности (точки) близки к расчетным значениям

угла рассеяния (область, ограниченная параллельными прямыми). Это позволяет заключить, что измерения  $[^{2,3}]$  дают нам угол рассеяния в межзвездной среде, а сам источник в Крабовидной туманности имеет очень малые собственные размеры

Таким образом, анализ наблюдаемых размеров радиоисточников в метровом диапазоне волн показывает, что эти размеры хорошо согласуются с оценками эффекта рассеяния в межзвездной среде. Поэтому можно заключить, что наблюдаемые в метровом диапазоне волн минимальные размеры источников обусловлены рассеянием в межзвездной среде.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W. C. Erickson, T. B. Kuiper et al., *Astrophys. J.*, **177**, 101 (1972).
2. N. R. Vandeberg, T. A. Clark et al., *Astrophys. J. (Letters)*, **180**, L27 (1973).
3. T. A. Clark, W. C. Erickson, *Proc. IEEE*, **61**, 1230 (1973).
4. D. E. Harris, G. A. Zeissig, R. Y. Lovelace, *Astron. and Astrophys.*, **8**, 98 (1970).
5. J. A. Ratcliffe, *Rep. Progr. Phys.*, **19**, 188 (1956).
6. A. C. S. Readhead, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **155**, 185 (1971).
7. K. R. Lang, *Astrophys. J.*, **164**, 249 (1971).
8. B. J. Rickett, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **150**, 67 (1970).
9. Ю. П. Шитов, *Астрон. ж.*, **49**, 470 (1972).
10. J. A. Fejer, *Proc. Roy. Soc.*, **A220**, 455 (1953).
11. В. И. Шишов, *Изв. высш. уч. зав. — Радиопизика*, **16**, № 3, 423 (1973).
12. В. И. Татарский, *Распространение радиоволн в турбулентной атмосфере*, изд. Наука, М., 1967.
13. J. M. Sutton, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **155**, 51 (1971).
14. J. R. Jokipii, I. Lerche, *Astrophys. J.*, **157**, 1137 (1969).
15. Ф. Дайсон, Д. Тер Хаар, *Нейтронные звезды и пульсары*, изд. Мир, М., 1973.
16. K. Davidson, Y. Terzian, *Astron. J.*, **74**, 849 (1969).
17. A. J. R. Prentice, D. ter Haar, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **146**, 423 (1969).
18. J. E. Gunn, J. P. Ostriker, *Astrophys. J.*, **160**, 979 (1970).
19. B. J. Rickett, *Nature*, **221**, 158 (1969).
20. R. W. Clarke et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **146**, 381 (1969).
21. K. I. Kellerhann, D. L. Jauncey et al., *Astrophys. J.*, **169**, 1 (1971).

Физический институт им П. Н. Лебедева  
АН СССР

Поступила в редакцию  
19 марта 1974 г.,  
после доработки  
18 октября 1974 г.

#### THE INFLUENCE OF THE INTERSTELLAR MEDIUM ON OBSERVED DIMENSIONS OF RADIO SOURCES

*N. A. Lotova, A. V. Pynzar'*

A comparative analysis of the influence of interplanetary and interstellar medium on the observed quasar dimensions at the meter wavelengths is given. It is shown that these dimensions are defined only by the interstellar medium. This fact permits the use of quasars for studying the ionized gas distribution in Galaxy according to the measured dimensions of quasars.