

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

**Ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиотехнический институт (НИРФИ)**

Президент № 158

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
НЕСКОЛЬКИХ КОСМИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ
НА ВОЛНЕ 13 СМ С РАДИОТЕЛЕСКОПОМ РАТАН-600**

В.И.Абрамов

И. Ф. Белов

Е.Н.Винякин

В.А. Разин

Горький 1988

А н н о т а ц и я

С помощью южного сектора с плоским отражателем радиотелескопа РАТАН-600 проведены измерения линейной поляризации радиоизлучения Девы А, Лебеда А, Центавра А (центрального двойного источника), Крабовидной туманности и Кассиопеи А на волне 19 см. Получено значение позиционного угла плоскости поляризации интегрального радиоизлучения гала Девы А, позволившее разрешить неопределенность в величинах позиционных углов на волнах длиной ≥ 18 см и определить меру вращения по данным в диапазоне (6-30) см: $R_{\Sigma} = (59 \pm 4)$ рад/м². Измерена поляризация радиоизлучения Лебеда А, обусловленная на волне 19 см, в основном, западной компонентой. Мера вращения плоскости поляризации радиоизлучения этой компоненты определена по значениям позиционных углов в значительно большем интервале длин волн, чем в предшествовавших работах, и оказалась равной (97 ± 19) рад/м². Отмечено различие в три раза мер вращения компонент в Центавре А. Как и в Лебеде А, менее поляризованная западная компонента (в Лебеде А - восточная) имеет большую меру вращения. Степени поляризации интегрального радиоизлучения Девы А, западной компоненты Лебеда А и Крабовидной туманности уменьшаются на достаточно длинных волнах, как λ^{-1} . То же справедливо и для Кассиопеи А во всем диапазоне проведенных до сих пор измерений. Подробно исследована инструментальная линейная поляризация.

1. В в е д е н и е

Настоящая работа посвящена измерениям линейной поляризации радиоизлучения радиогалактик Дева А, Лебедь А и Центавр А (центральный двойной источник), а также остатков сверхновых: Телец А и Кассиопея А на волне 13 см. Наблюдения проводились в июле 1980 г. на южном секторе (с плоским отражателем) радиотелескопа РАТАН-600. Указанная волна является промежуточной между традиционными в радиоастрономии волнами 11 и 18 см. Это в ряде случаев дает возможность устранить неопределенность $n\pi$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$) в значениях позиционного угла плоскости поляризации и вытекающую из нее неопределенность в значении меры фарадеевского вращения.

В работе большое внимание уделено также экспериментальному исследованию инструментальной линейной поляризации южного сектора (с плоским отражателем) радиотелескопа РАТАН-600.

2. Аппаратура, методика и результаты измерений инструментальной линейной поляризации южного сектора РАТАН-600 с плоским отражателем

В июле 1980 г. на волне 13 см были проведены измерения инструментальной линейной поляризации (элементов M_{21} и M_{31} матрицы Мюллера^{+) радиотелескопа РАТАН-600 (юж-}

^{+) Как известно (см., например, [1]), 4x4 матрица Мюллера M радиотелескопа связывает векторы Стокса на его входе $\vec{I}_{вх} = \{I_{вх}, Q_{вх}, U_{вх}, V_{вх}\}$ и выходе $\vec{I}_{вых} = \{I_{вых}, Q_{вых}, U_{вых}, V_{вых}\}$ линейным соотношением $\vec{I}_{вых} = M \cdot \vec{I}_{вх} = M^p M^A \vec{I}_{вх}$, где M^p, M^A - матрицы Мюллера поляриметра и антенны.}

Элементы первого столбца M_{i1} ($i = 2, 3, 4$), отвечающие преобразованию $\vec{I}_{вх}$ соответственно в $Q_{вых}, U_{вых}, V_{вых}$, часто называют инструментальной поляризацией, которые при условиях $M_{22}^p \approx M_{33}^p \approx 1$; $M_{21}^A, M_{31}^A, M_{23}^p, M_{32}^p, M_{21}^p, M_{31}^p \ll 1$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} M_{21}(\Omega) &= M_{21}^p M_{11}^A(\Omega) + M_{21}^A(\Omega) + M_{24}^p M_{41}^A(\Omega), \\ M_{31}(\Omega) &= M_{31}^p M_{11}^A(\Omega) + M_{31}^A(\Omega) + M_{34}^p M_{41}^A(\Omega), \end{aligned} \quad (1)$$

где Ω - совокупность угловых координат.

Инструментальная круговая поляризация $M_{41}(\Omega)$ в настоящей работе не измерялась.

ного сектора с плоским отражателем). Знание инструментальной поляризации позволило исследовать одномерные распределения линейно-поляризованной компоненты радиоизлучения в ряде источников. В измерениях использовался поляриметр сравнения интенсивностей двух компонент радиоизлучения с ортогональными линейными поляризациями, состоявший из СВЧ поляризационного тракта с первичным облучателем, разработанными в НИРФИ, и штатного радиометра радиотелескопа РАТАН-600. Поляризационный тракт состоял из ортогонального коаксиально-волноводного перехода, $\rho - i - \pi$ -переключателя и вращающегося сочленения. Ортогональный переход представляет собой закороченный отрезок круглого одномодового волновода с двумя взаимно-перпендикулярными полуволновыми симметричными вибраторами, расположенными в одной плоскости на расстоянии четверти длины волны от задней стенки волновода. Каждый вибратор включен между четвертьволновым короткозамкнутым шлейфом, являющимся симметрирующим устройством вибратора и четвертьволновым согласующим трансформатором, соединенным фидерной линией через заднюю стенку с соответствующим каналом $\rho - i - \pi$ -переключателя. Первичный облучатель выполнен в виде открытого конца конического волновода с дроссельной канавкой в его раскрыве.

Основные параметры радиотелескопа на волне 13 см представлены в табл. 1.

Таблица 1

Сектор	Частота	Ширина полосы пропускания на уровне 0,5 по мощности	Ширина диаграммы направленности на уровне 0,5 по мощности	Чувствительность по потоку при $\tau = 1$ с, Ян	$\frac{T_A}{S}$
Южный с плоским отражателем	2,3 ГГц	270 МГц	$2' \times 1^\circ$	0,5	0,2 К/Ян

Радиоисточники регистрировались в верхней кульминации в процессе их прохождения через неподвижную диаграмму направленности радиотелескопа. Разность мощностей вертикально и горизонтально поляризованных компонент соответствовала параметру Стокса Q . Для регистрации параметра U радиоизлучения источника, кульминировавшего на юге, первичный облучатель поворачивался на 45° по часовой стрелке (если смотреть на север), а для источника кульминировавшего на севере - против часовой стрелки. Поляриметр позволял измерять либо одновременно два параметра (I, Q или I, U), либо один из параметров (Q или U). В последнем случае чувствительность улучшалась вдвое по сравнению с режимом регистрации двух параметров. Привязка между каналами поляризации и интенсивности осуществлялась до измерений с помощью внешнего источника полностью поляризованного шумового излучения. Таким источником служила рупорная вертикально поляризованная антенна, запитываемая полупроводниковым генератором шума и располагавшаяся перед облучателем. Эта же антенна использовалась и для калибровки позиционного угла поляризационного тракта поляриметра. Калибровка позиционного угла всего радиотелескопа

не проводилась (см. первую сноску на стр. 24).

Измерения проводились при постоянной времени 1 с. Для исследования элементов матрицы Мюллера M_{21} и M_{31} желательно использовать точечные (для данной диаграммы направленности) неполяризованные радиоисточники, например, хорошо изученный квазар 3С 147 или радиогалактику 3С295 [2, 3]. Однако недостаточно высокая для приема этих источников чувствительность использовавшегося в измерениях радиометра на волну 13 см обусловила выбор более мощных тепловых радиоисточников (НП-областей): туманностей Орион и Омега. В отличие от исследования полноповоротных антенн, для которых высотную зависимость инструментальной поляризации радиотелескопа можно измерить по одному и тому же неполяризованному радиоисточнику с подходящим склонением (так как M_{21} и M_{31} обычно не зависят от азимута антенны), в случае меридианного инструмента для получения этой зависимости необходимо регистрировать калибровочные источники с различными склонениями. С этой целью были проведены наблюдения еще трех мощных нетепловых радиоисточников: Стрелца А, Девы А и Лебедя А. Основные параметры всех пяти радиоисточников [4-9] приведены в табл. 2.

Таблица 2

Источник	α 1950.0	δ 1950.0	Угловые размеры		Плотность потока на волне 13 см, Ян	Наличие линейной поляризации на волнах вблизи 13 см
			$(\Delta\alpha)_{0,5}$	$(\Delta\delta)_{0,5}$		
Стрелец А	17 ^h 42 ^m 32 ^s	-28° 55'	~ 3'	~ 3'	~ 1500	Отсутствует [2]
Омега (M17)	18 ^h 17 ^m 36 ^s ,5	-16° 12' 40"	4,9	8,0	1095	Отсутствует
Орион А (M42)	5 ^h 32 ^m 51 ^s	- 5° 25' 39"	3,8	4,3	413	Отсутствует
Дева А (M87)	12 ^h 28 ^m 17 ^s ,56	12° 40' 01",7	40" Ядро 390" Гало	20" 420"	140 из них 27% гало	Поляризована Ю-З часть гало [8]
Лебедь А	19 ^h 57 ^m 44 ^s ,5	40° 35' 46"	Расстояния между компонентами 110" 40"		953	Возможно, поляризована западная компонента [2]

Усредненные кривые $I_{\text{вых}}(\alpha)$, $Q_{\text{вых}}(\alpha)$ и $U_{\text{вых}}(\alpha)$ источников Стрелец А, Омега, Орион А, Дева А и Лебедь А приведены на рис. 1-5. В табл. 3 и на рис. 6 представлены зависимости измеренной нормированной осевой инструментальной линейной поляризации $\tilde{m}_{21}(0)$ и $\tilde{m}_{31}(0)$ (элементов $M_{21}(0)$, $M_{31}(0)$ матрицы Мюллера в процентах от $M_{11}(0)$ ⁺) от угла места без учета протяженности источников и возможной частичной линейной поляризации радиоизлучения некоторых из них. В трех последних столбцах табл. 3 указано коли-

⁺ Знак ~ указывает на сглаживание элементов матрицы Мюллера из-за конечных угловых размеров источников (см. Приложение).

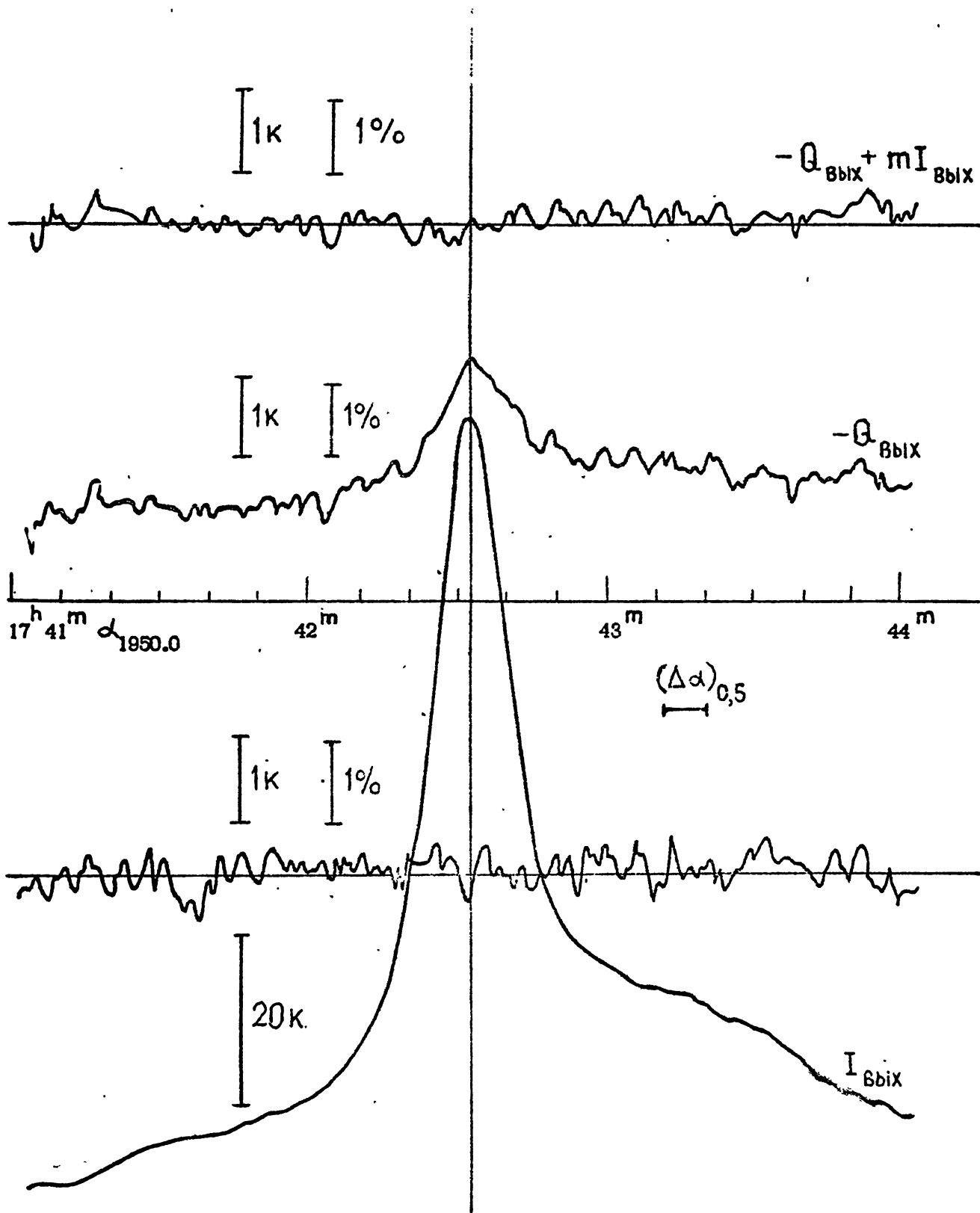


Рис. 1. Усредненные кривые $I_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$, $Q_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$, $U_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$ и $Q_{\text{ВЫХ}}(\alpha) - mI_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$ для источника Стрелец А.

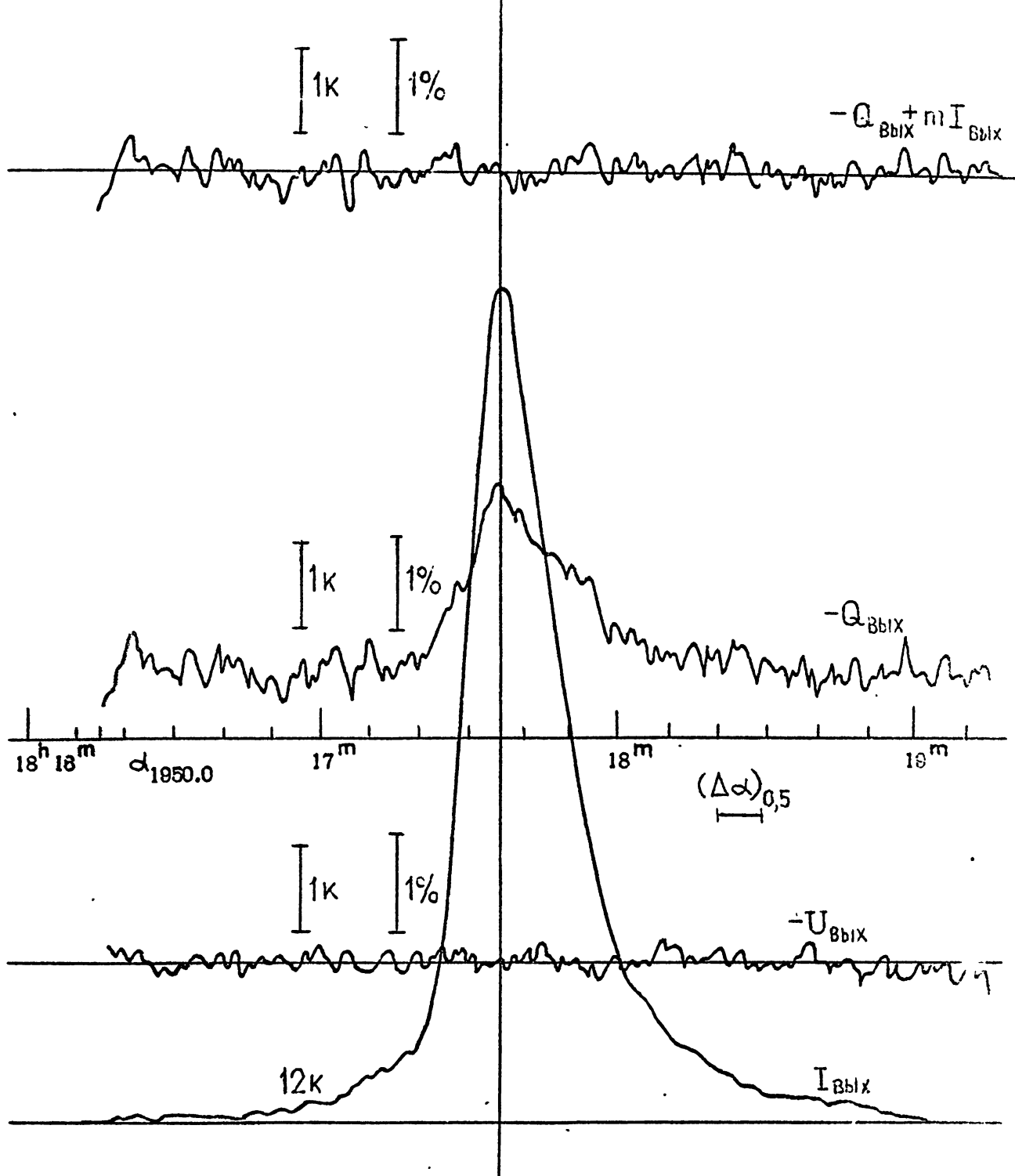


Рис. 2. Усредненные кривые $I_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$, $Q_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$, $U_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$
и $Q_{\text{ВЫХ}}(\alpha) - mI_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$ для источника Омега.

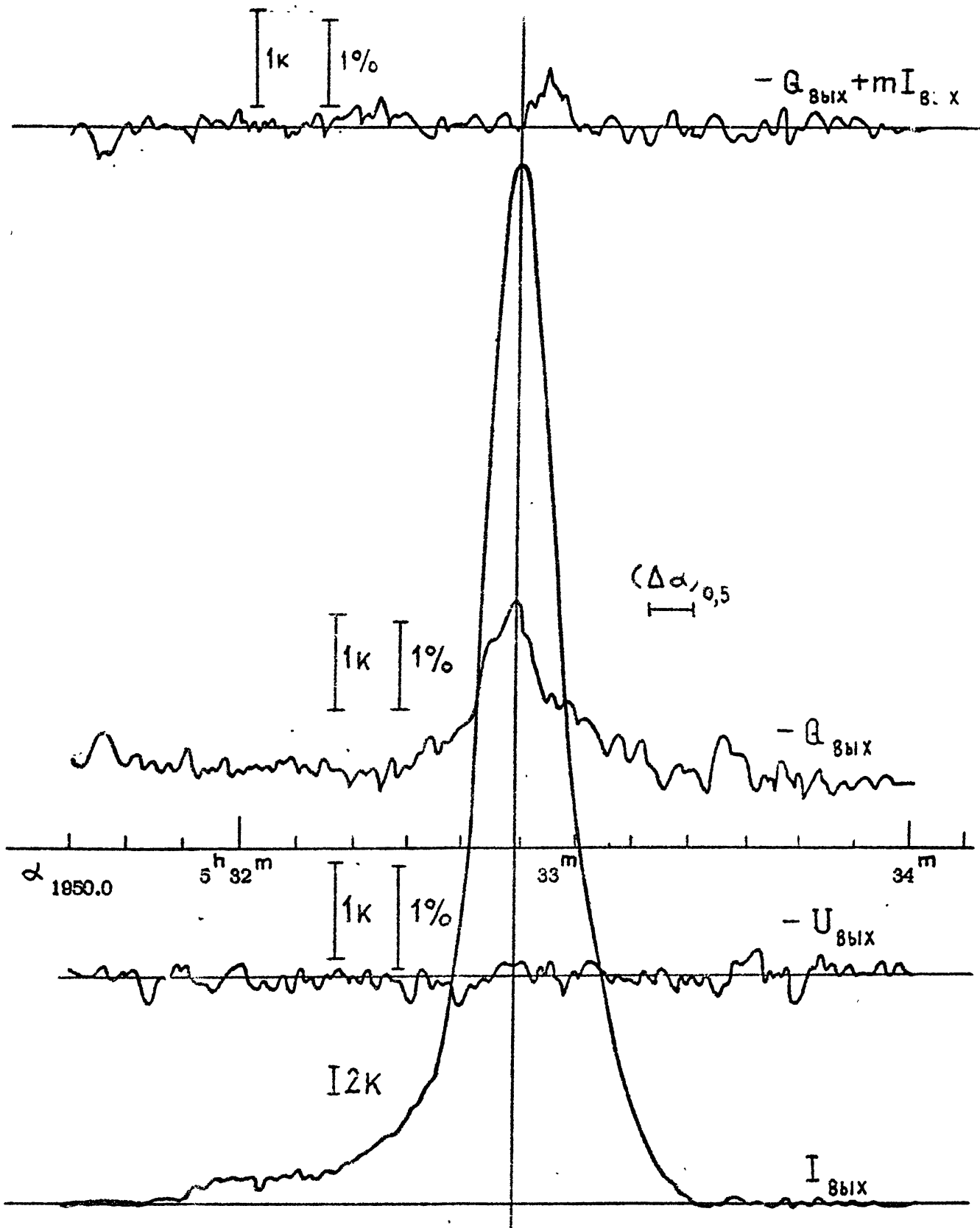


Рис. 3. Усредненные кривые $I_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$, $Q_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$, $U_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$ и $Q_{\text{ВЫХ}}(\alpha) - mI_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$ для источника Орион А.

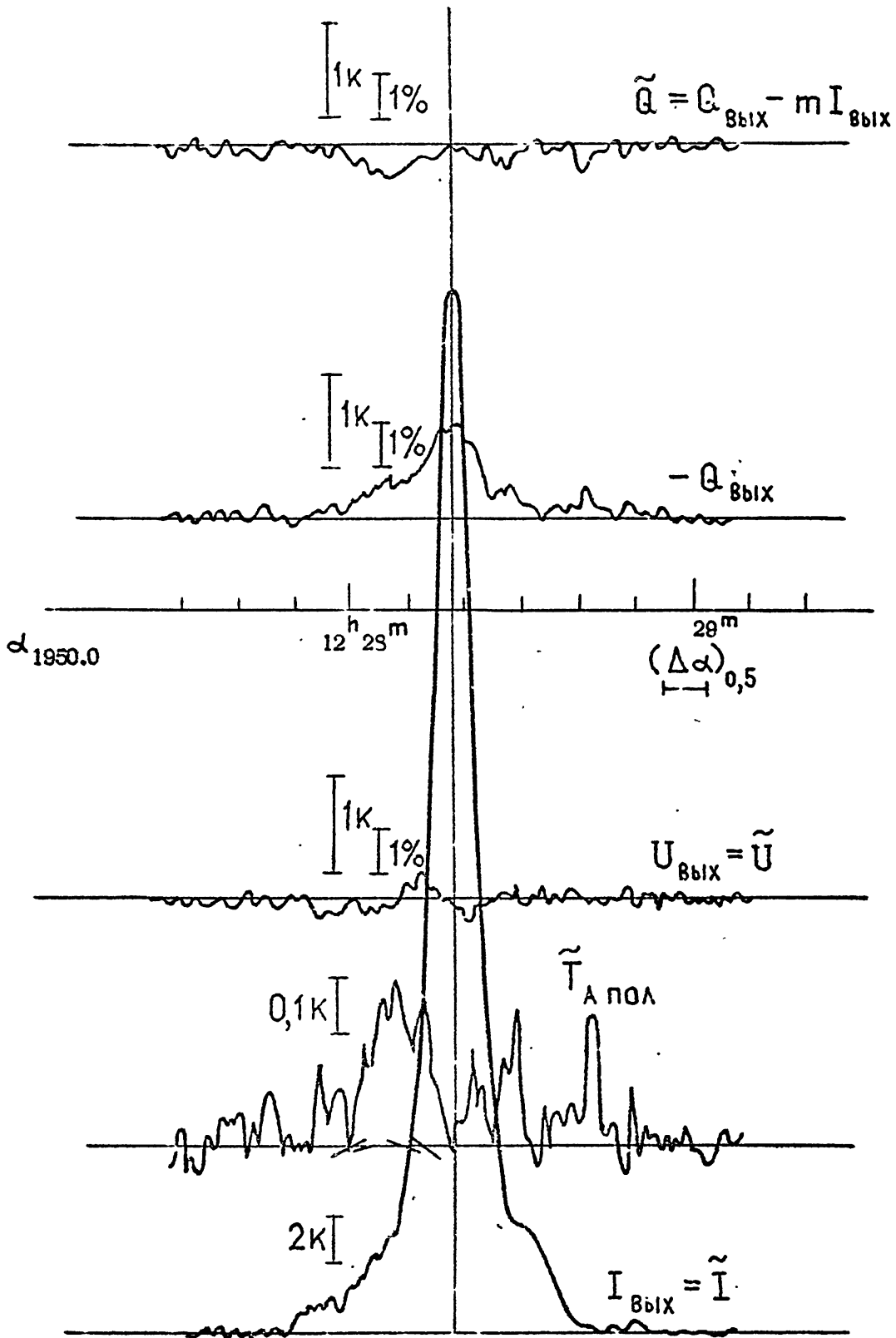


Рис. 4. Усредненные кривые $I_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$, $Q_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$, $U_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$ и $Q_{\text{ВЫХ}}(\alpha) - m I_{\text{ВЫХ}}(\alpha)$, $\tilde{T}_{\text{А ПОЛ}}(\alpha)$ для источника Дева А.

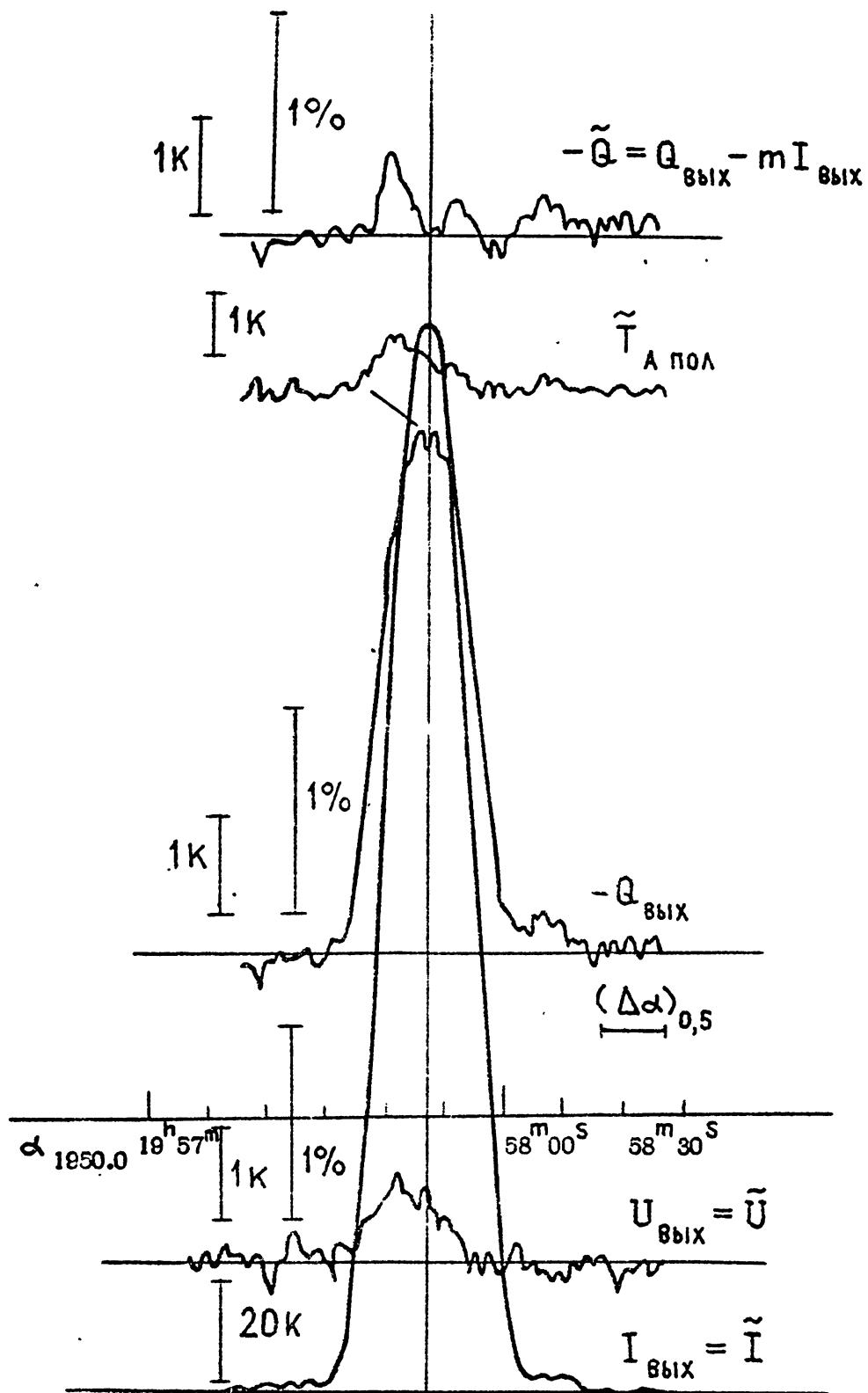


Рис. 5. Усредненные кривые $I_{\text{вых}}(\alpha)$, $Q_{\text{вых}}(\alpha)$, $U_{\text{вых}}(\alpha)$ и $Q_{\text{вых}}(\alpha) - m I_{\text{вых}}(\alpha)$, $T_{\text{А ПОЛ}}(\alpha)$ для источника Лебедь А.

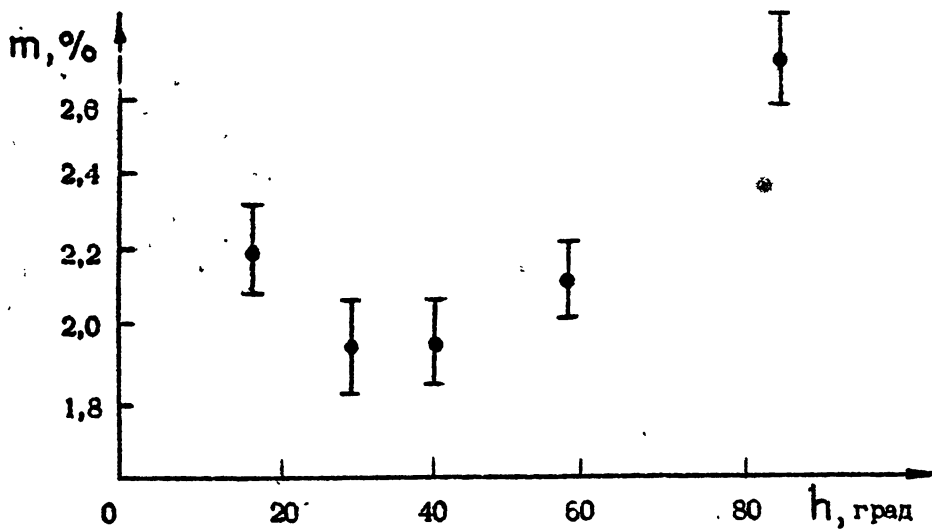


Рис. 6. Угловая зависимость осевой инструментальной линейной поляризации южного сектора с плоским отражателем.

чество записей соответствующих параметров Стокса, неиспользовавшихся при усреднении. Поскольку дополнительно проведенные измерения и оценки показали, что в формулах (1) все слагаемые, кроме вторых, пренебрежимо малы, то табл. 3 и рис. 6 характеризуют, по существу, осевую инструментальную поляризацию самой антенны.

Таблица 3

Источник	Высота в кульминации	$\tilde{m}_{21}(0), \%$	$\tilde{m}_{31}(0), \%$	Количество записей		
				I	Q	U
Стрелец А	17° 14'	-2,20 ± 0,12	< 0,18	3	2 без I 2 с I	3 без I
Омега	30° 00'	-1,95 ± 0,12	< 0,08	2	1 без I 1 с I	2 без I 1 с I
Орион А	40° 47'	-1,96 ± 0,11	< 0,12	2	2 без I 2 с I	2 без I
Дева А	58° 41'	-2,12 ± 0,10	< 0,08	3	6 без I 3 с I	5 без I
Лебедь А	86° 51'	-2,70 ± 0,12	< 0,08	1	2 без I 1 с I	2 без I

Как и следовало ожидать, для антенны, обладающей симметрией относительно вертикальной плоскости, величина $M_{31}(0)$ пренебрежимо мала при всех углах места. В то же время величина $M_{21}(0)$, которая оказалась отрицательной на всех высотах (что соответствует горизонтальной инструментальной поляризации), зависит от угла места и составляет (1,9 + 2,7)% от $M_{11}(0)$.

Однако, как видно из табл. 2, калибровочные радиоисточники являются протяженными, а два из них частично поляризованы. Поэтому для более точного определения инструмен-

тальной поляризации M_{21} необходимо учесть эти факторы.

Соответствующий анализ, проведенный в Приложении, показал, что инструментальная линейная поляризация южного сектора с плоским отражателем радиотелескопа РАТАН-600 на волне 13 см имеет, в основном, осевой характер (т.е. обусловлена "вариациями" осевого усиления антенны при переключении поляризации) и соответствует горизонтальной поляризации. Поэтому влиянием протяженности источников на измеренную величину нормированной осевой инструментальной поляризации можно пренебречь, т.е. считать, что $M_{21}(0)/M_{11}(0) \equiv m_{21}(0) = \tilde{m}_{21}(0) \equiv m$.

Что же касается источников Дева А и Лебедь А, то в них имеются неполяризованные области, пригодные для использования в качестве калибровочных.

Полученные значения m (рис. 6, табл. 3) были использованы при редукции данных измерений. Поскольку выполнялись условия $V \ll Q \sim U \ll 1$; $M_{ij} \ll M_{jj}$, $M_{23}, M_{32} \approx 0$ ⁺⁾ , причем $M_{31}(t) \approx 0$, а $M_{21}(t) = m M_{11}(t)$, редукция осуществлялась в соответствии с выражениями

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\alpha) &= I_{\text{вых}}(\alpha), \\ \tilde{Q}(\alpha) &= Q_{\text{вых}}(\alpha) - m I_{\text{вых}}(\alpha), \\ \tilde{U}(\alpha) &= U_{\text{вых}}(\alpha), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\alpha = \alpha_n + t$; α_n, t - прямое восхождение и часовой угол источника; $\tilde{I}(\alpha), \tilde{Q}(\alpha), \tilde{U}(\alpha)$ - сглаженные антенной распределения параметров Стокса радиоизлучения источника без учета фарадеевского вращения плоскости поляризации в ионосфере.

Для учета влияния фарадеевского вращения в ионосфере на измеренные значения поозиционного угла плоскости поляризации радиоизлучения источников использовалась приближенная формула, приведенная в [12],

$$\Psi (\text{град}) = 1,74 \cdot 10^3 D(\text{км}) \Phi(z, A) \left(\frac{f_0 F2}{\nu} \right)^2, \quad (3)$$

где Ψ - угол поворота плоскости поляризации в ионосфере, D - эффективная толщина ионосферы, $\Phi(z, A)$ - произведение продольной проекции магнитного поля $H_{||}$ на высоте 400 км на среднее по лучу зрения значение $\sec z(h)$; z, A - зенитный угол и азимут источника, $z(h)$ - угол между лучом зрения и вертикальным направлением на высоте h , $f_0 F2$ - критическая частота слоя $F2$, ν - рабочая частота. Значения частот $f_0 F2$ были взяты из [13] для ионосферной станции в Ростове на Дону, а значения $H_{||} \sec z(h)$

определены расчетным путем. Толщина ионосферы D принималась равной 300 км. В результате получены следующие величины Ψ : для Тельца А и Девы А $3^{\circ} + 1,5^{\circ}$, а для Центавра А $3,5^{\circ} + 2^{\circ}$. Эти значения угла поворота вычитались из наблюдаемых значений поозиционного угла.

Что же касается источников Лебедь А и Кассиопея А, то, поскольку первый кульми-

⁺⁾ См. первую сноску на стр. 24.

нировал около полуночи, а второй в предутреннее время, для них поправка на фарадеевское вращение в ионосфере была примерно вдвое меньше и не учитывалась.

3. Результаты измерений линейной поляризации радиоизлучения некоторых радиосточников

Измерения линейной поляризации радиоизлучения источников проводились по той же методике, что и исследования инструментальной поляризации радиотелескопа. Ниже приводятся результаты исследования трех радиогалактик и двух остатков сверхновых.

а. Девы А (M87)

На рис. 4 приведена зависимость антенной температуры, обусловленной линейно поляризованной компонентой радиоизлучения Девы А, от $\alpha : \tilde{T}_{A \ 70\lambda}(\alpha)$. Отрезками прямых одинаковой длины указаны направления вектора \vec{E} поляризованной компоненты. Из полученных данных следует наличие существенной линейной поляризации в гало источника к западу от ядра. Флуктуации $T_{A \ 70\lambda}$ к востоку от ядра, возможно, также соответствуют слабому поляризованному излучению, для четкого выделения которого необходимо применение более чувствительной приемной аппаратуры. Степень поляризации радиоизлучения в интервале прямых восхождений α $12^{\text{h}} 27^{\text{m}} 53^{\text{s}}$ + $12^{\text{h}} 28^{\text{m}} 08^{\text{s}}$ составляет $\sim 6\%$. При α $12^{\text{h}} 28^{\text{m}} 08^{\text{s}}$ вклад радиоизлучения ядра источника в антенную температуру уже много меньше вклада гало и указанная величина степени поляризации может быть отнесена к радиоизлучению гало. Позиционный угол плоскости поляризации увеличивается к западу в этом же интервале прямых восхождений от 88° до 122° . Сравним наши данные с выводами работы [8]. В этой работе обнаружена область линейно-поляризованного радиоизлучения на периферии гало, центр которой отстоит приблизительно в $7'$ к юго-западу от ядра. Расстояние от ядра до максимума поляризации по α составляет $\sim 2,5'$, протяженность по $\alpha \sim 5'$, что хорошо согласуется со значениями этих величин на волне 13 см. Степень поляризации радиоизлучения на волнах 11,1 см и 6,2 см (после приведения к диаграмме на волне 11,1 см) в указанной области одинакова и составляет $\sim 11\%$ [8]. Этот факт свидетельствует об отсутствии существенной деполаризации в рассматриваемой области и об однородности меры вращения в ее пределах. Уменьшение степени поляризации на волне 13 см приблизительно вдвое нетрудно объяснить примерно вдвое большим неполяризованным потоком радиоизлучения, принимавшимся ножевой диаграммой. Позиционный угол плоскости поляризации на волне 11,1 см увеличивается к западу в указанном выше интервале прямых восхождений от 43° до 90° , т.е. на 47° . На волне 13 см это увеличение равно 34° . Примерное равенство разности позиционных углов в крайних точках, отвечающих рассматриваемому интервалу α на волнах 11,1 и 13 см, подтверждает вывод работы [8] о почти постоянной, в пределах поляризованной области, мере вращения. Вариации позиционного угла на волнах 6,2 ; 11,1 см [8] и волне 13 см приближенно соответствуют силовым линиям магнитного поля в виде ок-

ружностей с центром в ядре источника.

Рассмотрим интегральные поляризационные характеристики радиоизлучения гало Девы А. В табл. 4 приведены значения позиционного угла χ_{Σ} интегрального радиоизлучения Девы А на тех волнах, на которых поляризованная компонента обусловлена, в основном, гало источника.

Таблица 4

Частота, МГц	χ_{Σ} , град	Цитированные работы
4900	26 ± 5	[8]
2695	44 ± 5	[8]
2300	92 ± 5	Настоящая работа
1670	148 ± 6	[14]
1670	148 ± 22	[15]
1660	116 ± 5	[16]
1640	124 ± 5	[16]
1420	138 ± 7	[15]
1418	147 ± 8	[16]
1418	147 ± 14	[17]
958	167 ± 7	[18]

Зависимость позиционного угла χ_{Σ} от длины волны λ будем искать в виде

$$\chi_{\Sigma}(\lambda) = \chi_{\Sigma 0} + R_{\Sigma} \lambda^2. \quad (4)$$

Для нахождения $\chi_{\Sigma 0}$ и R_{Σ} используем метод наименьших квадратов, причем каждое значение $\chi_{\Sigma}(\lambda)$ возьмем с весом, пропорциональным $(\sigma \chi_{\Sigma})^{-2}$. К значению χ_{Σ} на частоте 958 МГц следует прибавить 180° . В результате получим $R_{\Sigma} = (59 \pm 4) \text{ рад/м}^2$, $\chi_{\Sigma 0} = 11^{\circ} \pm 8^{\circ}$. На рис. 7 нанесены данные табл. 4 и показана прямая (4), построенная по методу наименьших квадратов с учетом весов отдельных значений позиционного угла.

Полученное значение меры вращения на порядок больше, приведенного в [17], где использованы только данные на волнах ≥ 18 см [14 - 18], причем значение χ_{Σ} на частоте 958 МГц на 180° не увеличивалось. Интегральная степень линейной поляризации радиоизлучения Девы А на волне 13 см равна $(1,0 \pm 0,4)\%$. Это не противоречит значению P_{Σ} (11 см) $= (0,1 \pm 0,2)\%$ [16], поскольку последнее соответствует центральной области Девы А с радиусом $4'$, а поляризованная область в юго-западной части гало в нее не входит. Фарадеевское вращение плоскости поляризации радиоизлучения этой области легко объясняется наличием вокруг M87 ионизированного газа, ответственного за тепловое тормозное рентгеновское излучение. Размеры ядра источника рентгеновского излучения вдвое больше

Рис. 7. Зависимость позиционного угла плоскости поляризации интегрального радионизлучения гало источника Девы А от квадрата длины волны.

размеров радиогало Девы А, т.е. радиус ядра ~ 90 кпк [19,20], а электронная концентрация в нем $N_e \sim 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ [21 - 23]. Мера вращения равна

$$R (\text{рад/м}^2) = 810 B_{\parallel} (\text{мкГс}) N_e (\text{см}^{-3}) L (\text{кпк}). \quad (5)$$

Подставляя в (5) $R = 59 \text{ рад/м}^2$, $N_e = 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и $L = 90 \text{ кпк}$, получим $B_{\parallel} = 0,13 \text{ мкГс}$.

Такое значение продольной проекции магнитного поля представляется вполне реальным, поскольку в [23] из анализа данных о фарадеевском вращении плоскости поляризации радионизлучения ядра Девы А, полученных из наблюдений с разрешением в секунды дуги [11, 24, 25], для части рентгеновского источника, совпадающей с радиогало, получено $B_{\parallel} \approx 0,5 \text{ мкГс}$.

Степень поляризации интегрального радионизлучения Девы А на волнах 21,5 и 31,3 см соответственно равна $(0,6 \pm 0,2)\%$ и $(0,5 \pm 0,2)\%$ [18]. Из рис. 8, где кроме этих значений нанесено полученное нами значение P_{Σ} на волне 13 см $(1 \pm 0,4)\%$, видно, что $P_{\Sigma}(\lambda) \sim \lambda^{-1}$ при $\lambda \geq 13 \text{ см}$.

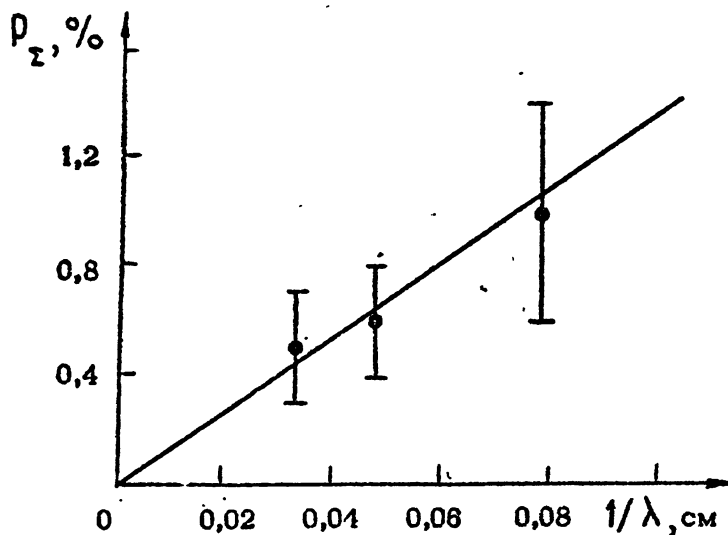
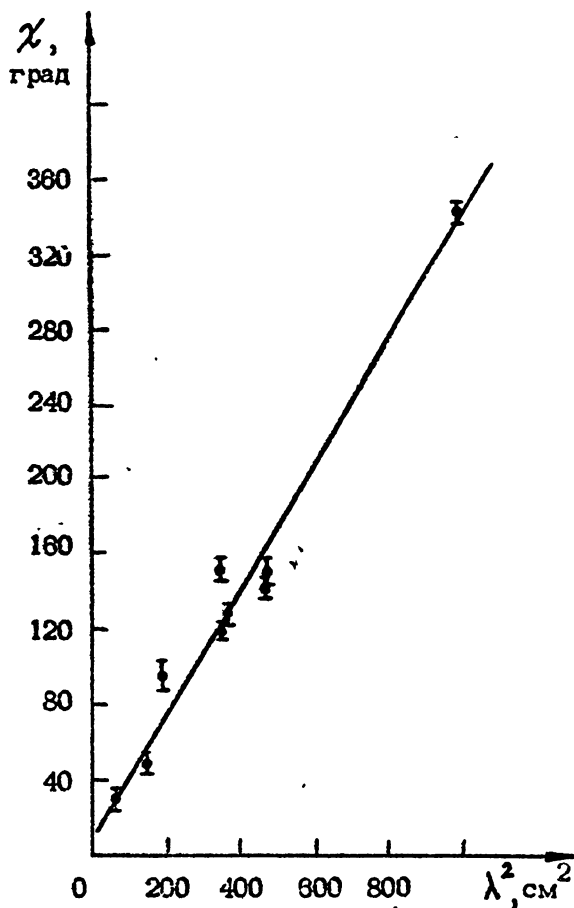


Рис. 8. Зависимость степени поляризации интегрального радионизлучения Девы А на волнах $\geq 13 \text{ см}$ от $1/\lambda$.



Исследованию поляризации радиоизлучения Лебеда А посвящено большое количество работ. Среди них отметим те, в которых компоненты наблюдались отдельно, [26 - 35]. Из этих работ следует, что степень поляризации интегрального радиоизлучения западной компоненты в сантиметровом диапазоне заметно больше, чем восточной. Меры вращения интегрального радиоизлучения компонент сильно различаются. В табл. 5 приведены значения мер вращения компонент восточной $R_{\Sigma E}$ и западной $R_{\Sigma W}$, полученные в работах [30, 33, 35]. Отметим, что мера вращения плоскости поляризации интегрального радиоизлучения западной

Таблица 5

$R_{\Sigma E}$, рад/м ²	$R_{\Sigma W}$, рад/м ²	Цитированные работы
-1250	+50	[30]
-1350	-35	[33]
-1370	+2	[35]

компоненты определялась в перечисленных работах с большой относительной погрешностью ввиду слабой зависимости $\chi_{\Sigma W}$ от λ^2 и малого интервала по λ^2 , имеющегося в распоряжении авторов этих работ. В [35] не учитывались данные работ [27, 34].

На рис. 5 приведена зависимость антенной температуры поляризованной компоненты $\tilde{T}_{A \text{ ПОЛ}}(\alpha)$ от прямого восхождения. Максимум $\tilde{T}_{A \text{ ПОЛ}}(\alpha)$ соответствует по α западной компоненте. Таким образом, наблюдаемая на волне 13 см линейная поляризация обусловлена, в основном, западной компонентой. Из рис. 5 видно, однако, что $\tilde{T}_{A \text{ ПОЛ}}$ с увеличением α спадает медленнее, чем это имело бы место для точечного источника, т.е., по-видимому, восточная компонента также вносит некоторый вклад в наблюдаемую поляризацию. Степень поляризации вблизи максимума $\tilde{T}_{A \text{ ПОЛ}}(\alpha)$ составляет (0,7 + 0,8)%. Степень поляризации интегрального радиоизлучения Лебеда А на волне 13 см равна (0,4 + 0,3)% при позиционном угле $64^\circ \pm 18^\circ$. В табл. 6 приведены значения позиционного угла плоскости поляризации интегрального радиоизлучения западной компоненты Лебеда А $\chi_{\Sigma W}$ и степени поляризации интегрального радиоизлучения той же компоненты, $\rho_{\Sigma W}$ на различных волнах. Значение $\rho_{\Sigma W}$ на волне 13 см найдено в предположении, что вся наблюдавшаяся на этой волне поляризация обусловлена западной компонентой, а отношение плотностей потоков радиоизлучения компонент равно $S_E / S_W = 1,15$ [36]. На рис. 8 представлены значения $\chi_{\Sigma W}$ в зависимости от λ^2 по данным этой таблицы. Заметим, что значение $\chi_{\Sigma W}$ на волне 11,1 см оценено нами из поляризационной карты работы [11]. На рис. 9 значения $\chi_{\Sigma W}$ на волнах 11,1 и 13 см увеличены на 180° . Основанием для этого послужило то, что мера вращения, вычисленная без учета данных на волнах 11,1 и 13 см, положительная и равна $(44 + 28)$ рад/м². Значение собственного позиционного угла равно при этом $141^\circ \pm 2^\circ$

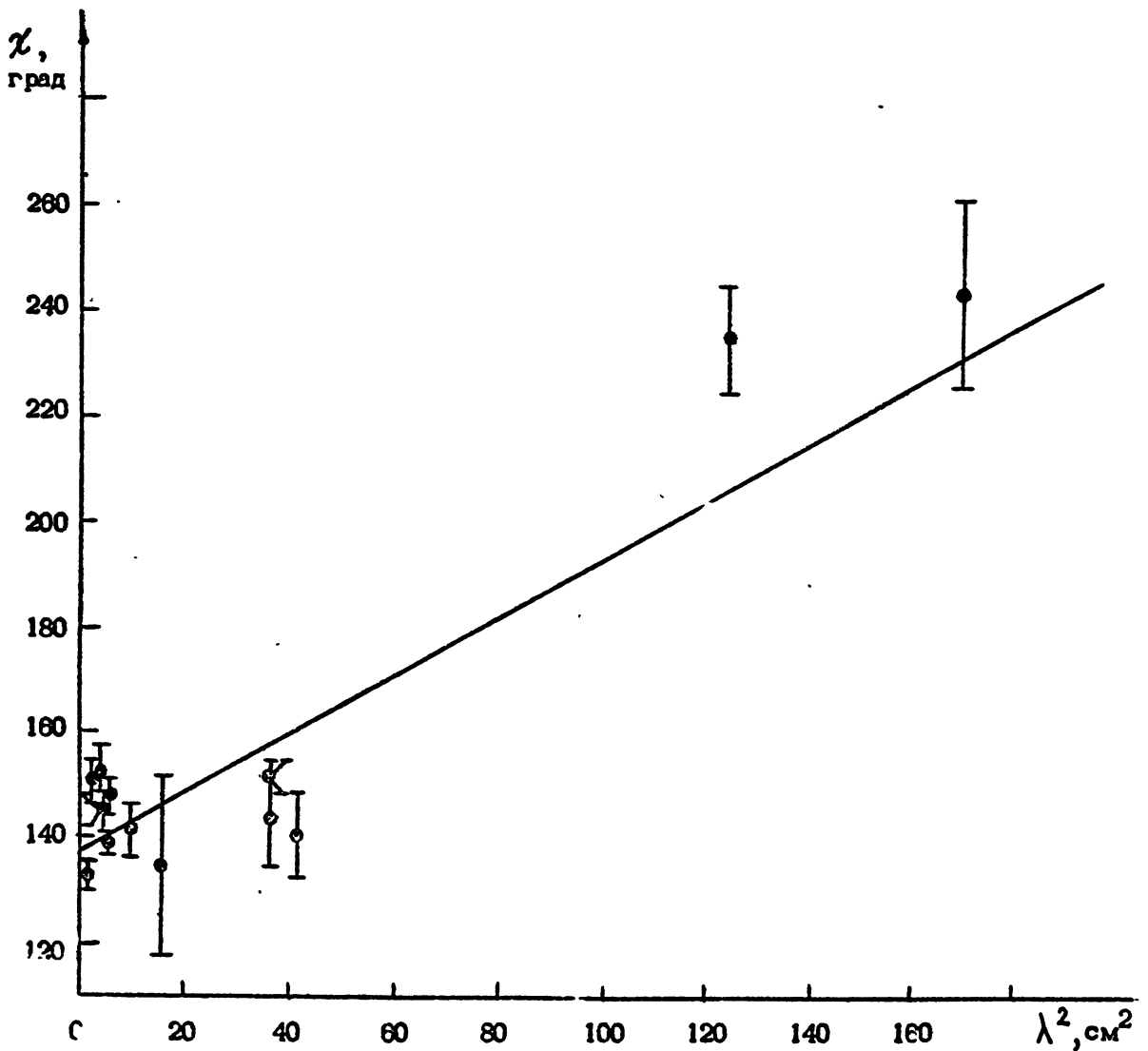


Рис. 8. Зависимость позиционного угла интегрального радиоизлучения западной компоненты Лебедя А от квадрата длины волны.

С использованием всех данных табл. 6 по методу наименьших квадратов (с учетом весов) находим $R_{\Sigma W} = (97 \pm 19)$ рад/м², $\chi_{0\Sigma W} = 139^\circ \pm 2,5^\circ$, т.е. относительная ошибка определения меры вращения с привлечением всех данных табл. 6 в 3 раза меньше, чем при исключении данных на волнах 11,1 и 13 см. Отметим, что в работе [37] для компактной компоненты А западной компоненты Лебедя А [34] по данным авторов на волне 3,9 см с привлечением данных на волне 1,3 см [38] и 6 см [34] получено значение ~ 100 рад/м². Для уточнения зависимости $\chi_{\Sigma W}$ от λ^2 были бы полезны наблюдения на волнах в интервале (8 + 10) см. Значения собственных позиционных углов плоскостей поляризации радиоизлучения компонент сильно различаются: 139° у западной и 63° у восточной [35], т.е. направления магнитных полей в компонентах в картинной плоскости почти перпендикулярны. Степень поляризации интегрального радиоизлучения западной компоненты на волнах ≥ 6 см убывает приблизительно по закону λ^{-1} .

Длина волны см	Позиционный угол $\chi_{\Sigma W}$, град	Степень поляризации $\rho_{\Sigma W}$, %	Цитируемые работы
0,9	133 \pm 3	9,6 \pm 1,1	[35]
1,55	151 \pm 4	9,7 \pm 1,3	[31]
1,90	153 \pm 5	8,7 \pm 0,7	[2]
1,95	148 \pm 6	10,1 \pm 1,0	[30]
1,96	147 \pm 4	9,8 \pm 0,7	[2]
2,04	139 \pm 2	14,7 \pm 2,5	[29]
2,07	148 \pm 4	11,0 \pm 1,7	[32]
3,02	142 \pm 5	15,0 \pm 2,0	[26]
3,95	135 \pm 17	6,5 \pm 1,5	[28]
6,0	145 \pm 10	3,2 \pm 0,5	[33]
6,0	152 \pm 3	1,5 \pm 0,3	[34]
6,4	141 \pm 8	1,6 \pm 1,6	[27]
11,1	55 \pm 10		[11]
13	64 \pm 18	0,86 \pm 0,66	Настоящая работа

в. Ц е н т а в р А

Поляризация радиоизлучения двойного ядра ближайшей к нам радиогалактики Центавр А исследовалась в работах [16, 39, 40] без разделения компонент и в работах [10, 16, 32, 41-46] отдельно по компонентам. Интегральные поляризационные параметры двойного источника и его компонент приведены в табл. 7

Таблица 7

Длина волны см	ρ_{Σ} , %	χ_{Σ} , град	$\rho_{\Sigma E}$, %	$\chi_{\Sigma E}$, град	$\rho_{\Sigma W}$, %	$\chi_{\Sigma W}$, град	Цитируемые рабо- ты
1	2	3	4	5	6	7	8
2,07			14,7 \pm 1,7	147 \pm 4	6,4 \pm 2,0	156 \pm 9	[32]
3,15	13,5 \pm 1,0	144 \pm 3					[39]
5,31	9,5 \pm 0,7	140 \pm 3					[40]
5,56	9,2 \pm 0,7	140 \pm 3					[40]
6,0			14,2 \pm 0,2	136 \pm 1	3,4 \pm 0,2	118 \pm 1	[10]
9,45	7,2 \pm 0,5	121 \pm 3					[39]
10,6	7,2 \pm 0,4	127 \pm 3	12,2 \pm 1,4	123 \pm 5	2,8 \pm 0,6	143 \pm 8	[41]

1	2	3	4	5	6	7	8
11,3			$18,8 \pm 0,5$	95 ± 2	$3,3 \pm 0,7$	5 ± 4	[16]
13	$10,4 \pm 1,0$	98 ± 5	$18,2 \pm 1,8$	95 ± 5	$2,5 \pm 0,9$	141 ± 8	Наст. раб.
21,2			$6,5 \pm 1,5$		$3,7 \pm 1,5$		[42]
21,3	7,5	175 ± 3					[16]

Значение \tilde{m}_{21} для высоты кульминации ядра Центавра А ($3^{\circ},5$) принималось равным $2,3\% \pm 0,3\%$. Угловое разрешение $2'$ позволяет разделить компоненты ядра и получить поляризационные параметры каждой из них. Центральный компактный источник [43] едва заметен на записи (на рис. 10 стрелкой отмечено его положение по α). На рис. 10 приведены усредненные кривые $\tilde{Q}(\alpha)$ и $U(\alpha)^+$, а также зависимость $\tilde{T}_{A \text{ пол}}(\alpha)$ антенной температуры, обусловленной поляризованной компонентой радиоизлучения, от α . Степень поляризации в максимуме $\tilde{T}_{A \text{ пол}}(\alpha)$ восточной компоненты равна $23,4\%$, а западной - $5,4\%$. Распределение поляризованного излучения восточной компоненты несимметрично относительно его максимума, причем $\tilde{T}_{A \text{ пол}}$ спадает к востоку быстрее, чем к западу. Ширина этого распределения на уровне $0,5$ равна $0,9$ (с учетом сглаживания диаграммой направленности), что вдвое меньше ширины на том же уровне распределения интенсивности. Степень поляризации интегрального излучения восточной компоненты равна $18,2\% \pm 1,8\%$ с позиционным углом $85^{\circ} \pm 5^{\circ}$. Позиционный угол плоскости поляризации меняется вдоль восточной компоненты от 80° до 110° . В распределении поляризации радиоизлучения западной компоненты имеется "плато" при $\alpha \approx 13^{\text{h}} 22^{\text{m}} 08^{\text{s}}$, в котором позиционный угол меньше примерно на 60° , чем в остальной части компоненты. Степень поляризации интегрального излучения западной компоненты равна $2,5\% \pm 0,9\%$ с позиционным углом $141^{\circ} \pm 8^{\circ}$. Степень поляризации интегрального радиоизлучения всего ядра $P_{\Sigma} = 10,4\% \pm 1,0\%$ с позиционным углом $\chi_E = 98^{\circ} \pm 5^{\circ}$.

Из табл. 7 и рис. 11 видно, что степень поляризации интегрального радиоизлучения восточной компоненты уменьшается с ростом λ в диапазоне $(2 + 10)$ см и возрастает в диапазоне $(10 + 13)$ см. Аналогично ведет себя и степень поляризации интегрального радиоизлучения всего ядра, что и понятно, поскольку вклад западной компоненты в суммарную поляризацию много меньше вклада восточной. Отметим медленное уменьшение степени поляризации излучения западной компоненты с увеличением длины волны.

Анализ зависимостей позиционных углов плоскостей поляризации излучения компонент от λ^2 показывает, что они очень близки к линейной (особенно для западной компоненты, если не учитывать значения угла на волне $10,6$ см [41]). На рис. 12 значения углов на волнах $10,6$ и 13 см западной компоненты уменьшены на 180° по сравнению с их значениями, при-

⁺ Были сделаны четыре записи параметра Q (две из них без I), две записи U без I и одна запись I .

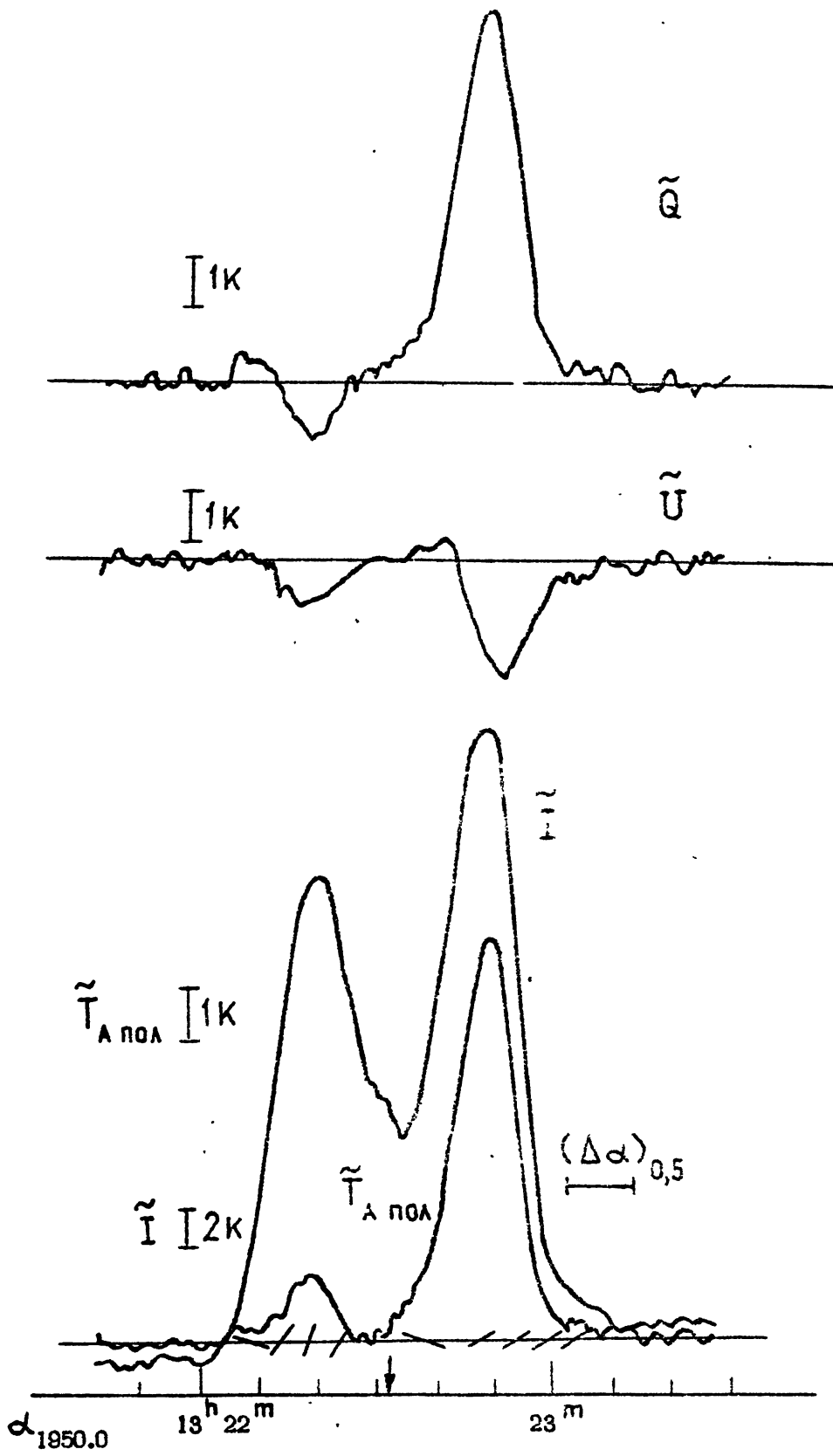


Рис. 10. Измеренные характеристики радионезлучения источника Центавр А (ядро) на волне 13 см.

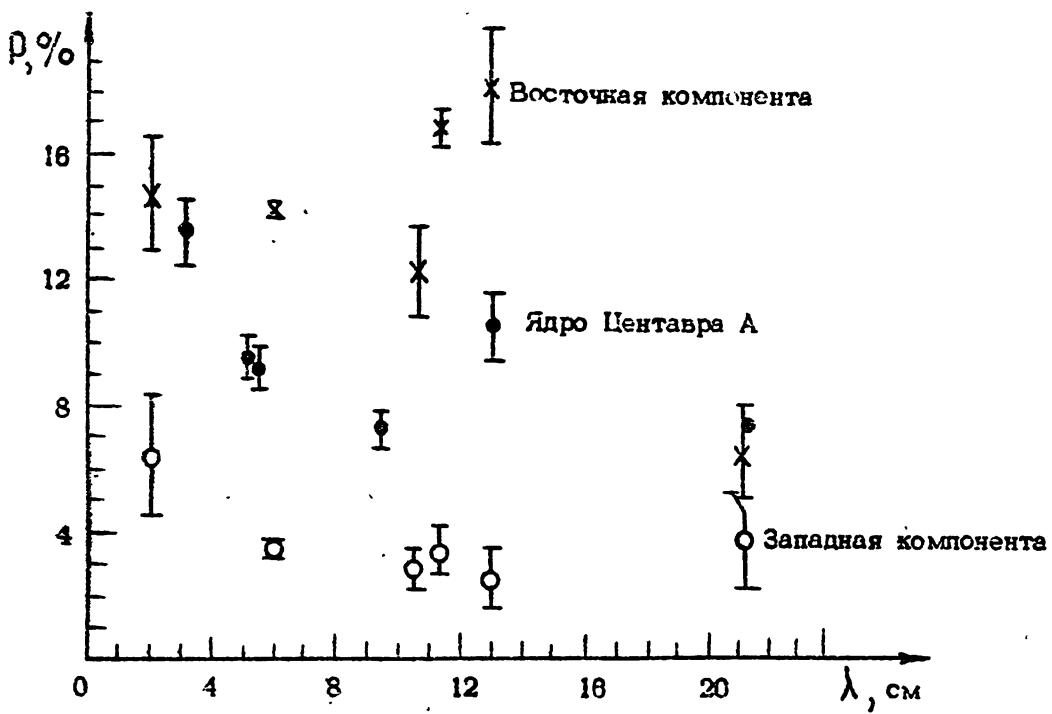


Рис. 11. Зависимость степени линейной поляризации интегрального радиоизлучения Центавра А (ядро) и его компонент от длины волны.

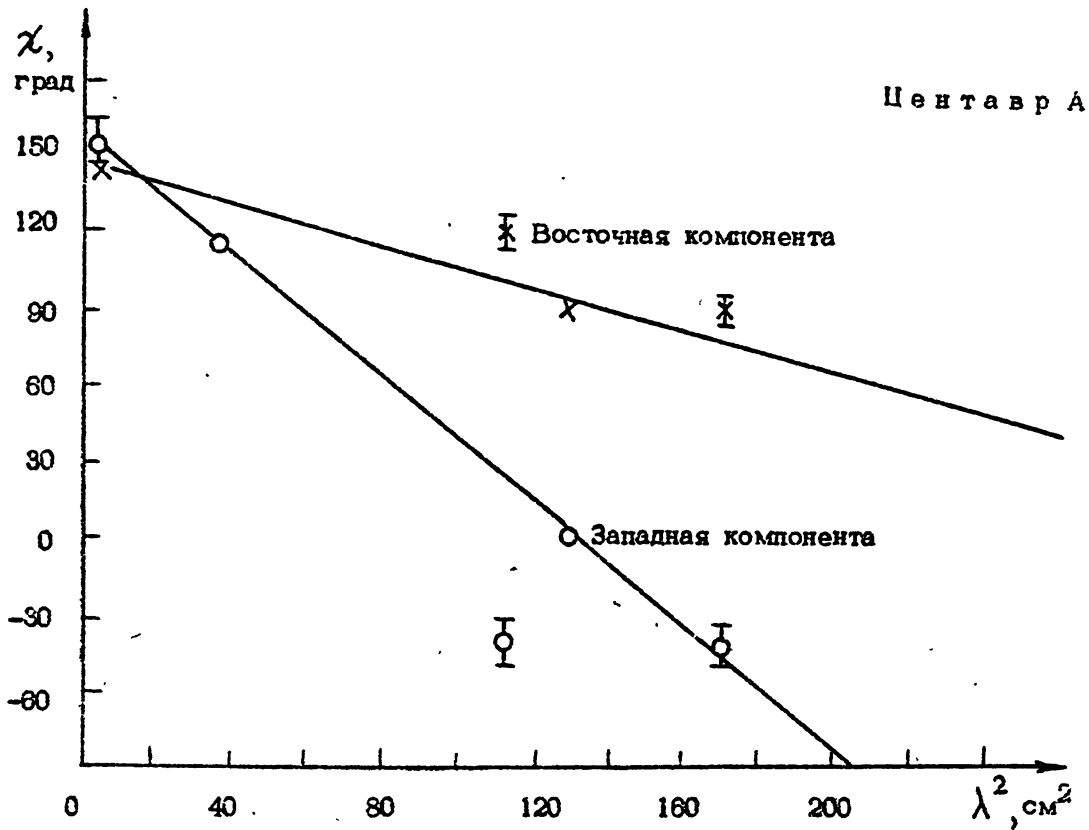


Рис. 12. Зависимость позиционного угла радиоизлучения западной и восточной компонент источника Центавр А (ядро) от квадрата длины волны.

веденными в табл. 7. В табл. 8 помещены значения мер вращения и собственных позиционных углов, вычисленных по данным табл. 7 с учетом и без учета данных на волне 10,6 см.

Таблица 8

Компонента	Все данные		Без данных на 10,6 см	
	R , рад/м ²	χ_0 , град	R , рад/м ²	χ_0 , град
Восточная	- 88 \pm 10	150 \pm 4	- 71 \pm 8	150 \pm 3
Западная	-188 \pm 40	157 \pm 14	-212 \pm 3	162 \pm 1
Весь источник	- 59 \pm 3	152 \pm 3	- 59 \pm 1	150 \pm 2

Исключение данных на волне 10,6 см сильно уменьшает погрешности σR и $\sigma \chi_0$ для западной компоненты и не сказывается для восточной компоненты.⁺⁾ Прямые, проведенные на рис. 12, соответствуют значениям R и χ без учета данных на волне 10,6 см. Значения собственных позиционных углов компонент отличаются на 12° , а соответствующие им направления магнитного поля в картинной плоскости характеризуются позиционными углами $\chi'_{EB} = 60^\circ$ и $\chi'_{WB} = 72^\circ$, что близко к позиционному углу 58° двойного центрального источника радиогалактики Центавр А и составляет угол $\sim 60^\circ$ с пылевой полосой, пересекающей галактику NG C 5128 [47].

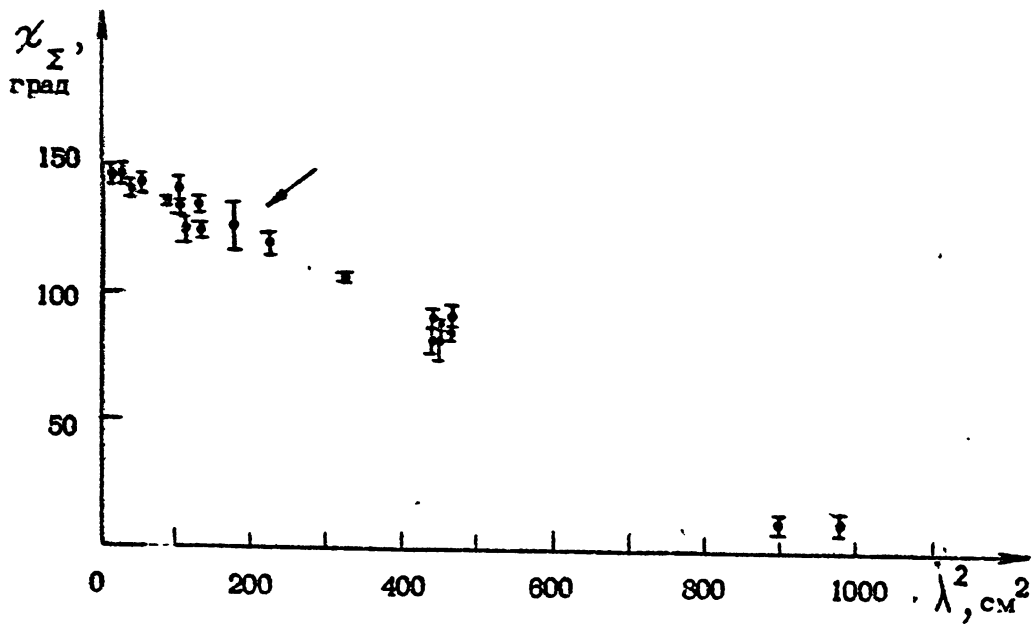
Мера вращения плоскости поляризации излучения западной компоненты в три раза превышает меру вращения восточной компоненты. Ситуация качественно похожа на ту, что наблюдается в Лебеде А: менее поляризованная компонента имеет большую по абсолютной величине меру вращения.

г. Тельца А

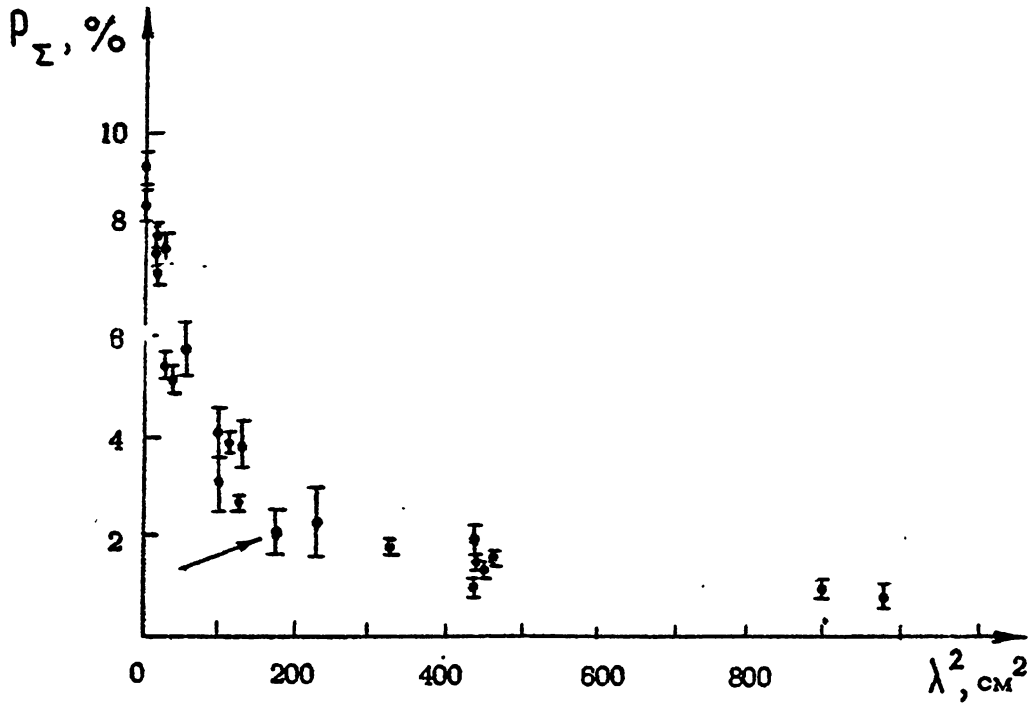
Исследованиям поляризации радиоизлучения Крабовидной туманности посвящено много работ (см. [48-53] и цитированную там литературу). На рис. 13 приведены степень поляризации и позиционный угол интегрального радиоизлучения Тельца А. Полученные нами величины помечены стрелками.⁺⁺⁾

⁺⁾ В работе [41] проведено сравнение позиционных углов плоскостей поляризации радиоизлучения западной компоненты на волнах 8 см [44] и 10,6 см. В зависимости от того вычиталось или не вычиталось 180° из значения $\chi'_{TW}(10,6 \text{ см})$, получилось -320 рад/м^2 или $+90 \text{ рад/м}^2$. Первое значение автор [41] отвергает, как слишком большое по абсолютной величине. В таком случае западная компонента была бы единственным местом во всем источнике Центавр А с положительной мерой вращения. Однако данные на волнах 2,07 см [32] и 8 см [10] определенно указывают на отрицательный знак меры вращения, так как минимальное положительное значение, равное 782 рад/м^2 , непомерно велико. Данные [41], относящиеся к позиционному углу радиоизлучения западной компоненты, по-видимому, ошибочны.

⁺⁺⁾ Были сделаны четыре записи параметра Q (две из них без I), две записи U без I и две записи I .



а)



б)

Рис. 13. Зависимость позиционного угла χ_Σ (а) и степени поляризации P_Σ (б) интегрального радиоизлучения источника Телец А от квадрата длины волны.

Величина \tilde{m}_{21} на высоте кульминации Крабовидной туманности была принята равной $2,3\% \pm 0,15\%$. Из рис. 14 следует, что ширина поляризованной части источника на уровне 0,5 в 1,5 раза меньше, чем ширина самого источника, и, что максимум поляризации смещен к востоку по отношению к максимуму интенсивности примерно на $30''$. Оба эти обстоятельства отмечались еще в работе [48], где было впервые получено одномерное распределение линейной поляризации радиоизлучения Тельца А на волне 3,2 см, и в [51], где оно было получено на волне 21,2 см. Степень поляризации в той части источника, где $\tilde{T}_{A \text{ ПОЛ}} \geq 0,5 \tilde{T}_{A \text{ ПОЛ макс}}$, изменяется от 1,7 до 3,3%, а позиционный угол от 120° до 128° . На волне 21,2 см эти величины соответственно равны $(1,5 + 2,5)\%$ и $(75 + 81)^\circ$ [51]. Из сравнения величины степени поляризации в центральной части Крабовидной туманности на волнах 13 и 21,2 см следует, что деполаризация слаба, т.к. $\rho \sim \lambda^{-0,4}$ (заметим, однако, что разрешение на волне 21,2 см вдвое лучше, чем в наших измерениях). Степень поляризации во вторичном максимуме поляризованной компоненты к западу от основного равна 2,0%, а позиционный угол 173° . На волне 21,2 см эти величины соответственно равны 1,9% и 132° [51], т.е. деполаризация весьма мала. Степень поляризации интегрального радиоизлучения Крабовидной туманности на волне 13 см равна $2,1\% \pm 0,45\%$, а позиционный угол $\chi_{\Sigma} = 127^\circ \pm 10^\circ$. Из имеющихся данных следует, что в диапазоне $\lambda \geq 13$ см степень поляризации интегрального радиоизлучения Тельца А уменьшается с ростом λ приблизительно, как λ^{-1} .

д. К а с с и о п е и А

Распределение линейно-поляризационного радиоизлучения Кассиопеи А исследовалось в ряде работ, [31, 35, 51, 54-56]. Наблюдения на волнах 1,55 см [31] и 9 мм [35] показали, что направление магнитного поля в картинной плоскости близко к радиальному, поэтому степень поляризации интегрального радиоизлучения Кассиопеи А весьма мала (см. табл. 9). Имеющиеся данные свидетельствуют о том, что степень поляризации интегрального радиоизлучения Кассиопеи А изменяется с λ приблизительно, как $(1/\lambda)$ (рис. 15).

На рис. 16 приведены зависимости $\tilde{Q}(\alpha)$, $\tilde{U}(\alpha)$, $\tilde{I}(\alpha)$ и $\tilde{T}_{A \text{ ПОЛ}}(\alpha)^{++}$. Степень поляризации при смещении диаграммы направленности в пределах $\pm 2'$ от центра источника равна $(0,1 + 0,2)\%$ и возрастает до значения $\sim 5\%$ при смещении диаграммы на $\pm 4'$ от центра Кассиопеи А.

⁺) Хорошее соответствие измеренного значения χ_{Σ} (13 см) для Тельца А полученным ранее на других волнах значениям позиционного угла (см. рис. 13) свидетельствует о том, что антенная система не вносит существенных искажений позиционного угла, т.е., что $M_{23}, M_{32} \approx 0$ (см. выражение (2)).

⁺⁺) Были сделаны три записи параметра \tilde{Q} (одна из них без \tilde{I}), четыре записи \tilde{U} без \tilde{I} и одна запись \tilde{I} .

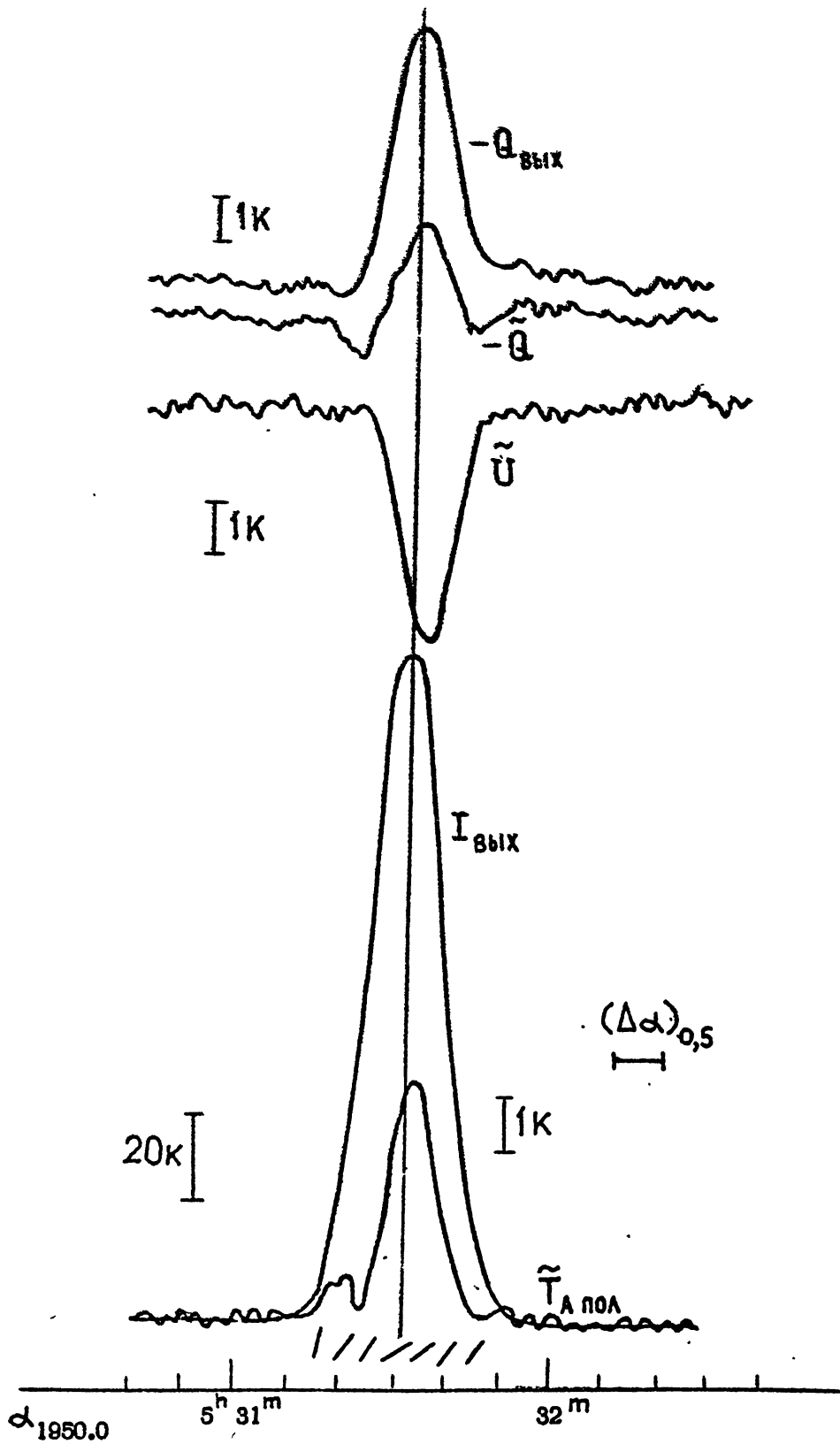


Рис. 14. Измеренные характеристики радиоизлучения Теллура А на волне 13 см.

Величина \tilde{m}_{21} на высоте кульминации Крабовидной туманности была принята равной $2,3\% \pm 0,15\%$. Из рис. 14 следует, что ширина поляризованной части источника на уровне 0,5 в 1,5 раза меньше, чем ширина самого источника, и, что максимум поляризации смещен к востоку по отношению к максимуму интенсивности примерно на $30''$. Оба эти обстоятельства отмечались еще в работе [48], где было впервые получено одномерное распределение линейной поляризации радиоизлучения Тельца А на волне 3,2 см, и в [51], где оно было получено на волне 21,2 см. Степень поляризации в той части источника, где $\tilde{T}_{A \text{ ПОЛ}} \geq 0,5 \tilde{T}_{A \text{ ПОЛ макс}}$, изменяется от 1,7 до 3,3%, а позиционный угол от 120° до 128° . На волне 21,2 см эти величины соответственно равны $(1,5 + 2,5)\%$ и $(75 + 81)^\circ$ [51]. Из сравнения величины степени поляризации в центральной части Крабовидной туманности на волнах 13 и 21,2 см следует, что деполаризация слаба, т.к. $\rho \propto \lambda^{-0,4}$ (заметим, однако, что разрешение на волне 21,2 см вдвое лучше, чем в наших измерениях). Степень поляризации во вторичном максимуме поляризованной компоненты к западу от основного равна 2,0%, а позиционный угол 173° . На волне 21,2 см эти величины соответственно равны 1,9% и 132° [51], т.е. деполаризация весьма мала. Степень поляризации интегрального радиоизлучения Крабовидной туманности на волне 13 см равна $2,1\% \pm 0,45\%$, а позиционный угол $\chi_\Sigma = 127^\circ \pm 10^\circ$. Из имеющихся данных следует, что в диапазоне $\lambda \geq 13$ см степень поляризации интегрального радиоизлучения Тельца А уменьшается с ростом λ приблизительно, как λ^{-1} .

д. К а с с и о п е и А

Распределение линейно-поляризационного радиоизлучения Кассиопеи А исследовалось в ряде работ, [31, 35, 51, 54-56]. Наблюдения на волнах 1,55 см [31] и 9 мм [35] показали, что направление магнитного поля в картинной плоскости близко к радиальному, поэтому степень поляризации интегрального радиоизлучения Кассиопеи А весьма мала (см. табл. 9). Имеющиеся данные свидетельствуют о том, что степень поляризации интегрального радиоизлучения Кассиопеи А изменяется с λ приблизительно, как $(1/\lambda)$ (рис. 15).

На рис. 16 приведены зависимости $\tilde{Q}(\alpha)$, $\tilde{U}(\alpha)$, $\tilde{I}(\alpha)$ и $\tilde{T}_{A \text{ ПОЛ}}(\alpha)^{++}$. Степень поляризации при смещении диаграммы направленности в пределах $\pm 2'$ от центра источника равна $(0,1 + 0,2)\%$ и возрастает до значения $\sim 5\%$ при смещении диаграммы на $\pm 4'$ от центра Кассиопеи А.

⁺) Хорошее соответствие измеренного значения χ_Σ (13 см) для Тельца А полученным ранее на других волнах значениям позиционного угла (см. рис. 13) свидетельствует о том, что антенная система не вносит существенных искажений позиционного угла, т.е., что $M_{23}, M_{32} \approx 0$ (см. выражение (2)).

⁺⁺) Были сделаны три записи параметра \tilde{Q} (одна из них без \tilde{I}), четыре записи \tilde{U} без \tilde{I} и одна запись \tilde{I} .

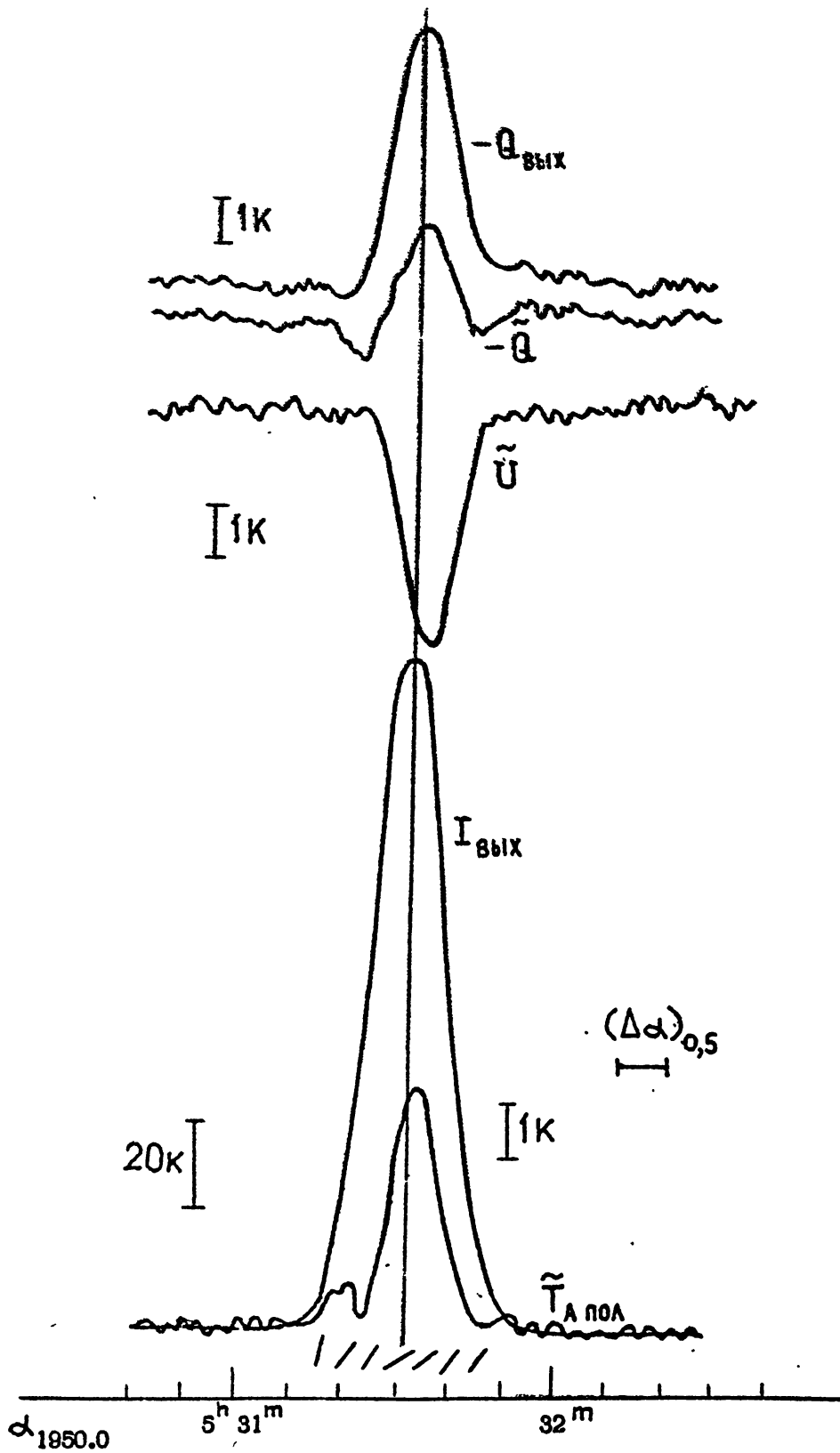


Рис. 14. Измеренные характеристики радиоизлучения Теллура А на волне 13 см.

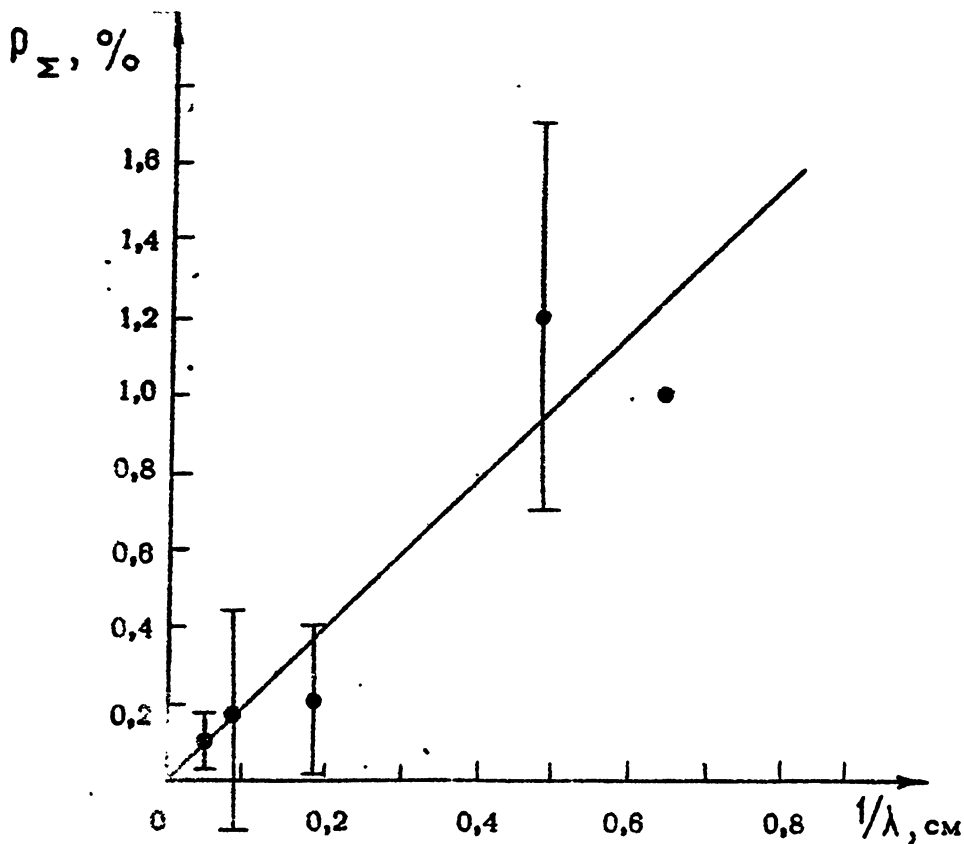


Рис. 15. Зависимость степени поляризации интегрального радиоизлучения Кассиопеи А от $1/\lambda$.

Таблица 9

Длина волны, см	Степень поляризации, %	Позиционный угол, град	Цитированные работы
1,55	1	31	[31]
2,07	$1,2 \pm 0,5$	41 ± 11	[57]
5,08	$0,3 \pm 0,3$		[40]
5,31	$0,2 \pm 0,2$		[40]
5,58	$0,3 \pm 0,2$		[40]
13	$0,16 \pm 0,28$	107 ± 46	Настоящая работа
21,16	$0,11 \pm 0,07$	116 ± 45	[51]

В табл. 10 представлены значения позиционных углов плоскостей поляризации радиоизлучения, взятые из одномерных распределений на волнах 1,55 см [31], 13 см и 21,16 см [51] и вычисленные по ним значения χ_0 и R .

Отметим, что значения позиционных углов на волне 13 см уменьшены на 180° , а на волне 21,16 см - на 360° . Основанием для этого является тот факт, что позиционные углы на волне 6 см меньше, чем на 1,55 см в среднем на $25 \pm 5^\circ$, что соответствует минималь-

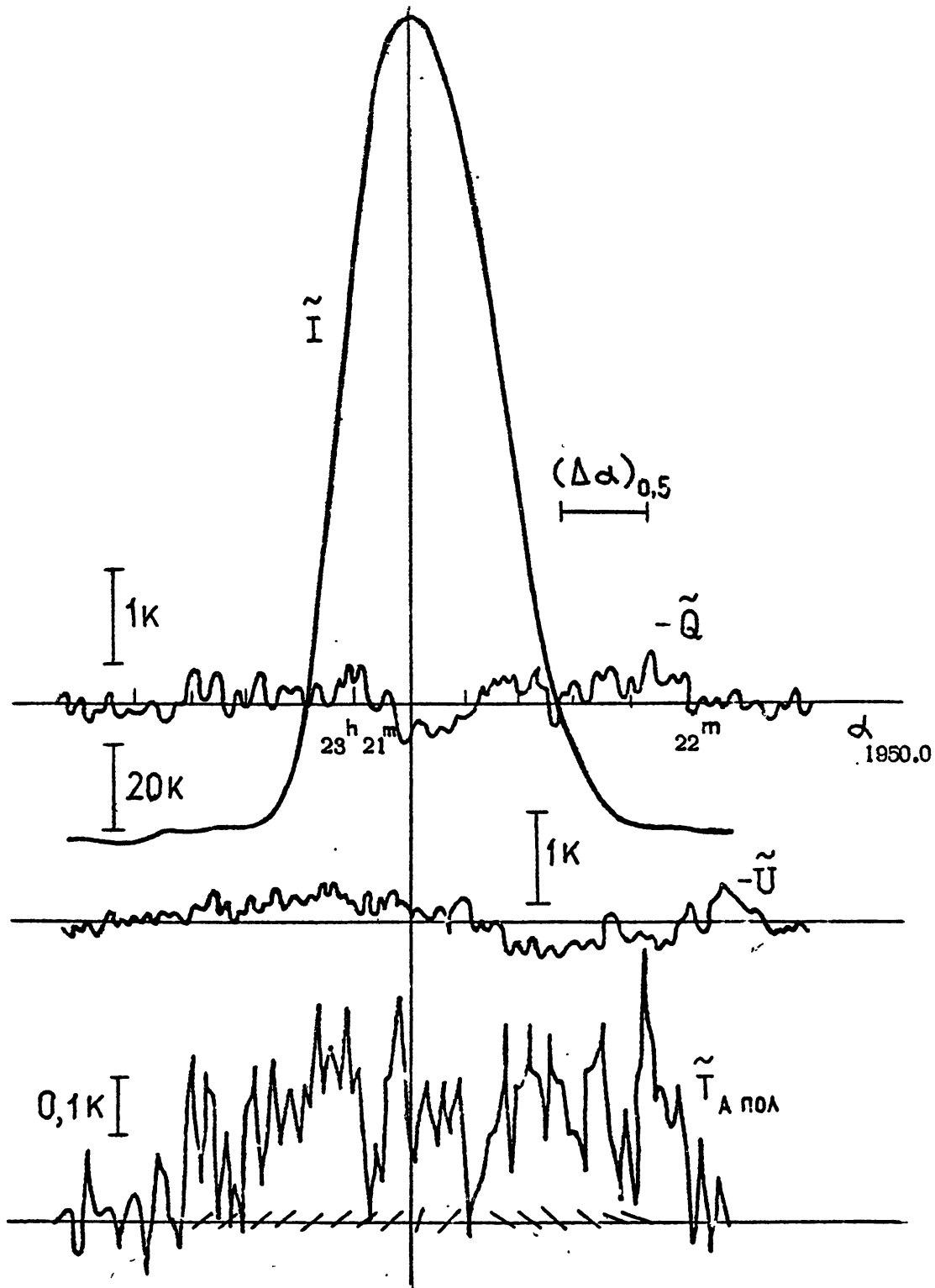


Рис. 16. Измеренные характеристики радиослучения Кассиопеи А на волне 13 см.

Расстояние от центра	Позиционный угол, град			χ_0 , град	R , рад/м ²
	1,55 см	13 см	21,16 см		
2,4 E	1	76	150	- 8 \pm 18	- 81 \pm 12
1,6 E	9	145	145	26 \pm 28	- 90 \pm 18
0,8 E	58	155	120	71 \pm 20	-119 \pm 13
0,0	77	158	110	88 \pm 16	-130 \pm 10
0,8 W	53	123	100	58 \pm 5	-123 \pm 3
1,6 W	21	120	85	35 \pm 21	-118 \pm 13
2,4 W	5	126	60	29 \pm 39	-123 \pm 24

ной по абсолютной величине мере вращения -130 рад/м² [55]. Собственные значения позиционных углов, приведенные в табл. 10, согласуются с радиальной структурой магнитного поля в Кассиопее А [31, 35], а значения меры вращения близки к полученным в [55]. Мера вращения интегрального радиоизлучения Кассиопеи А по данным на волнах 2,07 см ($41^\circ \pm 11^\circ$) [57], 13 см ($-73^\circ \pm 46^\circ$) и 21,16 см ($-244^\circ \pm 45^\circ$) [51] равна (-113 ± 3) рад/м² при собственном позиционном угле $44 \pm 2^\circ$.

В [55] из отсутствия существенной деполяризации при переходе от волны 1,55 см к волне 6 см делается вывод о малости фарадеевского вращения в Кассиопее А. Таким образом, мера вращения обусловлена межзвездной средой. Действительно, при расстоянии до источника 2,8 клк [58] имеем при $R = 113$ рад/м² из (5) $N_e B_{||} = 5 \cdot 10^{-2}$, что обеспечивается при типичных значениях продольной компоненты магнитного поля $B_{||} = 2$ мкГс и электронной концентрации $N_e \sim 0,03$ см⁻³.

4. Обсуждение результатов измерений

Проведенные нами измерения подтвердили существование поляризованной области на юго-западной периферии радиогало Девы А, обнаруженной в [8]. Фарадеевское вращение плоскости поляризации радиоизлучения этой области легко объясняется наличием рентгеновского источника вокруг М 87 с электронной концентрацией в нем $\sim 0,006$ см⁻³ и магнитным полем $B_{||} \sim 0,13$ мкГс. Полученное значение позиционного угла на волне 13 см позволило разрешить неопределенность в значениях позиционного угла на волнах длиной ≥ 18 см и определить меру вращения по значениям позиционного угла в диапазоне $(4800 + 958)$ МГц $R_{\Sigma} = (59 \pm 4)$ рад/м².

Измерение поляризации радиоизлучения западной компоненты Лебедя А на волне 13 см позволило более точно, чем в предшествующих работах, определить меру вращения плоскости поляризации ее радиоизлучения $R_{\Sigma W} = (97 \pm 19)$ рад/м², поскольку ранее для этой цели

использовались лишь данные на волнах $\lambda \leq 6,4$ см.

Степень поляризации интегрального радиоизлучения западной компоненты Лебеда А и интегрального радиоизлучения Девы А уменьшается на достаточно длинных волнах приблизительно, как λ^{-1} . Такой закон $\bar{P}_{\Sigma}(\lambda)$ имеет место в рамках статистической модели источника, состоящего из большого числа ячеек с квазиоднородным магнитным полем, направление которого хаотически меняется от ячейки к ячейке, а степень поляризации в каждой из них зависит от длины волны вследствие эффекта Фарадея по закону $|\sin \varphi_i / \varphi_i|$ или $e^{-\varphi_i^2}$, где φ_i — угол поворота плоскости поляризации радиоизлучения при прохождении ячейки [59]. В рамках этой же модели эффективная мера вращения плоскости поляризации интегрального излучения в самом источнике равна нулю. Если деполаризация в среде между источником и наблюдателем отсутствует, а ее влияние сводится лишь к вращению плоскости поляризации, то (на достаточно длинных волнах) $\bar{P}_{\Sigma}(\lambda) \propto \lambda^{-1}$, а $\chi_{\Sigma}(\lambda) = \chi_{\Sigma 0} + R_{\Sigma} \lambda^2$, что и имеет место для Девы А и западной компоненты Лебеда А.

Степени поляризации радиоизлучения компонент центрального источника радиогалактики Центавр А меняются с длиной волны неодинаково. Закон убывания степени поляризации $P_{\Sigma W}$ радиоизлучения западной компоненты при $\lambda \geq 8$ см существенно более медленный, чем λ^{-1} , а степень поляризации $P_{\Sigma E}$ радиоизлучения восточной компоненты в том же диапазоне изменяется немонотонно. Полученные нами значения соответствующих позиционных углов $\chi_{\Sigma W}$ и $\chi_{\Sigma E}$ являются, насколько нам известно, самыми длинноволновыми. Расширение диапазона позволило точнее определить меры вращения, особенно западной компоненты. Как и в случае Лебеда А, меры вращения компонент Центавра А существенно различны, причем в обоих случаях менее поляризованная компонента (восточная в Лебеде А, западная в Центавре А) имеет большую меру вращения.

Степень поляризации интегрального радиоизлучения остатка сверхновой Кассиопея А изменяется приблизительно как $1/\lambda$ во всем диапазоне длин волн, для которого известны значения степени поляризации (см. табл. 9 и рис. 15), в то время как у Крабовидной туманности этот закон приблизительно выполняется при $\lambda \geq 13$ см. Радиальная в картинной плоскости структура магнитного поля Кассиопея А позволяет, по-видимому, считать условия рассмотренной в [59] модели дискретного источника выполненными, чего нельзя сказать о Крабовидной туманности, магнитное поле которой носит упорядоченный характер, особенно в центральной области [60].

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Н.Парийскому, Д.В.Королькову, Н.С.Соболевой, А.Б.Берлину, Е.Е.Спангенбергу, М.Г.Миягалиеву, С.А.Трушкину, С.Ю.Юсуповой, Л.Шариповой, В.Г.Архипгельскому, В.Д.Вьюгину, Л.А.Добрушскому за содействие в выполнении настоящей работы.

П р и л о ж е н и е

Учет влияния протяженности и частичной линейной поляризации калибровочных источников

1. Рассмотрим задачу о влиянии конечного углового размера неполяризованного источника на результаты измерения инструментальной линейной поляризации антенны с "ножевой" диаграммой направленности (ДН). Аналогичная задача, касающаяся измерения ДН антенны по мощности (т.е. элемента M_{11} матрицы Мюллера антенны [1]), рассмотрена, например, в [61]. Компоненты вектора Стокса радионезлучения на выходе антенны в случае прохождения протяженного источника через неподвижную ДН можно записать в виде

$$I_{\text{вых}}(t) = \tilde{M}_{11}(t)S, \quad Q_{\text{вых}}(t) = \tilde{M}_{21}(t)S, \quad U_{\text{вых}}(t) = \tilde{M}_{31}(t)S, \quad (\text{п.1})$$

где

$$\tilde{M}_{ij}(t) \equiv \tilde{M}_{ij}[x_i(t), y_i(t)] = \frac{\int_{\Omega_i} M_{ij}(x, y) I(x - x_i, y - y_i) dx dy}{\int_{\Omega_i} I(\xi, \eta) d\xi d\eta}$$

— сглаженное источником сечение элемента $M_{ij}(x, y)$ матрицы Мюллера антенны, $I(\xi, \eta)$ — распределение интенсивности по источнику, x, y и ξ, η — угловые декартовы системы координат, начало которых совпадает соответственно с электрической осью антенны и центром источника, причем оси x и ξ направлены по вертикали, $S = \int_{\Omega_i} I(\xi, \eta) d\xi d\eta$ — плотность потока радионезлучения источника, $x_i(t), y_i(t)$ — траектория движения источника, t — часовой угол, Ω_i — угловые размеры источника.

При проведении измерений степени поляризации и позиционного угла плоскости поляризации радионезлучения источников достаточно знания матрицы Мюллера радиотелескопа с точностью до некоторого множителя (величина которого в случае проведения абсолютных измерений определяется обычно при калибровке радиотелескопа). Поэтому запишем выражения для нормированных сглаженных источником величин $\tilde{m}_{ij}(x_i, y_i)$, которые при "ножевой" ДН сводятся к одномерным интегралам антенного сглаживания:

$$\tilde{m}_{11}(x_i, y_i) \equiv \frac{\tilde{M}_{11}(x_i, y_i)}{\tilde{M}_{11}(0, 0)} = \frac{\int_{\Delta y_i} \tilde{M}_{11}(x_i, y) I_2(y - y_i) dy}{\int_{\Delta y_i} \tilde{M}_{11}(0, y) I_2(y) dy} = \frac{I_{\text{вых}}(t)}{I_{\text{вых}}(0)},$$

$$\tilde{m}_{21}(x_i, y_i) \equiv \frac{\tilde{M}_{21}(x_i, y_i)}{\tilde{M}_{11}(0, 0)} = \frac{\int_{\Delta y_i} \tilde{M}_{21}(x_i, y) I_2(y - y_i) dy}{\int_{\Delta y_i} \tilde{M}_{11}(0, y) I_2(y) dy} = \frac{Q_{\text{вых}}(t)}{I_{\text{вых}}(0)}, \quad (\text{п.2})$$

$$\tilde{m}_{31}(x_n, y_n) \equiv \frac{\tilde{M}_{31}(x_n, y_n)}{\tilde{M}_{11}(0,0)} = \frac{\int_{\Delta y_n} \tilde{M}_{31}(x_n, y) I_2(y - y_n) dy}{\int_{\Delta y_n} \tilde{M}_{11}(0, y) I_2(y) dy} = \frac{U_{\text{вых}}(t)}{I_{\text{вых}}(0)},$$

где

$$\tilde{M}_{ij}(x_n, y) = \frac{\int_{\Delta x_n} M_{ij}(x, y) I_1(x - x_n) dx}{\int_{\Delta x_n} I_1(x) dx} \approx M_{ij}(x_n, y),$$

$\Delta x_n, \Delta y_n$ - угловые размеры источника в вертикальной и горизонтальной плоскостях.

При выводе выражений (П.2) предполагалось, что $J(\xi, \eta) = I_1(\xi)I_2(\eta)$, а ширина ДН в вертикальной плоскости значительно превышает соответствующий эффективный угловой размер источника.

Из (П.2) видно, что характер искажений, вносимых сглаживанием, существенно зависит от пространственной структуры элементов $M_{11}(x, y), M_{21}(x, y), M_{31}(x, y)$. В свою очередь последние однозначно определяется формой амплитудно-фазовых ДН антенны на основных (T_{xx}, T_{yy}) и кроссполаризованных (T_{yx}, T_{xy}) компонентах [1]

$$M_{11} = \frac{1}{2} \left[(|T_{xx}|^2 + |T_{yy}|^2) + (|T_{yx}|^2 + |T_{xy}|^2) \right] = M_{11}^{\text{осн}} + M_{11}^{\text{кр}},$$

$$M_{21} = \frac{1}{2} \left[(|T_{xx}|^2 - |T_{yy}|^2) + (|T_{yx}|^2 - |T_{xy}|^2) \right] = M_{21}^{\text{осн}} + M_{21}^{\text{кр}}, \quad (\text{П.3})$$

$$M_{31} = \frac{1}{2} \text{Re}(T_{xx} T_{yx}^* + T_{xy} T_{yy}^*) = \frac{1}{2} \left[(|T_{xx}'|^2 - |T_{yy}'|^2) - (|T_{yx}'|^2 - |T_{xy}'|^2) \right] = M_{31}^{\text{осн}} + M_{31}^{\text{кр}},$$

где $T_{xx}', T_{yy}', T_{yx}', T_{xy}'$ - амплитудно-фазовые ДН на основных и кроссполаризованных компонентах в системе координат x', y' , повернутой на 45° против часовой стрелки относительно x, y .

В случае идеальной антенны, у которой ДН на основных поляризациях идентичны, а кроссполаризация отсутствует,

$$|T_{xx}(x, y)|^2 = |T_{yy}(x, y)|^2 = F\left(\frac{x}{x_0}, \frac{y}{y_0}\right) \equiv F(X, Y), \quad T_{xy}(x, y) = T_{yx}(x, y) = 0, \quad (\text{П.4})$$

где $F(x/x_0, y/y_0)$ - ДН по мощности, x_0, y_0 - ширины ДН, $X \equiv x/x_0, Y \equiv y/y_0$ - нормированные угловые координаты.

При этом матрица Мюллера диагональна, в частности, $M_{11} = F(x/x_0, y/y_0), M_{21} = M_{31} = 0$.

У реальной антенны, обладающей несовершенствами, ДН не удовлетворяют условиям (П.4). Но в случае малых несовершенств можно записать

$$|T_{xx}(x,y)|^2 = (1 + \alpha_G) F \left[(1 - \alpha_3) (x/x_0 - \alpha_x), (1 + \alpha_3) y/y_0 \right],$$

$$|T_{yy}(x,y)|^2 = (1 - \alpha_G) F \left[(1 + \alpha_3) (x/x_0), (1 - \alpha_3) (y/y_0 - \alpha_y) \right], \quad (П.5)$$

где малые величины $\alpha_G, \alpha_3, \alpha_x, \alpha_y$ ($\alpha_i \ll 1$) описывают искажения ДН на основных поляризациях, обусловленные различными несовершенствами антенны. Величина α_G характеризует "вариации" осевого усиления антенны при изменении ее поляризации. Вариации усиления могут быть вызваны несовершенствами облучателя (асимметрия ДН относительно поляризации), зеркала (погрешности поверхности, форма раскрыва, щели между щитами и др.), рассеянием на окружающих антенну предметах (тягах, земле и пр.). Величина α_3 обусловлена "эллиптичностью" сечения ДН облучателя (при идеальной зеркальной системе). Величины α_x, α_y описывают "перекос" электрической оси антенны относительно ее геометрической оси (при идеальном зеркале с вертикальной и горизонтальной симметрией), ко зрые при переключении поляризации антенны приводит к сканированию ДН. Причиной "перекоса" может быть поперечное смещение фазового центра облучателя из фокуса зеркала (например, в случае облучателя в виде открытого конца круглого волновода - из-за наличия паразитной моды E_{01}).

Разлагая (П.5) в ряд по α_i , после подстановки (П.5) в (П.3) и учета только членов первого порядка малости можно получить

$$M_{11}^{осн} \approx F(X,Y) - \frac{1}{2} \left[F'_x(X,Y) \alpha_x + F'_y(X,Y) \alpha_y \right],$$

$$M_{21}^{осн} \approx M_{21}^G + M_{21}^3 + M_{21}^n, \quad (П.6)$$

где

$$M_{21}^G = \alpha_G F(X,Y) \approx \alpha_G M_{11}^{осн}, \quad M_{21}^3 = \alpha_3 \left[F'_y(X,Y) Y - F'_x(X,Y) X \right],$$

$$M_{21}^n = \frac{1}{2} \left[\alpha_y F'_y(X,Y) - \alpha_x F'_x(X,Y) \right] = \frac{1}{2} \alpha_n \left[F'_y(X,Y) - F'_x(X,Y) \right], \quad (П.7)$$

если $\alpha_x = \alpha_y = \alpha_n$.

Как показывает анализ, влиянием кроссполяризации на элементы M_{11} и M_{21} для зеркальных антенн в большинстве случаев можно пренебречь. Это оправдано либо малостью кросс-поляризации ($|T_{xy}|^2, |T_{yx}|^2 \ll |T_{xx}|^2 - |T_{yy}|^2$), либо ее идентичностью для двух ортогональных поляризаций ($|T_{xy}|^2 = |T_{yx}|^2 \ll |T_{xx}|^2, |T_{yy}|^2$). Поэтому выражение (П.3) можно переписать в виде

$$M_{11} \approx M_{11}^{осн}, \quad M_{21} \approx M_{21}^G + M_{21}^3 + M_{21}^n \quad (П.3а)$$

Что же касается элемента M_{31} , то в антеннах, обладающих симметрией относительно вертикальной плоскости, элемент $M_{31}(x,y)$ в случае "ножевой" ДН близок к нулю в довольно

широкой области углов (для которой $|x| \ll x_0$), в частности в области вблизи горизонтального сечения ДН, которая обычно представляет наибольший интерес.

Поскольку для синфазной апертуры $F(x, y)$ - симметричная функция, то как следует из (П.7), представление $M_{21}(x, y)$ в форме (П.3,а) является разложением ее на осевую симметричную $M_{21}^G(x, y)$, внеосевую симметричную $M_{21}^3(x, y)$ и внеосевую антисимметричную $M_{21}^n(x, y)$ функции.

Искажения, вносимые сглаживанием (П.2), будут различными для разных составляющих инструментальной поляризации $M_{21}(x, y)$. Поэтому рассмотрим их отдельно, аппроксимируя ДН антенны и распределение интенсивности по источнику двумерными функциями Гаусса:

$$F(x, y) = \exp[-(x^2 + y^2)],$$

$$I_2 = I_0 \exp\left[-\left(\frac{\eta}{\eta_0}\right)^2\right] = e^{-z^2}, \quad (\text{П.8})$$

где η_0 - горизонтальный угол ой размер источника, $z = \eta/\eta_0$, $X = x/x_0$, $Y = y/y_0$.

В этом случае

$$M_{11} = m_{11} = \exp[-(x^2 + y^2)],$$

$$M_{21}^G = m_{21}^G = \alpha_G \exp[-(x^2 + y^2)],$$

$$M_{21}^3 = m_{21}^3 = 2\alpha_3(x^2 + y^2)\exp[-(x^2 + y^2)],$$

$$M_{21}^n = m_{21}^n = \alpha_n(x - y)\exp[-(x^2 + y^2)]. \quad (\text{П.9})$$

а) Составляющая $M_{21}^G(x, y)$.

Подставляя два первых выражения из (П.9) в (П.2) и заменяя пределы интегрирования на $\pm \infty$ (что приведет к пренебрежимо малым погрешностям), получим

$$\tilde{m}_{11} = \exp\left\{-\left[X_{и}^2 + \left(\frac{1}{K} Y_{и}\right)^2\right]\right\}, \quad \tilde{m}_{21}^G = \alpha_G \exp\left\{-\left[X_{и}^2 + \left(\frac{1}{K} Y_{и}\right)^2\right]\right\}, \quad (\text{П.10})$$

где $X_{и} = x_{и}/x_0$, $Y_{и} = y_{и}/y_0$, $K = \left(\frac{1 + \beta^2}{\beta^2}\right)^{1/2}$, $\beta = y_0/\eta_0$ - отношение ширины ДН антенны к угловому размеру источника.

Из сравнения (П.10) и (П.9) видно, что сглаживание приводит к одинаковому искажению элементов $m_{11}(x, y)$ и $m_{21}^G(x, y)$, сводящемуся к уширению кривых в горизонтальной плоскости в K раз. Осевая инструментальная поляризация при этом сохраняется, т.е. $\tilde{m}_{21}^G(0,0) = m_{21}^G(0,0) = \alpha_G$.

б) Составляющая $M_{21}^3(x, y)$.

Используя первое и третье выражения из (П.9) и (П.2), можно получить

$$\tilde{m}_{21}^3 = 2\alpha_3 \left\{ X_{и}^2 - \left[\frac{1}{2} \frac{K^2 - 1}{K^2} + \left(\frac{1}{K} Y_{и}\right)^2 \right] \right\} \exp\left\{-\left[X_{и}^2 + \left(\frac{1}{K} Y_{и}\right)^2\right]\right\}. \quad (\text{П.11})$$

Сравнение (П.11) и (П.9) показывает, что сглаживание приводит не только к уширению кривых $m_{21}^3(x, y)$ в K раз в горизонтальной плоскости, но и к появлению осевой инструментальной поляризации с максимумом, равным

$$\tilde{m}_{21}^3(0,0) = \frac{\alpha_3}{1+\beta^2} = \frac{e}{2} \frac{1}{1+\beta^2} m_{21}^3(0, y)_{\max}, \quad (\text{П.12})$$

который при большой протяженности источника ($\beta^2 \ll 1$) превышает величину $m_{21}^3(0, y)_{\max}$ в 1,35 раза.

Запишем выражение для "остаточной" внесосевой инструментальной поляризации \tilde{m}_{21}^3 , обусловленной "эллиптичностью" сечения ДН облучателя, которая определяется вычитанием из \tilde{m}_{21}^3 осевой инструментальной поляризации $\tilde{m}_{21}^3(0,0) \tilde{m}_{11}$

$$\tilde{m}_{21}^3 = 2\alpha_3 \left[X_{и}^2 - \left(\frac{1}{K} Y_{и} \right)^2 \right] \exp \left\{ - \left[X_{и}^2 + \left(\frac{1}{K} Y_{и} \right)^2 \right] \right\} \quad (\text{П.13})$$

Из (П.13) и (П.9) видно, что сглаживание источником приводит к уширению кривой "остаточной" внесосевой инструментальной поляризации в K раз и уменьшению ее максимума в K^2 раз.

в) Составляющая $M_{21}^n(x, y)$.

Подставляя первое и четвертое выражение из (П.9) в (П.2) и проводя интегрирование, получим

$$\tilde{m}_{21}^n = \alpha_n \left[X_{и} - \frac{1}{K} \left(\frac{1}{K} Y_{и} \right) \right] \exp \left\{ - \left[X_{и}^2 + \left(\frac{1}{K} Y_{и} \right)^2 \right] \right\}, \quad (\text{П.14})$$

откуда после сравнения с (П.9) видно, что сглаживание приводит к уширению кривой $m_{21}^n(x, y)$ в K раз в горизонтальной плоскости и уменьшению ее максимума в K раз.

Зависимости $K(\beta)$, $K^2(\beta)$, $K^{-1}(\beta)$, $K^{-2}(\beta)$ приведены на рис. 17.

2. Учет теперь возможную линейную поляризацию Девы А и Лебеда А на волне 13 см. Как уже отмечалось выше, имеются сведения о наличии небольшой линейной поляризации в Деве А [8] и Лебеде А [2] на волне 11 см, близкой к волне 13 см. Поскольку точные данные о поляризации радиоизлучения этих источников на волне 13 см не известны, то определе-
 нде по ним инструментальной поляризации с погрешностью $\ll 1\%$ казалось бы невозможно. Тем не менее, задача оказывается разрешимой, если учесть некоторую априорную информа-
 цию об источниках и элементах матрицы Мюллера антенны. Дело в том, что распределение поляризации в Деве А и Лебеде А неоднородно и имеются области, где ею можно пренебречь. Если угловые размеры этих неполяризованных областей несколько больше ширины ДН радиотелескопа, то их можно использовать в качестве калибровочных для определения инструмен-
 тальной поляризации, учитывая, естественно, эффекты, связанные с протяженностью этих

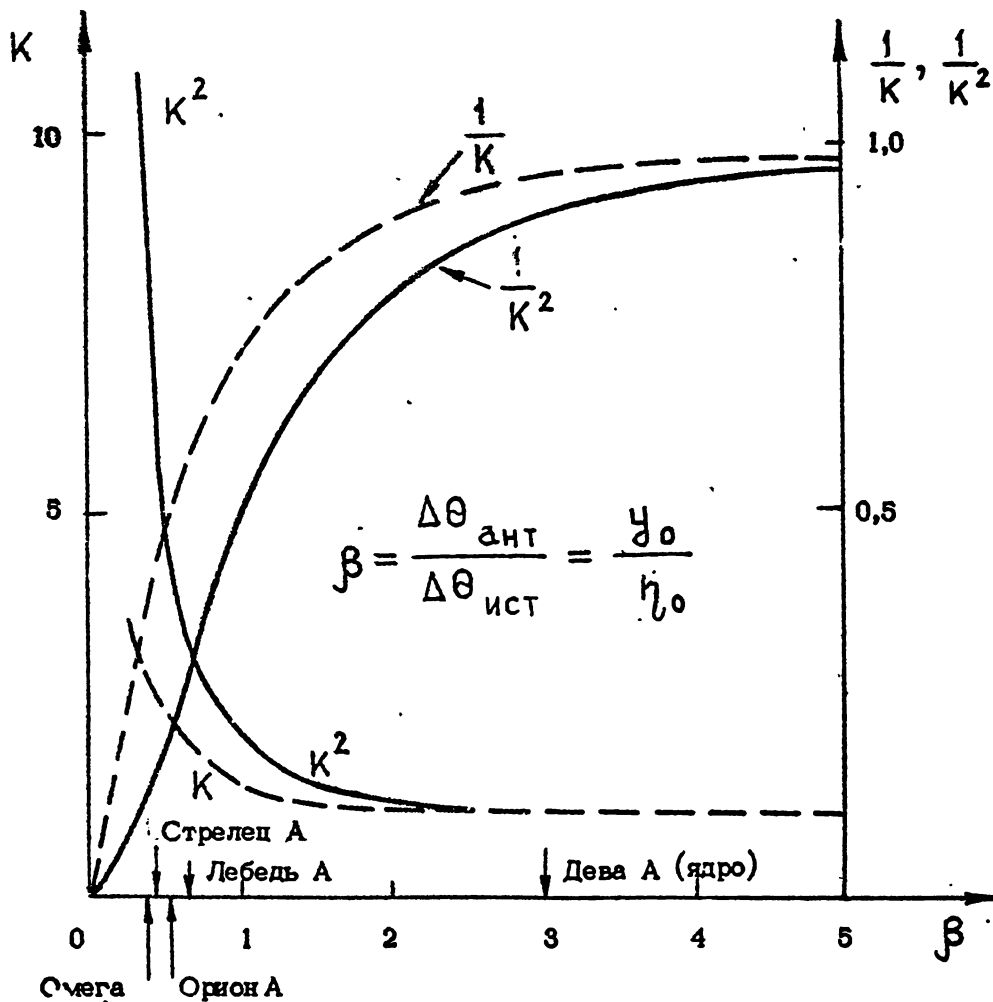


Рис. 17. Зависимость коэффициентов K , K^2 , $1/K$, $1/K^2$ от β .

областей. При этом оказывается возможным найти и распределение поляризованного радиоизлучения по всему источнику.

В работе [8] приведены результаты измерений линейной поляризации радиоизлучения Девы А с помощью 100-метрового радиотелескопа в Эффельсберге на волнах 6,2 и 11,1 см с ДН, шириной соответственно 2,6 и 4,8. Поляризация, наблюдавшаяся в центре Девы А, неотличима от той, которая наблюдалась от точечных неполяризованных радиоисточников как инструментальная^{*)}. Из рис. 4 следует, что в наших измерениях $U_{\text{вых}}(t=0) \approx 0$, что с учетом пренебрежимо малого значения M_{31} также свидетельствует об эффективности действия деполаризующих факторов при наблюдении центральной области Девы А с ДН, шириной $\sim 2' + 4'$. Поэтому, будем считать, что выходные параметры Стокса во время кульминации

^{*)} Отсутствие поляризации в центре Девы А на волне 6,2 см [8] противоречит результатам наблюдений на волне 6 см с помощью 64-метрового радиотелескопа в Парксе [10], согласно которым степень поляризации равна $(1,3 \pm 0,3)\%$. Отсутствие поляризации на волне 11,1 см [8] согласуется с выводами [16], но противоречит результату работы [11], согласно которой на той же волне степень поляризации интегрального радиоизлучения центральной области Девы А равна $(1,0 \pm 0,2)\%$.

Девы А удовлетворяют уравнениям (П.1) в пределах ширины ДН радиотелескопа. Используя измеренные значения $I_{\text{вых}}(t)$, $Q_{\text{вых}}(t)$ и $U_{\text{вых}}(t)$, получим из (П.2) значения $\tilde{m}_{21}(0) = -2,12\% \pm 0,10\%$, $\tilde{m}_{21}^3(0) \approx 0$, указанные в табл. 3. Анализ кривой $\tilde{m}_{21}^3(t)$ (рис. 4) показывает, что с погрешностью $< 0,1\%$ она не содержит составляющих внеосевой инструментальной поляризации, обусловленных "эллиптичностью" ($\tilde{m}_{21}^3(t) \approx 0$) и "перекосом" ($\tilde{m}_{21}^n(t) \approx 0$). Как следует из рис. 17, влияние конечных размеров ядра Девы А на величину $\tilde{m}_{21}^3(t)$ и $\tilde{m}_{21}^n(t)$ мало (например, ослабления для $\max\{\tilde{m}_{21}^3(t)\}$ и $\max\{\tilde{m}_{21}^n(t)\}$ с учетом гало не превышают соответственно 20% и 5%). Отсюда из (П.9) видно, что $\alpha_G \approx 2\%$, а $\alpha_3, \alpha_n < 0,2\%$, т.е. внеосевая инструментальная поляризация пренебрежимо мала по сравнению с осевой. Поэтому можно считать, что инструментальная поляризация южного сектора с плоским отражателем радиотелескопа РАТАН-600 на углах места $h \approx 58^\circ$ носит осевой характер, т.е.

$$m_{21}(t) \approx m_{21}^G(t) = \tilde{m}_{21}(0) m_{11}(t) \equiv m m_{11}(t). \quad (\text{П.15})$$

Поскольку при изменении угла места возникновение элементов m_{21}^3, m_{21}^n маловероятно, то естественно предположить, что равенство (П.15) справедливо для всех углов места. А так как размеры источника практически не влияют на величину $m_{21}^G(0)$ (сравни (П.9) и (П.10)), то исследование инструментальной поляризации в данном случае можно проводить по протяженным источникам.

Кривые $\tilde{I}(\alpha)$, $\tilde{Q}(\alpha)$ и $\tilde{U}(\alpha)$ (см. выражения (2)) для источника Девы А приведены на рис. 4, из которого видно, что западная часть гало источника частично поляризована. Это хорошо согласуется с измерениями поляризации радиоизлучения гало Девы А на волне 11,1 см с помощью 100-метрового радиотелескопа в Эффельсберге [8]. Обсуждение измеренных поляризационных параметров Девы А на волне 13 см проведено в разд.3.

Что же касается источника Лебедь А, то, как видно из рис. 5, параметр \tilde{U} обращается в нуль при $\alpha = 19^\circ 57' 55'' = \alpha_0$. Поэтому для определения величины $m(h = h_{1950.0}^m)$ воспользуемся соотношением (2), полагая $\tilde{Q}(\alpha_0) = 0$, отсюда $m = Q_{\text{вых}}(\alpha_0) / I_{\text{вых}}(\alpha_0)$ Кульм Леб.. Соответствующее значение $m = -2,70\% \pm 0,12\%$ приведено в табл. 3. Кривая $\tilde{Q}(\alpha) = -Q_{\text{вых}}(\alpha) + m I_{\text{вых}}(\alpha)$ изображена на рис. 5. В разделе 3 обсуждены измеренные поляризационные параметры Лебеда А.

Поскольку линейная поляризация в тепловых источниках Омега и Орион А и в Стрельце А отсутствует, то определение по ним величины $m \equiv \tilde{m}_{21}(0)$ не вызывает особых затруднений и осуществляется подстановкой измеренных значений $I_{\text{вых}}(0), Q_{\text{вых}}(0)$ в (П.2). Соответствующие величины m приведены в табл. 3.

Таким образом, проведенные измерения показали, что инструментальная поляризация на южном секторе с плоским отражателем радиотелескопа РАТАН-600 на волне 13 см имеет в основном осевой характер (т.е. обусловлена вариациями осевого усиления радиотелескопа при переключении поляризации) и соответствует горизонтальной поляризации ($m \equiv \tilde{m}(0)$)

<0). Зависимость η от высоты h немонотонная (рис. 6).

Л и т е р а т у р а

1. Псепкина Н.А., Корольков Д.В., Парийский Ю.Н. Радиотелескопы и радиометры. - М.: Наука, 1973.
2. Tabara H., Inoue M. - Astron.Astrophys.Suppl.Ser., 1980, v.39,
3. Eichendorf W., Reinhardt M. Zeszyty naukowe uniwersytetu Jagiellonskiego DLXX, Acta cosmologica z.9,7, 1980. ^{p.379.}
4. Reifenstein E.C., Wilson T.L., Burke B.F., Mezger P.G., Altenhoff W.J. - Astron.Astrophys., 1970, v.4, p.357.
5. Klein M.O., Stelzried C.T. - Astron.J., 1976, v.81, p.1078.
6. Baars J.W.M., Genzel R., Pauliny-Toth I.I.K., Witzel A. - Astron.Astrophys., 1977, v.61, p.99.
7. Mitton S., Ryle M. - Mon.Not.Roy.Astron.Soc., 1969, v.146,
8. Andernach H., Baker J.R., von Kap-Herr A., Wielebinski R. - Astron.Astrophys., 1979, v.74, p.93. ^{p.221.}
9. Ekers R.D., Goss W.M., Schwarz U.J., Downes D., Rogstad D. H. - Astron.Astrophys., 1975, v.43, p.159.
10. Gardner F.F., Whiteoak J.B., Morris D. - Austral.J.Phys., 1969, v.22, p.821.
11. De Young D.S., Hogg D.E., Wilkes C.T. - A.J., 1979, v.228, p.43.
12. Разин В.А., Хрулев В.В., Федоров В.Т., Волохов С.А. Мельников А.А., Пасека А.М., Пупыгина Л.В. - Изв.вузов - Радиофизика, 1988, т. 11, с. 1961.
13. Космические данные, июль - август 1980 г. - М., 1981.
14. Berge G.L., Seielstad G.A. - Astrophys.J., 1967, v.148, p.367.
15. Morris D., Berge G.L. - Astron.J., 1964, v.69, p.641.
16. Gardner F.F., Morris D., Whiteoak J.B. - Aust.J.Phys., 1969, v.22, p.79.
17. Seielstad G.A., Weiler K.W. - Astroph.J.Suppl., 1969, v.18, p.85.
18. Gardner F.F., Davies R.D. - Aust.J.Phys., 1966, v.19, p.441.
19. Malina R., Lampton M., Bowyer S. - Astrophys.J., 1976, v.209, p.678.
20. Gorenstein P., Fabricant D., Topka K., Tucker W., Harnden F.R. - Astrophys.J.(Letters), 1977, v.216, p.L95.
21. Lea S.M., Silk J., Kellogg E., Murray S. - Astrophys.J.(Letters), 1973, v.211, p.L105.
22. Serlemitsos P.J., Smith B.W., Boldt E.A., Holt S.S., Swank J.H. - Astrophys.J.(Letters), 1977, v.211, p.L63.
23. Dennison B. - Astrophys.J., 1980, v.236, p.761.
24. Turland B.D. - Mon.Not.Roy.Astron.Soc., 1975, v.170, p.281.

25. Forster J.R., Dreher J., Wright M.C.H., Welch W.J.-Astrophys.J., (Letters), 1978, v.221, p.L3.
26. Соболева Н.С., Тимофеева Г.М. - ДАН СССР, 1963, т. 153, с. 555.
27. Гольнев В.Я., Соболева Н.С. - Астроном. ж., 1965, т. 42, с. 694
28. Соболева Н.С. - Астроном. ж., 1966, т. 43, с. 266.
29. Мирковский В.Г., Соболева Н.С., Струков И.А., Фридман П.А. - Астроном. ж., 1973, т.59, с. 897.
30. Schraml J., Turlo Z.,-Astrophys.J.,1967,v.150,p.L15.
31. Mayer C.H.,Hollinger J.P.-Astrophys.J.,1968,v.151,p.53.
32. Hobbs R.W.,Hollinger J.P.-Astrophys.J.,1968,v.154,p.423.
33. Mitton S.,-Monthly Not.Roy.Astron.Soc.,1971,v.153,p.133.
34. Hargrave P.J.,Ryle M.-Mon.Not.Roy.Astr.Soc.,1974,v.166, p.305.
35. Flett A.M.,Henderson C.-Mon.Not.Roy.Astr.Soc.,1979, v.189, p.867.
36. Парицкий Ю.Н., Соболева Н.С. - Письма в Астроном. ж., 1980, т. 6, с. 67.
37. Берлин А.Б., Кореньев Ю.В., Лесовой В.Ю., Парицкий Ю.Н., Смирнов В.И., Соболева Н.С.- Письма в Астроном. ж., 1980, т. 6, с. 470.
38. Dreher J.W. - Astrophys.J., 1979, v.230, p.687.
39. Mayer C.H.,McCullough T.P.,Sloanaker R.M.-Astrophys.J., 1964, v.139, p.248.
40. Hollinger J.P.,Mayer C.H.,Mennella R.A.-Astrophys.J., 1964, v.140, p.656.
41. Seielstad G.A. - Astrophys.J., 1967, v.147, p.24.
42. Morris D., Whiteoak J.B.-Austral.J.Phys.,1968,v.21,p.475.
43. Берлин А.Б., Гольнев В.Я., Есенкина Н.А., Зверев Ю.К., Ипатов А.В., Кайдановский Н.Л., Корольков Д.В., Лавров А.П., Парицкий Ю.Н., Соболева Н.С., Стоцкий А.А., Тимофеева Г.М., Шиврис О.Н. - Письма в Астроном. ж., 1975, т. 1, с. 3.
44. Cooper B.,Price R.,Cole D.-Austral.J.Phys.,1965,v.18,p.589.
45. Seielstad G.A.,Weiler K.W.-Astron.J.,1971,v.76,p.211.
46. Schwarz U.J.,Whiteoak J.B.,Cole D.J.-Aust.J.Phys.,1974,v.27, p.563.
47. Kotanyi G.G.,Ekers R.D.-Astron.Astroph.,1979,v.73,p.L1.
48. Соболева Н.С., Прозоров В.А., Парицкий Ю.Н. - Астроном. ж., 1963, т. 40, с. 3.
49. Удальцов В.А. - Труды физ. инст. им. П.Н.Лебедева АН СССР, 1967, т. 38, с. 103.
50. Wilson A.S.-Mon.Not.Roy.Astron.Soc.,1972,v.157,p.229.
51. Seielstad G.A.,Weiler K.W.-Astrophys.J.,1968,v.154,p.817.
52. Swinbank E.,Pooley G.-Mon.Not.Roy.Astron.Soc.,1979,v.186, p.775.

53. Wright M.C.H., Forster J.R.-Astrophys.J., 1980, v.239, p.873.
54. Downs G.S., Thompson A.R.-Astron.J., 1972, v.77, p.120.
55. Rosenberg I.-Mon.Not.Roy.Astron.Soc., 1970, v.151, p.109.
56. Dickel J.R., Greisen E.W.-Astron.Astrophys., 1979, v.75, p.44.
57. Boland J.W., Hollinger J.P., Mayer C.H., McCullough T.P.-
- Astron.J., 1964, v.69, p.533.
58. Van den Bergh S., Dodd W.W.-Astrophys.J., 1970, v.162, p.485.
59. Разин В.А. Докторская диссертация, Горький, 1971.
60. Woltjer L.-Bull.Astron.Inst.Neth., 1958, v.14, p.39.
61. Кузьмин А.Д., Саломонович А.Е. Радиоастрономические методы измерения параметров антенн. - М.: Сов. Радио, 1964.

Дата поступления
статья 2 июля 1982г.

Виктор Иванович Абрамов

Иван Федорович Белов

Евгений Николаевич Визьякин

Владимир Андреевич Разин

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
НЕСКОЛЬКИХ КОСМИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА
НА ВОЛНЕ 18 CM С РАДИОТЕЛЕСКОПОМ РАТАН-600**

Подписано в печать 24.01.88 МЦ 00813 Формат 60 x 84/8. Бумага множительная. Печать
офсетная. Объем 2,3 усьпечл. Тираж 120. Заказ 2841. Бесплатно.

Горьковский научно-исследовательский радиофизический институт. 603600, Горький, ГСП-51,
ул. Лядова 26/14, т. 88-80-81, д. 5-08.

Отпечатано на ротативе НИРФИ