

**Нижегородский
научно-исследовательский радиофизический
институт**

**Государственного комитета РФ
по высшему образованию**

П р е п р и н т N 404

**О СПЕКТРЕ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ КОМПОНЕНТЫ
ГАЛАКТИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
В НАПРАВЛЕНИИ СЕВЕРНОГО ПОЛЮСА МИРА
НА ДЕЦИМЕТРОВЫХ И МЕТРОВЫХ ВОЛНАХ**

**Е.Н.Виняйкин, И.П.Кузнецова, А.М.Пасека,
В.А.Разин, А.И.Теплых.**

Нижний Новгород 1994

Виняйкин Е.Н., Кузнецова И.П., Пасека А.М.,
Разин В.А., Теплых А.И.

О СПЕКТРЕ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ КОМПОНЕНТЫ
ГАЛАКТИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В НАПРАВЛЕНИИ
СЕВЕРНОГО ПОЛЮСА МИРА НА ДЕЦИМЕТРОВЫХ
И МЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

Препринт N 404. — Нижний Новгород: НИРФИ, 1994. —
39 с.

УДК 524.66-77

Выполнены измерения яркостной температуры и позиционного угла плоскости поляризации поляризованной компоненты галактического радиоизлучения на 13 частотах дециметрового и метрового диапазонов длин волн в направлении Северного полюса Мира. Измеренные значения поляризационной яркостной температуры в этом направлении в несколько раз меньше, чем для области сильной поляризации ($l=147^\circ, b=9^\circ$). По результатам измерений определен поляризационный спектральный индекс и вычислена мера вращения. Рассмотрены две модели распределения излучательной способности и фарадеевского вращения вдоль луча зрения.

1. Введение

Степень линейной поляризации синхротронного радиоизлучения квазиоднородных областей галактической межзвездной среды равна, как известно [1,2],

$$\left| \frac{\sin \psi}{\psi} \right| = \frac{1 + \gamma}{7/3 + \gamma} \quad (1)$$

$$\text{где } \psi = 2.37 \cdot 10^4 \frac{N_e B_{\mu} l}{\nu^2} \quad (\text{радиан}) \quad (2)$$

— угол фарадеевского поворота плоскости поляризации излучения в пределах квазиоднородной области межзвездной среды ("ячейки") с

линейным размером l вдоль луча зрения, N_e — концентрация электронов в среде (см^{-3}), B_{\perp} — параллельная лучу зрения составляющая магнитного поля (в гауссах), ν — частота излучения в герцах, γ — показатель энергетического спектра релятивистских электронов. Интенсивность синхротронного радиоизлучения "ячейки" пропорциональна $B_{\perp}^{(1+\gamma)/2}$ (B_{\perp} — перпендикулярная лучу зрения составляющая магнитного поля). Из приведенных соотношений следует, что яркостная температура линейно поляризованной составляющей синхротронного радиоизлучения "ячейки" :

$$T_b^P \propto B_{\perp}^{(1+\gamma)/2} \nu^{(1-\gamma)/2} \left| \frac{\sin \psi}{\psi} \right| \frac{1+\gamma}{7/3 + \gamma} \quad (3)$$

Если в пределах главного луча антенны имеется несколько "ячеек" с разной ориентацией и величиной магнитного поля и различной концентрацией электронов, то возможны частотные и угловые вариации T_b^P [3]. Ранее [3,4,5] сообщалось об обнаружении частотных вариаций поляризованного радиоизлучения из областей Галактики с координатами $l = 142^{\circ}$, $b = +8^{\circ}$ (ПО142+8, экваториальные координаты $\alpha = 3^{\text{h}}48^{\text{m}}$, $\delta = 64^{\circ}$) и $l = 147^{\circ}$, $b = +8^{\circ}$). Эти

области являются наиболее яркими протяженными источниками линейно поляризованного галактического радиоизлучения. Для исследования трехмерной структуры магнитного поля и распределения ионизированного газа в межзвездном пространстве необходимы многочастотные измерения поляризационных параметров галактического радиоизлучения и в других областях. В настоящей работе приводятся данные о поляризации радиоизлучения из области Северного Полюса Мира (СПМ), $l=123^\circ$, $b=27^\circ.4$, на 13 частотах от 88 МГц до 1407 МГц и на их основе обсуждается структура межзвездного магнитного поля и оценивается концентрация ионизированного газа в направлении СПМ.

2. Методика измерений и редукция экспериментальных данных.

Все поляризационные исследования (кроме измерений на частотах 610 и 1407 МГц [11,12]) области СПМ, результаты которых приведены ниже, выполнены на радиоастрономической обсерватории (РАО) НИРФИ "Старая Пустынь" вблизи города Нижнего Новгорода (географические

координаты $\varphi = 55^{\circ}39'$, $\lambda = 2^{\text{h}}54^{\text{m}}32^{\text{s}}$) с помощью полноповоротных радиотелескопов с параболическими рефлекторами, диаметрами 10, 12, и 14 м, и радиополяриметров модуляционного типа. Исключение составили измерения на частоте 88 МГц, где применялась синфазная антенная решетка размером 10×10 м, состоящая из 16 пар ортогональных излучателей линейной поляризации на диапазон 38 - 90 МГц [6]. Облучатели линейной поляризации устанавливались в фокусах рефлекторов на цилиндрических штангах, жестко закрепленных в вершинах параболоидов без использования тяг (за исключением измерений на радиотелескопе РТ-10 [7], где система облучения и вынесенный к фокусу антенны СВЧ модуль с квадратичным детектором крепились с помощью четырех тяг).

Основные параметры радиотелескопов приведены в таблице 1. В столбцах 1 - 6 содержатся соответственно: название радиотелескопа с указанием размера его апертуры, рабочая частота ν , полоса приема $\Delta\nu$, ширина луча на уровне половинной мощности в Е- и Н- плоскостях $\theta_{\text{Е}} \times \theta_{\text{Н}}$, коэффициент направленного действия по главному лучу $D_{\text{ГЛ}}$ и флюктуационный порог чувствительности $\Delta T_{\text{ФЛ}}$ при постоянной

интегрирования $\tau = 16$ сек.

Таблица 1

Радио- теле- скоп	ν (МГц)	$\Delta\nu$ (МГц)	$\theta_E \times \theta_N$	$D_{ГЛ}$	$\Delta T_{ФЛ}$ (К)
ТА-38-90	88	1	$24^{\circ} \times 24^{\circ}$	64	0.1
РТ-14	200	2	$7^{\circ}58' \times 7^{\circ}32'$	675	0.4
РТ-14	210	2	$7^{\circ}40' \times 7^{\circ}42'$	774	0.4
РТ-14	240	7	$6^{\circ}04' \times 6^{\circ}26'$	930	0.5
РТ-14	290	7	$6^{\circ}00' \times 5^{\circ}50'$	1110	0.1
РТМ-10	290	7	$7^{\circ}40' \times 8^{\circ}20'$	615	0.1
РТ-14	334	7	$4^{\circ}27' \times 4^{\circ}39'$	930	0.07
РТ-14	375	5	$3^{\circ}55' \times 3^{\circ}54'$	2700	0.07
РТ-14	385	5	$3^{\circ}53' \times 3^{\circ}43'$	2810	0.07
РТ-14	395	5	$3^{\circ}46' \times 3^{\circ}41'$	2910	0.07
РТ-14	408	5	$3^{\circ}36' \times 3^{\circ}36'$	3075	0.07
РТ-14	437	5	$3^{\circ}24' \times 3^{\circ}19'$	3370	0.07
РТ-14	448	5	$3^{\circ}21' \times 3^{\circ}26'$	3340	0.07
МК-1	610	1	$0^{\circ}76$	-	0.1
РТ-10	910	20	$2^{\circ}25' \times 2^{\circ}25'$	5610	0.04
РТ-7.5	1407	4	$1^{\circ}51' \times 2^{\circ}00'$	-	0.1

Калибровка радиотелескопов проводилась в основном по радиоизлучению остатка сверхновой Кассиопея А и генераторам шума. Конструкция радиотелескопа РТ-10 и установленного на нем поляриметра позволяли реализовать дополнительные возможности калибровки: с помощью вспомогательного полуволнового вибратора, расположенного на расстоянии $\lambda/4$ от поверхности рефлектора у его вершины и запитываемого от генератора шума, производилась калибровка самого радиополяриметра по температуре и позиционному углу. Радиотелескоп ТА-38-90 калибровался по генератору шума и по фоновому радиоизлучению областей Галактики, расположенных вдали от ее плоскости с использованием карты неба на частоте 85 МГц [8].

При измерениях поляризации космического радиоизлучения облучатель в фокусе рефлектора радиотелескопа непрерывно вращался с помощью двигателя со скоростью один оборот за \approx пять минут. Позиционный угол облучателя отсчитывался от вертикального направления против часовой стрелки. Через каждые 45° давались метки позиционного угла облучателя.

На выходе радиометра регистрировались близкие к синусоидальным изменения температуры антенной температуры ΔT_a , сопровождающие поворот облучателя.

Если бы эти изменения были обусловлены только линейно поляризованной компонентой космического радиоизлучения, то

$$\Delta T_a = T_b^P \cos^2(\chi - \chi_0) = \frac{T_b^P}{2} [1 + \cos 2(\chi - \chi_0)] = \frac{1}{2} (T_b^P + Q_p \cos 2\chi + U_p \sin 2\chi), \quad (4)$$

где $\chi = \Omega t$ — текущий позиционный угол облучателя, Ω — угловая скорость его вращения, t — время, χ_0 — позиционный угол направления колебаний электрического вектора в излучении, Q_p и U_p — параметры Стокса:

$$\begin{aligned} Q_p &= T_b^P \cos 2\chi_0, \\ U_p &= T_b^P \sin 2\chi_0. \end{aligned} \quad (5)$$

В этих идеальных условиях поляризационные измерения заключались бы в определении T_b^P и χ_0 непосредственно из единичных записей ΔT_a либо по амплитуде и фазе синусоиды, либо с помощью соотношений

$$T_b^P = \sqrt{Q_p^2 + U_p^2} \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} 2\chi_0 = \frac{U_p}{Q_p} \quad (7)$$

Параметры Стокса Q_p и U_p в свою очередь можно было бы определить по разностям температуры антенны при $\chi = 0$ и 90° , $\chi = 45$ и 135° . Однако, в действительности поляризационные измерения значительно сложнее, так как при повороте облучателя показания выходного прибора радиометра могут изменяться из-за различных "побочных" сигналов [9].

В течение наблюдений позиционный угол линейно поляризованной компоненты галактического радиоизлучения равномерно меняется со временем вследствие вращения небесной сферы вокруг полюса Мира. Параметры Стокса Q и U , измеренные в течение 12 часов, располагаются на плоскости QU вблизи окружности, радиус которой равен поляризационной температуре T_b^P , а смещение центра относительно начала координат определяет параметры побочного сигнала $Q_{\text{поб}}$ и $U_{\text{поб}}$.

С целью сведения к минимуму "побочных"

сигналов применялись специальные меры для достижения круговой симметрии главных^о лучей диаграмм направленности антенн и уменьшения уровня их боковых лепестков. Тем не менее, полностью устранить "побочный" сигнал, как правило, не удавалось и приходилось остаточную его часть учитывать при дальнейшей обработке.

При наблюдениях СПМ радиотелескопы оставались неподвижными, и на всех частотах, кроме $\nu = 88$ МГц, побочный сигнал практически не изменялся в течение всего сеанса наблюдений.

Обработка результатов наблюдений¹ заключалась в определении температуры линейно поляризованной компоненты космического радиоизлучения T_b^p и позиционного угла в экваториальной системе координат χ_{\ominus} , исходя из непосредственно регистрируемых изменений

1 Регистрация и обработка результатов измерений на большинстве приводимых в работе частот были автоматизированы.

антенной температуры ΔT_a , сопровождающих поворот облучателя. Редукция экспериментальных данных осуществлялась в несколько этапов.

1) По разностям значений ΔT_a при $\chi = 0$ и 90° , 180 и 270° , 45 и 135° , 225 и 315° определялись величины Q и U , соответствующие второй гармонике ΔT_a :

$$Q = \frac{[\Delta T_a(0^\circ) - \Delta T_a(90^\circ)] + [\Delta T_a(180^\circ) - \Delta T_a(270^\circ)]}{2} \quad (8)$$

$$U = \frac{[\Delta T_a(45^\circ) - \Delta T_a(135^\circ)] + [\Delta T_a(225^\circ) - \Delta T_a(315^\circ)]}{2}$$

2) Из найденных по формулам (8) значений Q и U вычитались $Q_{\text{поб}}$ и $U_{\text{поб}}$, характеризующие "побочный" эффект. Таким образом определялись параметры Стокса линейно поляризованной компоненты космического радиоизлучения:

$$\begin{aligned} Q_p &= Q - Q_{\text{поб}} \\ U_p &= U - U_{\text{поб}} \end{aligned} \quad (9)$$

3) По значениям Q_p и U_p с помощью формул (6,7) вычислялись температура и позиционный угол линейно поляризованной компоненты радиоизлучения T_b^p и χ_0 .

4) Позиционный угол в горизонтальной системе координат χ_0 преобразовывался в позиционный угол в экваториальной системе координат χ'_ϑ . Для этого к χ_0 прибавлялся экваториальный параллактический угол q_ϑ (в случае наблюдения СПМ $q_\vartheta = -s$, где s звездное время, выраженное в градусной мере).

5) Определялся угол поворота плоскости поляризации космического радиоизлучения из-за эффекта Фарадея в ионосфере ψ_I и вычислялся угол

$$\chi_\vartheta = \chi'_\vartheta - \psi_I \quad (10)$$

Угол поворота плоскости поляризации в ионосфере ψ_I определялся с помощью данных станции вертикального зондирования ионосферы, находящейся в загородной лаборатории НИРФИ в Зименках вблизи Нижнего Новгорода (подробно эта процедура описана в [9]).

Для каждого сеанса измерения на частотах ниже 400 МГц строились корреляционные диаграммы, связывающие значения χ'_ϑ , вычис-

ленные по формуле (7), с величинами ψ_{II} . В расчет принимались сеансы измерений, в которых коэффициент корреляции χ'_{Σ} и ψ_{II} , определенный по этим диаграммам, превышал 0.7. Экстраполяция к нулевому значению ψ_{II} давала величину χ_{Σ} для данного сеанса.

Поляризационные наблюдения СПМ на частоте 88 МГц выполнялись на специально созданном для поляризационных исследований фонового галактического излучения радиотелескопе, включающем в себя антенную решетку из 16 излучателей с двумя ортогональными линейными поляризациями, поляризационный тракт с блоками управления, и двухканальный модуляционный радиометр на частоты 84 и 88 МГц [10].

При наблюдениях СПМ антенная решетка устанавливалась так, чтобы максимум ее диаграммы направленности совпадал с направлением на Полярную звезду. Одноименные поляризации всех излучателей суммировались синфазно и подавались на поляризационный тракт радиометра, который позволял с помощью блока управления электронным способом автоматически переключать прием с вертикальной и гори-

зонтальной поляризации на повернутые относительно них на 45° через заданные интервалы времени. Это позволяло попеременно измерять параметры Стокса Q и U (переключение осуществлялось через 1 минуту).

Другой особенностью поляризационных наблюдений СПМ на данном радиотелескопе являлся тот факт, что побочный сигнал существенно изменялся в течение ночного сеанса наблюдений и его величина зависела прежде всего от положения космических источников относительно антенны и земли. Поэтому при обработке результатов наблюдений на плоскость параметров Стокса Q и U наносились вместе данные, полученные в разные дни с различными фарадеевскими поворотами в ионосфере при одинаковых значениях звездного времени s , усредненные на интервале $\Delta s = 1^h$.

Критерием достоверности полученного на этой частоте результата являются достаточно высокие коэффициенты корреляции между измеряемыми значениями позиционного угла плоскости поляризации радиоизлучения СПМ на частотах 88 МГц и 290 МГц, достигающие величин $k = 0.7 + 0.85$. Поляризационные измерения СПМ

на частоте 290 МГц проводились на РАС НИРФИ "Ст. Пустынь" одновременно с измерениями на частоте 88 МГц для учета фарадеевского поворота плоскости поляризации радиоизлучения на частоте 88 МГц в ионосфере Земли.

3. Результаты наблюдений

В этом разделе представлены результаты наблюдений линейно поляризованной компоненты галактического радиоизлучения в области СПМ, полученные авторами на 13 частотах. В таблице 2 приведены значения яркостной температуры поляризованной компоненты T_{ν}^P и галактического позиционного угла χ_g , полученные с помощью радиотелескопов, параметры которых указаны в таблице 1. Кроме того, в таблице 2 даны значения T_{ν}^P для частот 610 и 1407 МГц из [11,12]. Все значения T_{ν}^P указаны без деления на 2 в отличие от работы [13]. Отметим, что полученные в настоящей работе значения поляризационных параметров радиоизлучения области СПМ являются наиболее многочастотными и простираются до весьма

низких частот (с точки зрения поляризационных исследований)

Таблица 2

Частота МГц	T_b^P К	χ_g
88	7.0 ± 2.0	82 ± 10
200	4.3 ± 0.5	62 ± 10
210	3.9 ± 0.5	44 ± 10
240	2.4 ± 0.5	7 ± 15
290	1.8 ± 0.4	172 ± 10
334	1.6 ± 0.6	
375	1.3 ± 0.2	
385	1.35 ± 0.2	
395	1.15 ± 0.2	
408	0.9 ± 0.2	12 ± 10
437	0.95 ± 0.2	16 ± 10
448	0.80 ± 0.2	19 ± 10
610	0.37 ± 0.1	34 ± 10
910	0.25 ± 0.03	35 ± 10
1407	0.10 ± 0.04	

Данные на частоте 290 МГц, полученные на

радиотелескопах РТ-14 и РТМ-10, совпали с точностью до ошибок измерений.

Сравнение значений T_b^P из таблицы 2 с данными для области сильной поляризации (область с центром $l=147^\circ, b=+9^\circ$) [4,14] показывает, что в области СПМ значения яркостной температуры поляризованной компоненты в несколько раз меньше.

По данным таблицы 2 методом наименьших квадратов с учетом весов определены значения спектрального индекса $\beta_p (T_b^P \sim \nu^{-\beta_p})$ для четырех интервалов частот (без учета результата на 610 МГц, так как значение T_b^P получено в [11] с довольно низкой точностью $\approx 30\%$ и не оказывает существенного влияния на полученную величину спектрального индекса).

Значения поля-

Таблица 3

ризац
ионого
спектрального
индекса при-
ведены в таб-
лице 3.

β_p (интервал частот, МГц)
1.75 ± 0.09 (88-910)
1.87 ± 0.05 (200 - 1407)
1.86 ± 0.05 (200 - 910)
1.87 ± 0.08 (375 - 1407)

В диапазоне частот (200–1407) МГц спектр T_b^P можно аппроксимировать следующей зависимостью от длины волны (см.рис.1):

$$T_b^P(K) = (1.95 \pm 0.05)(\lambda/1m)^{1.87 \pm 0.05} \quad (11)$$

Из таблицы 3 видно, что спектральный индекс β_P одинаков как во всем интервале частот (200 – 1407) МГц, так и в его низкочастотной (200 – 910) МГц и высокочастотной (375 – 1407) МГц частях и равен 1.87 ± 0.05 . Однако к частоте 88 МГц спектр T_b^P становится положе, причем экстраполированное по (11) значение T_b^P равно 19 К, что в 2,7 раза больше наблюдаемой величины. Это, по-видимому, объясняется диаграммно-фарадеевской деполяризацией [3,21] (ширина луча на частоте 88 МГц много больше, чем на других частотах). Полученное значение β_P близко к приведенным в [15] (2.1 ± 0.1) в диапазоне 200–610 МГц и в [16] (2.06 ± 0.1) в диапазоне 240–1415 МГц (ширина луча $< 2^\circ$). Мера вращения, определяемая по результатам наблюдений авторов на частотах 408 – 910 МГц равна $RM = -(0.9 \pm 0.1) \text{ рад м}^{-2}$.

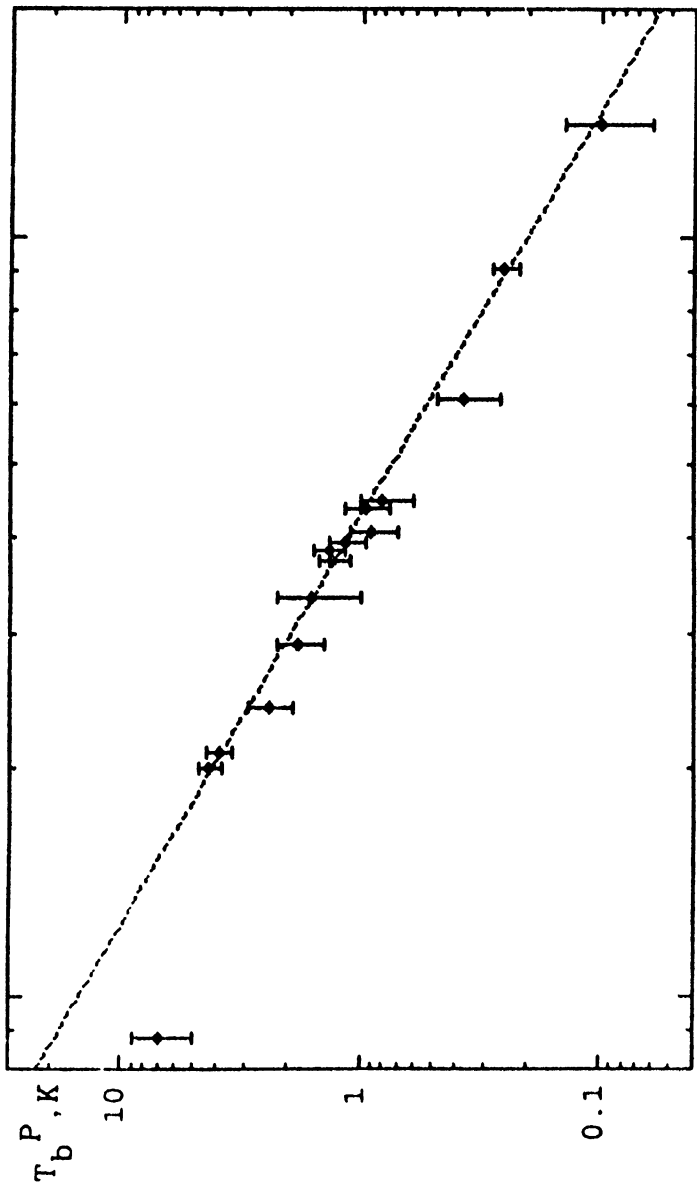


Рис. 1. Измеренные значения поляризованной яркостной температуры для области СПМ в зависимости от частоты и их аппроксимация степенной зависимостью (11).

Степень линейной поляризации, как известно, определяется выражением :

$$p = \frac{T_b^P}{2 T_b^N}, \quad (12)$$

где яркостная температура полного радиоизлучения T_b равна:

$$T_b = T_b^N + \frac{T_b^P}{2} \quad (13)$$

а T_b^N - яркостная температура неполяризованной компоненты. В диапазоне 408-1420 МГц температурный спектральный индекс равен $\beta = 2.6 \pm 0.1$ ($T_b^P \sim \nu^{-\beta}$) [17]. Поскольку $T_b^P \propto \nu^{-\beta_P}$, то $p(\nu) \propto \nu^{-(\beta_P - \beta)}$, т.е.

$$p \propto \nu^{(0.73 \pm 0.11)} \propto \lambda^{-(0.73 \pm 0.11)} \quad (14)$$

Пользуясь результатами абсолютных измерений яркостной температуры в направлении СПМ на частоте 408 МГц, приведенными в [18] (см. также [19]), можно вычислить коэффициент в (14). Величина яркостной температуры полного галактического радиоизлучения за вычетом изотропной компоненты (5.9К), состоящей из совокупного радиоизлучения

внегалактических источников и реликтового фона, составляет $T_b(408) = 18.4 \pm 1.2$ К, а величина яркостной температуры поляризованной компоненты в том же направлении на той же частоте $T_b^P(408) = 0.9 \pm 0.2$ К (см. таблицу 2). Из (12) и (13) получаем величину степени поляризации галактического радиоизлучения в направлении СПМ $p(408) = (2.5 \pm 0.6)\%$. Теперь (14) можно переписать в следующем виде (для диапазона $\approx 200 - 1400$ МГц):

$$p(\lambda) = (2.5 \pm 0.6) \left[\frac{\lambda(\text{м})}{0.735} \right]^{-(0.73 \pm 0.11)} \% \quad (15)$$

Отсюда видно, что степень поляризации уменьшается с ростом длины волны довольно медленно. В работе [20] выведена формула $p(\lambda) \sim \exp(-k\lambda^{-4})$. Но как видно из (15), наблюдаемая зависимость $p(\lambda)$ не имеет ничего общего с полученным в [20] выражением для $p(\lambda)$.

4. Обсуждение результатов.

Поляризация галактического радиоизлучения весьма сложным образом зависит от струк-

туры магнитного поля , а также от пространственного распределения ионизированного газа и релятивистских электронов в Галактике. Кроме того, для интерпретации поляризационных данных существенно, что связь между регистрируемой степенью поляризации синхротронного радиоизлучения и характером пространственного распределения релятивистских и тепловых электронов в межзвездном пространстве неоднозначна. По этой причине для установления связи между наблюдаемыми поляризационными характеристиками и параметрами межзвездной среды приходится рассматривать различные модели распределения магнитного поля, ионизированного газа и релятивистских электронов, привлекая данные других радиоастрономических и астрофизических исследований. Задача осложняется еще и тем, что поляризационные наблюдения на разных волнах проводятся обычно с различным угловым разрешением. Плоскости поляризации радиоволн, распространяющихся вдоль различных лучей зрения в пределах диаграмм направленности радиотелескопов, могут поворачиваться на совершенно разные углы, т.е., результаты

поляризационных измерений могут оказаться непосредственно не сопоставимыми. Несмотря на отмеченные трудности, наблюдения поляризации галактического радиоизлучения являются эффективным методом исследования среды и магнитного поля в межзвездном пространстве [1-3].

После этих замечаний перейдем к интерпретации данных о поляризации галактического радиоизлучения из области СПМ. Рассмотрим две модели: 1) магнитное поле и среда неоднородны; на луче зрения находится достаточно большое число "ячеек", квазиоднородные магнитные поля которых имеют хаотически распределенные направления; 2) существуют всего лишь два однородных "слоя" с магнитными полями, продольные компоненты которых имеют противоположные знаки.

Модель 1. В работе [3] рассмотрена связь между поляризационными характеристиками и параметрами межзвездной среды в области с хаотическим магнитным полем. Модель области излучения представляет совокупность n_0 независимых "ячеек", направления магнитных полей которых меняются совершенно хаотически

от "ячейки" к "ячейке". Каждая "ячейка" характеризуется концентрацией тепловых электронов N_e , углом магнитного поля с лучом зрения θ , напряженностью магнитного поля B и размером h в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Угол поворота плоскости поляризации волны, прошедшей одну "ячейку" составляет:

$$\psi = \Delta\psi \cdot \text{ctg}\theta, \quad \text{где } \Delta\psi = RM \cdot \lambda^2, \quad (16)$$

$$\text{мера вращения } RM = 8.1 \cdot 10^5 \cdot N_e \cdot B \cdot h,$$

где h выражено в парсеках, N_e в см^{-3} и B в гауссах. Для межзвездной среды типичны значения $N_e = 0.03 \text{ см}^{-3}$, $B = 3 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}$, $h = 30 \text{ пк}$; при этих параметрах "ячеек" RM составляет около 2.5 рад м^{-2} . Для средней степени поляризации $\langle p \rangle$ в [3] получено выражение :

$$\langle p \rangle = \frac{1}{\sqrt{n_0}} \left\{ \frac{1}{\Delta\psi} \left[\text{Si}(2\Delta\psi) - \Delta\psi \frac{\sin^2 \Delta\psi}{(\Delta\psi)^2} \right] \right\}^{1/2}, \quad (17)$$

где $\text{Si}(2\Delta\psi)$ — интегральный синус. Чтобы судить об изменении средней степени поляризации с длиной волны рассмотрена зависимость $\ln(\langle p \rangle n_0^{1/2})$ от $\ln(\Delta\psi)^{1/2}$, где $(\Delta\psi)^{1/2} \sim \lambda$.

На рис. 2 изображена функция $\langle p(\lambda) \rangle n_0^{1/2}$ от λ . Видно, что при $\lambda > 0.7$ м $\langle p(\lambda) \rangle n_0^{1/2}$ можно аппроксимировать зависимостью $\propto \lambda^{-0.8}$. Из наблюдений получено $p(\lambda) \propto \lambda^{-(0.73 \pm 0.11)}$. Таким образом, можно предположить, что при $\lambda > 0.7$ м деполяризация линейно поляризованной компоненты радиоизлучения в основном обусловлена хаотической составляющей магнитного поля Галактики. Эффективная мера вращения плоскости поляризации интегрального излучения в области с хаотическим полем должна быть мала, что подтверждают наши наблюдения ($RM = -0.9$ рад м⁻²), в то время как согласно пульсарным данным $RM < -10$ рад м⁻².

Модель 2. В настоящее время можно считать установленным, что магнитное поле Галактики имеет достаточно регулярную крупномасштабную составляющую. Если линейно поляризованное радиоизлучение СПМ генерируется в однородной области, то яркостная температура T_b^P описывается хорошо известным выражением [1, 2]:

$$T_b^P = P_m \varepsilon_0 D (\lambda/\lambda_0)^\beta \left| \frac{\sin(\phi \lambda^2)}{\phi \lambda^2} \right| \quad (18),$$

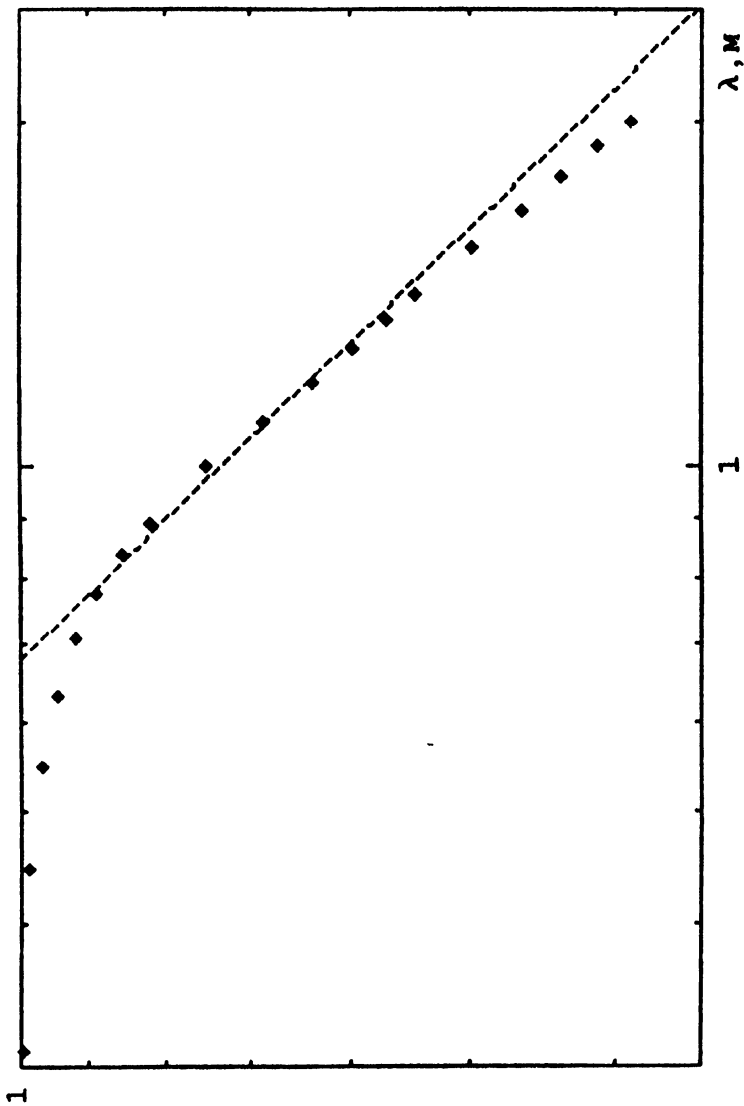


Рис.2. Зависимость $\langle p \rangle_0^{1/2}$ от длины волны по (17) и ее аппроксимация степенной зависимостью $\lambda^{-0.8}$ (прямая линия).

где λ - длина волны в м, $P_m = 3(\gamma+1)/(3\gamma+7)$ - максимальная степень поляризации (γ - показатель энергетического спектра релятивистских электронов), D - протяженность области вдоль луча зрения в пк, ϵ_0 - излучательная способность на некоторой длине волны λ_0 , выраженная в К пк⁻¹ ($\epsilon(\lambda) = \epsilon_0 (\lambda/\lambda_0)^\beta$), $\phi = 8.1 \cdot 10^5 \cdot N_e \cdot V_m \cdot D$ - "фарадеевская глубина" области.¹

Легко убедиться, однако, в непригодности для данного случая этой простой модели. Так как наблюдаемая зависимость $T_b^P(\nu)$ монотонна, необходимо было бы, чтобы по крайней мере область частот $\nu > 200$ МГц приходилась на монотонный участок кривой, описываемой выражением (18) (для $\beta = 2.6$ это $\phi \lambda^2 \leq 1.75$,

1 Фарадеевская глубина определяет угол поворота плоскости поляризации на всей толщине области D : $\psi = \phi \cdot \lambda^2$; применительно к излучению, проходящему через слой (а не испускаемому в нем) эта величина совпадает с мерой вращения RM (см. выражение (16)).

т.е. $\phi \leq 0.8$ рад м^{-2}). Но в этой области деполаризация еще слабо влияет на крутизну спектра, и его наклон не может быть существенно меньше наклона спектра полного излучения.

Предположим, что в направлении СПМ луч зрения пересекает несколько крупномасштабных областей с квазиоднородным магнитным полем в каждой из них. В частности, рассмотрим случай, когда имеется всего лишь два слоя: "f" (ближний) и "b" (дальний), каждый со своими параметрами $D_f, E_f, \phi_f, \chi_{1f}$ и $D_b, E_b, \phi_b, \chi_{1b}$, где χ_1 - "внутренние" позиционные углы слоев "f" и "b", определяемые ориентацией поперечных компонент магнитного поля. Тогда, как не трудно показать, яркостная температура поляризованной компоненты суммарного излучения двух слоев:

$$T_b^p = A |x|^{B/2} \left\{ \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2 + k^2 \left(\frac{\sin(rx)}{rx} \right)^2 + 2k \frac{\sin x}{x} \cdot \frac{\sin(rx)}{rx} \cos \left[2\Delta\chi_1 - (r+1)x \right] \right\}^{1/2} \quad (19),$$

где $x = \phi_b \lambda^2$, A - коэффициент, имеющий размерность температуры, $k = \epsilon_f D_f / \epsilon_b D_b$,
 $g = \phi_f / \phi_b$, $\Delta\chi_1 = \chi_{1f} - \chi_{1b}$.

Если один из слоев значительно превосходит другой по величине произведения ($\epsilon \cdot D$) и он же имеет существенно большую фарадеевскую глубину ϕ , его излучение будет преобладать на высоких частотах, в то время, как на низких будет доминировать другой слой.

Рассмотрим два случая: (1) - более ярким является слой "f" и (2) - более яркий слой "b". Для обоих случаев параметры ϕ_b , A , k , g , и $\Delta\chi_1$ находились методом наименьших квадратов путем последовательных приближений. Результаты представлены соответственно на рис. 3 и 4, где нанесены экспериментальные точки и изображены расчетные кривые $T_b^P(\nu)$ (ν - частота в МГц) с параметрами:

(1)

$$\phi_b = 0.6 \text{ рад м}^{-2}$$

$$A = 3.5 \text{ К}$$

$$k = 1.9$$

$$g = -9.0$$

$$h = 6^\circ 5$$

(2)

$$\phi_b = -6.0 \text{ рад м}^{-2}$$

$$A = 0.4 \text{ К}$$

$$k = 0.4$$

$$g = -0.07$$

$$h = -32^\circ 6$$

Из рисунков видно, что в обоих случаях

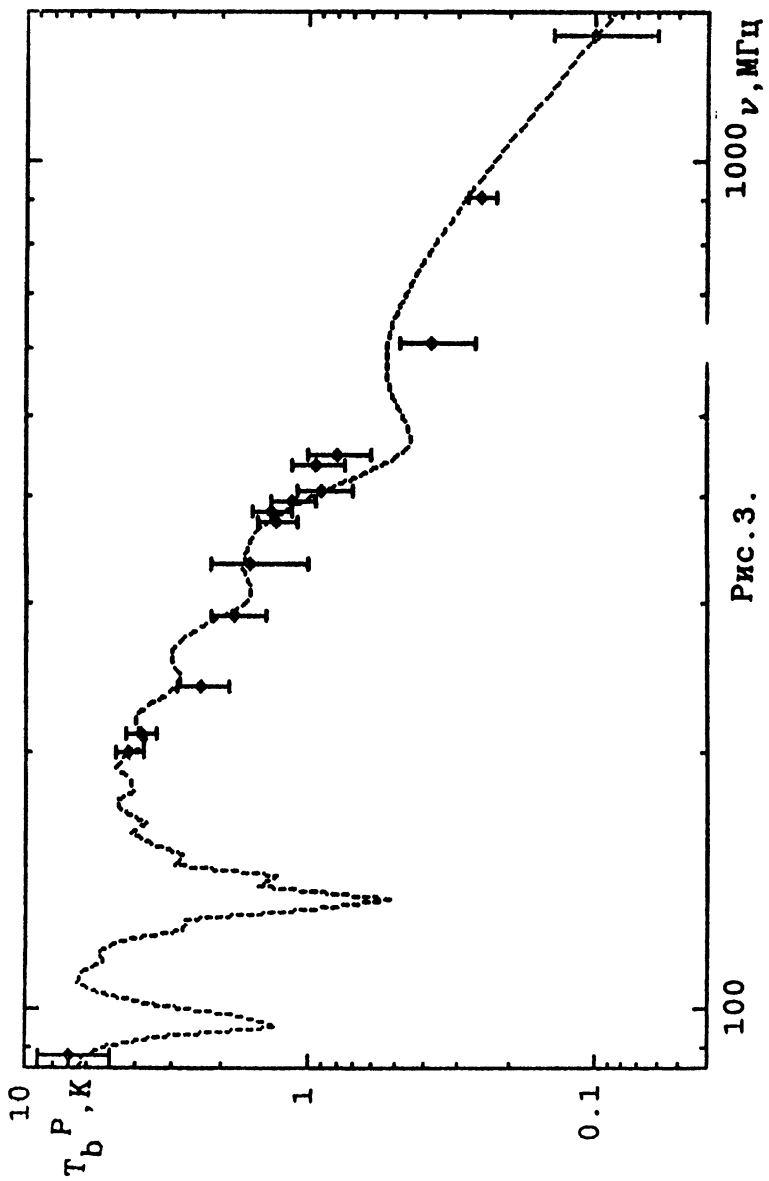


Рис. 3.

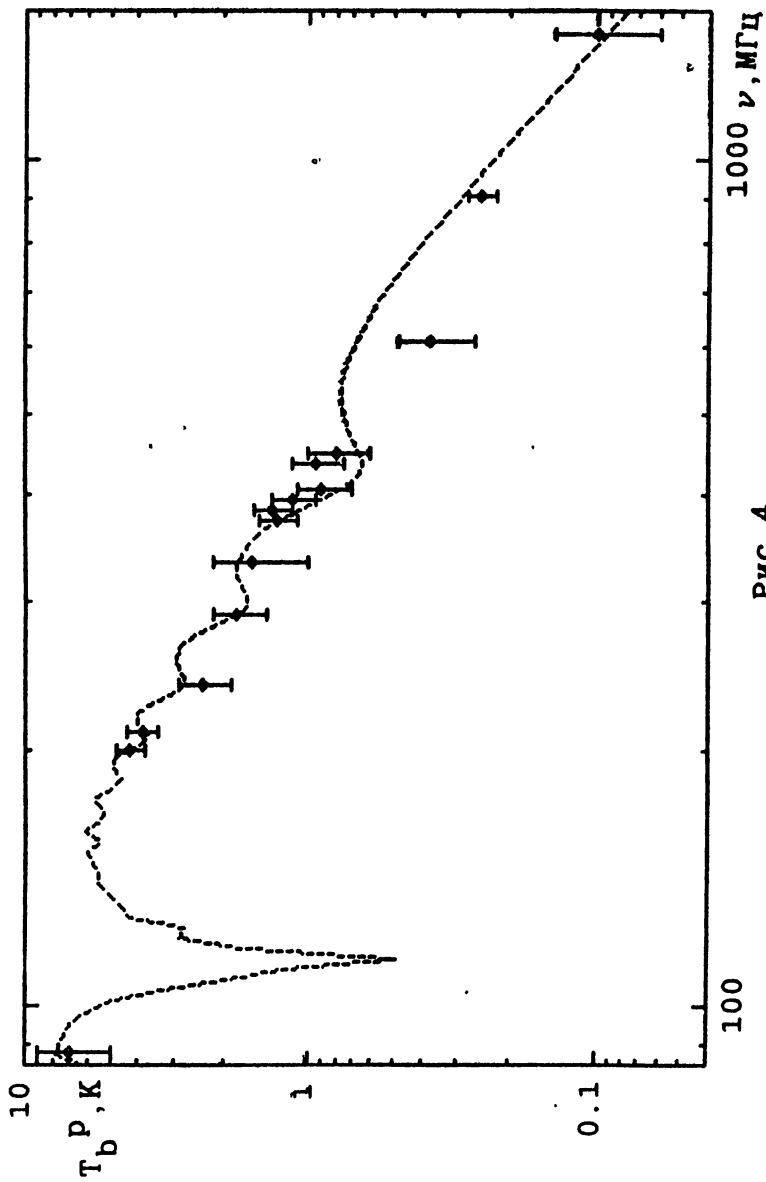


Рис. 4.

экспериментальные точки в пределах ошибок в основном ложатся на расчетные кривые. К сожалению, малочисленность надежных данных о позиционных углах не позволяет сделать определенных выводов, хотя наклон прямой $\chi(\lambda^2)$ для случая (2) в области малых λ ($\lambda^2 < 0.5$) близок к наблюдаемому.

Из рисунков видно также, что для выбора между статистической и квазирегулярной моделями поля в области СПМ необходимо подробное исследование области частот $\nu < 200$ МГц. В случае хаотического поля спектр линейно поляризованной компоненты на этих частотах останется монотонным, в то время, как модель 2 предсказывает частые осцилляции с падением яркости почти до нуля. Предварительные результаты поляризационных измерений на частоте 151 МГц свидетельствуют о значительном уменьшении T_{ν}^P (до ≤ 3 К) в направлении СПМ по сравнению с яркостными температурами на частотах 210 и 88 МГц. Этот факт делает более предпочтительной вторую из рассмотренных моделей.

Как в случае (1), так и в случае (2), величина ϕ для "фарадеевски плотного" слоя

составляет $\phi \approx 6 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$. Если предположить, что протяженность этого слоя в глубину близка к полной длине луча зрения в пределах местного галактического рукава, то при ориентации рукава $b_p = 0$, $l_p = 70^\circ$ и радиусе $R_p \approx 150 \text{ пк}$ в направлении СПМ ($b = +27.5$, $l = 123^\circ$) это дает $D \approx 180 \text{ пк}$. Отсюда следует оценка произведения $N_e |B_{\parallel}| \approx 0.042 \text{ см}^{-3} \text{ мкГс}$. Если принять $|B_{\parallel}| \approx 2 \text{ мкГс}$ — величину, порлучаемую из наблюдений пульсаров в направлении СПМ (см. таблицу 4), то это дает величину концентрации тепловых электронов в "фараде-евски плотном" слое $N_e \approx 0.02 \text{ см}^{-3}$. Для слабо вращающего слоя $\phi_{\text{слаб.}} \approx 0.5 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$. Если излучательные способности ϵ слоев \approx одинаковы и коэффициент k , таким образом, определяет отношение протяженностей слоев, то $D_{\text{слаб.}} \approx 80 \text{ пк}$ и $(N_e |B_{\parallel}|)_{\text{слаб.}} \approx 0.008 \text{ см}^{-3} \text{ мкГс}$, откуда при $B_{\parallel} \approx 2 \text{ мкГс}$ $N_{e \text{ слаб.}} \approx 0.004 \text{ см}^{-3}$.

5. Заключение.

Рассмотренные в настоящей работе две модели структуры магнитного поля и распределения релятивистских и тепловых электронов в направлении СПМ несмотря на их крайнюю упро-

ценность² позволяют сделать определенные выводы о физических условиях в межзвездном пространстве. Прежде всего очевидно, что линейные размеры "поляризованной" области вдоль луча зрения существенно уменьшаются с понижением частоты. Если на частотах 1407 и 910 МГц поляризованное излучение приходит практически из всей толщи Галактики [3], то на частоте 88 МГц эффективный размер "поляризованной" области ≤ 10 пк [22]. Далее, концентрация ионизированного газа оказывается $\approx 0.02 \text{ см}^{-3}$. Эта величина близка к определяемой по наблюдениям пульсаров. В приполярной области находятся два пульсара: PSR 0809+74 и PSR 0647+80. Полученные из их наблюдений [23] оценки параметров межзвездной среды содержатся в таблице 4 :

2 Более полной является комбинированная модель, в которой учитывается наличие регулярной и хаотической компонент магнитного поля и неоднородное распределение ионизированного газа.

Таблица 4

PSR	DM пк · см ⁻³	RM рад · м ⁻²	B _н мкГс	L пк	N _e см ⁻³
0809+74	5.7	-11.7	-2.5	230	0.025
0647+80	33.5	-32.0	-1.2	1500	0.022

В этой таблице DM и RM – соответственно мера эмиссии и мера вращения плоскости поляризации излучения пульсаров, L – расстояние до пульсара.

Наконец, данные о частотной зависимости поляризационных параметров в области СМ свидетельствуют о существовании регулярной, но искривленной (петлевой [3]) составляющей галактического магнитного поля. В этой связи особый интерес приобретают поляризационные наблюдения на частотах ≈ 150 и 95 МГц, вблизи которых возможны значительные "провалы" температуры поляризованной составляющей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 94-02-05862-а).

Литература

1. В.А.Разин, Радиотехника и электроника, 1956, 1, 846.
2. В.А.Разин, Астрон.ж., 1958, 35, 241.
3. В.А.Разин, Докторская диссертация, НИРФИ, г.Горький, 1971.
4. А.М.Пасека, В.А.Разин, Тезисы докладов на XII Всесоюзной конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии, Москва, 1979г, стр.62-64.
5. Л.В.Попова, В.А.Разин, А.Ю.Строков, А.И.Теплых, Б.С.Формозов, Тезисы докладов на XV Всесоюзной конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии, Харьков, 1983г, стр.76-77.
6. В.И.Абрамов, В.В.Беликович, И.Ф.Белов, А.Г.Володин, В.А.Разин, А.Ю.Строков, А.И.Теплых, Б.Ф.Уралов, Б.С.Формозов, Тезисы докладов на XVIII Всесоюзной радиоастрономической конференции "Радиотелескопы и радиометры"; Иркутск, 1986г, стр. 170-171.
7. В.И.Абрамов, В.В.Беликович, И.Ф.Белов,

- Е.Н.Виняйкин, А.Г.Володин, И.Л.Крайнов,
А.Ю.Строков, Б.С.Формозов, Препринт
НИРФИ N 217, г.Горький, 1986.
8. K.W.Yates, Austral. J. Phys., 1968,
v.21, p 167.
 9. В.А.Разин, В.В.Хрулев, В.Т.Федоров,
С.А.Волохов, А.А.Мельников, А.М.Пасека,
Л.В.Пупышева, Изв. высш. уч. зав.
Радиофизика, 1968, 11, стр.1461-1472.
 10. А.И.Теплых, О.А.Корелов, Отчет по НИР
"Пегас", N Гос.рег.0186.0073843, I этап,
I том, стр.37-82, НИРФИ, г.Горький,
1988.
 11. J.R.Baker, H.Wilkinson, Jodrell Bank
Annals, 1974, Series 1, v.2, part 2,
pp 84-292.
 12. R.G.Bingham, Mon.Not.Roy.astr.Soc.,
1966, v.134, pp 327-345.
 13. E.M.Berkhuijsen, Astron. and Astrophys.,
1975, v.40, p 311.
 14. А.М.Пасека, В.А.Разин, Тезисы докладов
на XXV радиоастрономической конференции,
Пушино, 1993г, стр.94-95.
 15. А.М.Пасека, Л.В.Попова, В.А.Разин,
А.И.Теплых, Тезисы докладов на XII Все-

- союзной конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии, 1979г, Москва, стр.64.
16. A.Wilkinson, F.G.Smith, Mon.Not.Roy.astr.Soc., 1974, v.167, p.593.
 17. P.Reich, W.Reich, Astron. and Astrophys., 1988, v.196, p.211.
 18. T.F.Howell, J.R.Shakeshaft, Nature, 1967, v.216, p.753.
 19. K.D.Lowson, C.J.Mayer, J.L.Osborn, M.L.Parkinson, Mon.Not.Roy.astr.Soc., 1987, v.L25, pp.307-327.
 20. B.J.Burn, Mon.Not.Roy.astr.Soc., 1966, v.133, p.67.
 21. В.А.Разин, И.П.Хижнякова, Изв. высш. уч. зав. Радиофизика, 1969, 12, стр.479-486.
 22. Л.А.Добрушский, В.А.Разин, А.И.Теплых, Тезисы докладов на XV Всесоюзной конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии, Харьков, 1983г, стр.78-79.
 23. Р.Манчестер, Дж. Тейлор, Пульсары, 1980, Москва, Мир.