

523.161

## ГЛОБАЛЬНЫЕ ФАЗОСТАБИЛЬНЫЕ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

**А. Ф. Дравских, Д. В. Корольков, Ю. Н. Парийский,  
А. А. Стоцкий, А. М. Финкельштейн, П. А. Фридман**

### СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	587
1. Независимая интерферометрия . . . . .	589
а) Интерферометрия со сверхдлинными базами. Основные наблюдаемые (589).	
б) Трудности независимой интерферометрии (592).	
2. Научные задачи, требующие высокого углового разрешения . . . . .	594
а) Задачи, связанные с построением двумерных изображений протяженных источников (595). 1) Астрофизика (595); 2) Космология (600). б) Задачи, связанные с измерением положений точечных источников (601). 1) Астрометрия (602); 2) Геофизика, геодинамика, небесная механика (604); 3) Геодезия и прикладные задачи (605).	
3. Факторы, затрудняющие осуществление фазовых измерений . . . . .	606
а) Стандарты частоты, временная привязка пунктов (606). 1) Стабильность стандартов частоты (606); 2) Синхронизация часов (607). б) Эффекты среды распространения (608). 1) Турбулентная модель тропосферы (609); 2) Тропосферные ограничения при координатных измерениях (610); 3) Дифференциальные наблюдения (613); 4) Ионосфера, межпланетная и межзвездная среда (615).	
4. Методы формирования изображений и определения координат . . . . .	616
а) Построение двумерных изображений протяженных источников (616). 1) Метод опорного объекта (616); 2) Метод «фазы замыкания» (617); 3) Многочастотный метод (617); 4) Суперсинтез двумерных изображений (618). б) Измерение координат точечных источников и геодинамических параметров (621). 1) Абсолютный метод (621); 2) Дифференциальный метод (622); 3) Метод дуг (623).	
5. Оптимальная структура интерферометрической сети . . . . .	625
а) Опорные источники (625). б) Оптимальные базы интерферометрической сети (626). в) Число и размер элементов интерферометрической сети (627). г) Геометрия интерферометрической сети (631).	
Заключение . . . . .	633
Цитированная литература . . . . .	633

### ВВЕДЕНИЕ \*

Для наблюдательной астрономии всегда было характерно стремление к получению высококачественных изображений небесных тел с максимально высоким угловым разрешением. Поскольку чувствительность радиотелескопа определяется его площадью, а разрешение, согласно критерию Рэлея, — его максимальным размером  $d$  ( $\lambda/d$ , где  $\lambda$  — длина волны), то очевидный путь достижения максимального разрешения на первых порах состоял в создании радиотелескопов все больших и больших размеров. Однако из-за конечной жесткости конструкций размеры параболических зеркал имеют предел (по-видимому, порядка 100—150 м), так что разрешающая способность одиночных зеркал вряд ли превысит  $0',5-1'$  в сантиметровом диапазоне длин волн.

Таким образом, для повышения разрешающей способности радиоастрономических систем требуется привлечение более тонких идей. В частности, ограничения по жесткости конструкций можно преодолеть, используя антенны переменного профиля типа РАТАН-600, которые позволяют реализовать угловое разрешение порядка нескольких угловых секунд.

Однако наиболее фундаментальный шаг в направлении увеличения разрешения был предпринят М. Райлом, внедрившим в практику радиоастрономии идею апертурного синтеза. Суть этой идеи состоит в том, что для построения изображений используется в общем случае многоэлементный радиоинтерферометр с переменными базами. Множество баз такой системы, последовательно реализуемых во времени, позволяет синтезировать заполненную апертуру с размером, значительно превышающим размер одиночного элемента. Наиболее совершенными системами такого типа в настоящее время являются Кембриджский 5-км интерферометр (Англия), радиотелескоп в Вестерборке (Нидерланды) и большая антенная решетка (VLA) в США. Ограничения на предельный размер таких систем определяются трудностями стабилизации фазы при передаче сигналов на расстояния, большие нескольких десятков километров. Это обстоятельство ограничивает предельное угловое разрешение систем апертурного синтеза, которое в сантиметровом диапазоне, например для VLA, составляет  $0'',1$ .

Дальнейшее увеличение расстояний между элементами радиоинтерферометра и, следовательно, увеличение его разрешающей способности, стало возможно после того, как в 1965 г. в СССР была выдвинута <sup>1-3</sup>, а в Канаде <sup>4</sup> и в США <sup>5</sup> в 1967 г. — реализована идея интерферометра с независимой регистрацией сигналов и базами вплоть до предельных —  $2R_{\oplus}$ . В том же году в СССР было предложено объединить существовавшие в то время радиотелескопы в единую радиоинтерферометрическую сеть, образовав, таким образом, «глобальный радиотелескоп» с большой собирающей поверхностью.

Это краткая предыстория событий последних нескольких лет (1977—1979), когда в ведущих радиоастрономических коллективах США <sup>6</sup>, Западной Европы <sup>7</sup>, СССР <sup>8</sup> и Канады <sup>9</sup> были выдвинуты развернутые предложения о создании постоянно действующих фазостабильных радиоинтерферометрических систем со сверхдлинными базами, которые должны представлять собой новый тип физического инструмента широкого профиля. Обладая высокой чувствительностью по потоку и сверхвысоким угловым разрешением (до  $0'',0001$ ), инструменты этого типа должны служить основой для проведения качественно новых исследований в области фундаментальной физики, космологии, астрофизики, радиофизики, геофизики, астрометрии, небесной механики и метрологии.

Различаясь в деталях идеологии и технических решений, проекты <sup>6-9</sup> представляют собой, по существу, весьма близкие взгляды астрономов различных стран на будущее наблюдательной радиоастрономии по крайней мере до 2000 года. Причина такого редкого единодушия в определении перспектив радиоастрономии не случайна и связана с тем положительным и отрицательным опытом, который был накоплен в последнее десятилетие при работе на радиоинтерферометрах со сверхдлинными базами (РСДБ). Для того чтобы изложить с единой точки зрения то самое главное, что объединяет различные проекты, мы воспользуемся классификацией различных поколений радиотелескопов, которая в фольклоре комиссии по радиоастрономии МАС определяется как четыре варианта «семейного счастья в сообществе радиотелескопов» (рис. 1). Если с такой точки зрения посмотреть на это сообщество, то необходимо заключить, что оно успешно прошло первые три стадии, а упомянутые выше проекты предполагают переход

к четвертой — «полигамной» стадии. По этой причине проект <sup>8</sup> получил название «Полигам» \*).

Суть «полигамной идеологии» заключается в том, чтобы за счет набора определенного числа  $N$  телескопов сформировать такую синтезированную площадь, которая обеспечит необходимую чувствительность системы по потоку, и такую синтезированную диаграмму, которая обеспечит необходимое угловое разрешение. При этом  $N(N-1)/2$  баз такой системы будут обеспечивать плотное заполнение плоскости пространственных частот.

Обсуждению принципиальной возможности формирования такой системы с предельным угловым разрешением  $0'',0001$ , методическим и техническим проблемам, возникающим при ее реализации, и ее роли в обеспечении естествознания уникальной наблюдательной информацией посвящена эта работа. Мы попытались резюмировать основные идеи национальных проектов <sup>6-9</sup>. Однако, несмотря на стремление к объективному изложению существа этих проектов, наиболее полное освещение получили те вопросы, которые исследовались в ЛФ САО АН СССР.

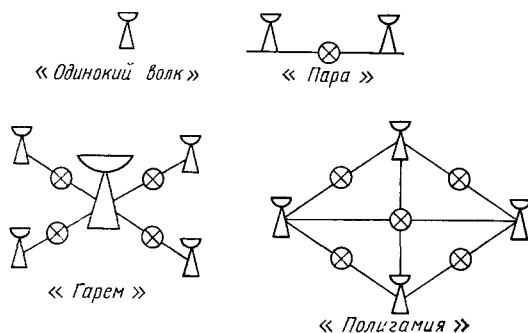


Рис. 1. Варианты «семейного счастья» в сообществе радиотелескопов.

Кружок с косым крестом  $\otimes$  — коррелятор.

## 1. НЕЗАВИСИМАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

### а) Интерферометрия со сверхдлинными базами. Основные наблюдаемые

Блок-схема на рис. 2 иллюстрирует идею интерферометра со сверхдлинной базой. На каждом пункте имеется высокостабильный генератор стандарт частоты, сигнал которого является опорным для гетеродинной системы и электронных часов. В один и тот же момент времени (по часам пунктов, сверенным с минимально возможной ошибкой) включается система регистрации сигналов радиотелескопов на магнитную ленту. В отличие от короткобазового интерферометра с электрической связью, где промежуточная частота достаточно высока, в РСДБ спектр шумового сигнала переносится в область видеочастот, где граничная частота определяется возможностями регистрации на магнитную ленту и для наиболее совершенных магнитофонов достигает 100 МГц. Запись длится от нескольких минут до получаса, а затем магнитные ленты свозятся в вычислительный центр, где записанные сигналы подвергают корреляционной обработке на универсальных ЭВМ или спецпроцессорах. Таким образом, основным отличием РСДБ от традиционных интерферометров является использование независимых гетеродинных систем, запись сигналов на магнитную ленту и обработка сигналов после наблюдений («off-line»).

\* ) Первая фаза этого проекта предусматривает объединение  $1$  фазостабильную сеть небольшого числа крупных радиотелескопов.

Вся полезная информация о наблюдаемом с помощью интерферометра источнике извлекается путем изучения квадратичных по полю величин. В корреляционном интерферометре, в котором перемножаются поля,

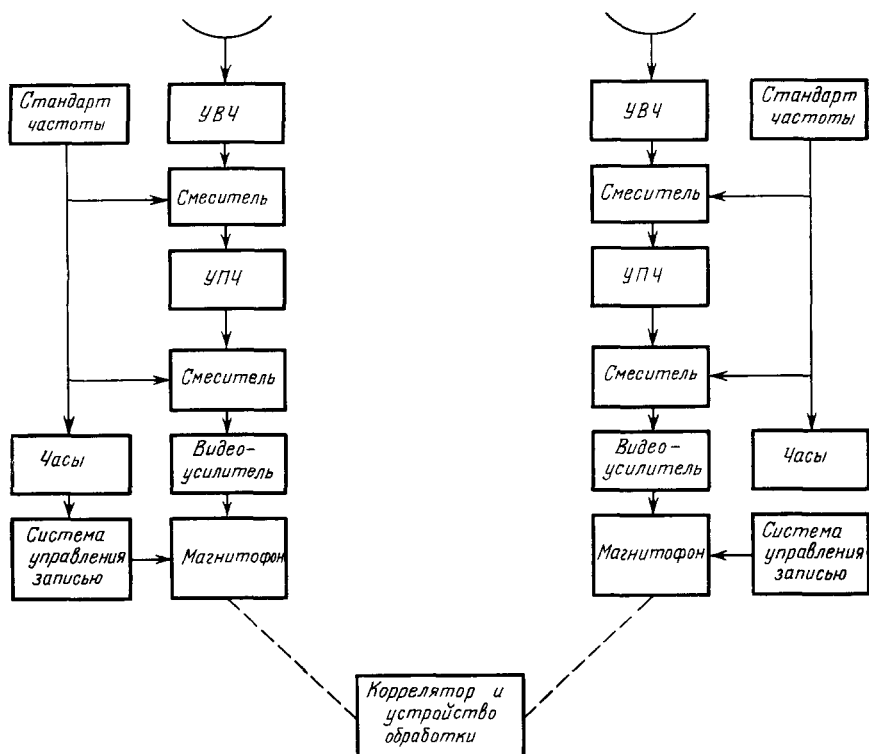


Рис. 2. Блок-схема аппаратуры пунктов РСДБ.

такой величиной является отклик  $R(t)$  на протяженный источник с распределением яркости  $I(\sigma)$ , сглаженным диаграммой отдельной антенны (без учета частотной характеристики приемника):

$$R(t) = V \exp \left[ j \frac{2\pi}{\lambda} \rho \mathbf{k}(t) \right], \quad (1)$$

где

$$V = \int I(\sigma) \exp \left( j \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{w} \sigma \right) \quad (2)$$

— функция видности,  $\rho = \rho \mathbf{e}$  — вектор базы интерферометра,  $\mathbf{k}$  — единичный вектор направления на источник и  $\mathbf{w} = [\mathbf{k} [\rho \mathbf{k}]] = \rho - (\mathbf{k} \rho) \mathbf{k}$  — проекция вектора базы на плоскость, перпендикулярную направлению на источник (рис. 3).

Двухэлементный интерферометр представляет собой ту элементарную ячейку, которая измеряет степень пространственной и временной корреляции полей от источника, и эту особенность интерферометра можно видеть уже при рассмотрении простого случая отклика на одномерный источник с угловым размером  $\Delta\theta$  и спектральной плотностью потока  $I_0$  для инструмента с полосой пропускания  $\Delta f$ :

$$R(t) = I_0 \cdot A^2(\theta) \left[ \sin \left( \pi \frac{\rho}{c} \Delta f \cdot \cos \theta \right) \left( \pi \frac{\rho}{c} \Delta f \cos \theta \right)^{-1} \right] \times \\ \times \sin \left( \frac{\pi \Delta \theta}{\lambda / \rho} \right) \left( \frac{\pi \Delta \theta}{\lambda / \rho} \right)^{-1} \cos \left( 2\pi \frac{\rho}{\lambda} \cos \theta + \varphi_0 \right); \quad (3)$$

здесь  $\theta$  — угол между направлениями базы и источника,  $\varphi_0$  — начальная фаза интерференционного сигнала и  $\lambda$  — длина волны. Из (3) видно, что отклик определяется формой диаграммы антенны по мощности  $A^2(\theta)$ , формой частотной характеристики приемника, угловым размером источника и высокочастотным заполнением с частотой  $(\rho/\lambda) d \cos \theta / dt$ . Первый член вида  $\sin x/x$  указывает на возможность потери временной когерентности, если временная задержка  $\tau = (\rho/c) \cos \theta$  станет больше  $1/\Delta f$ , а второй член такой же структуры — на возможность потери пространственной когерентности, если угловой размер источника  $\Delta\theta$  становится сравнимым с шириной лепестка  $\Delta\theta \gtrsim \lambda/\rho$ .

Из уравнений (1)—(2) видно, что функция видности является фурье-преобразованием распределения радиояркости источника. Таким образом, радиointерферометр можно уподобить узкополосному фильтру пространственных частот, настроенному на частоту  $w/\lambda$ , так что суточное вращение Земли перестраивает частоту этого фильтра (в предельном случае от 0 до  $\rho/\lambda$ ).

Функция видности определяется двумерным распределением радиояркости  $I(\sigma)$  и проекцией базы на плоскость, перпендикулярную направлению на источник ( $uv$ -плоскость). При сопровождении источника за счет суточного вращения Земли вектор

$$w = (u, v) = \rho (\cos \delta_b \sin (s - \alpha - \Lambda), \sin \delta_b \cos \delta - \cos \delta_b \sin \delta \cos (s - \alpha - \Lambda)),$$

где  $\alpha, \delta$  — экваториальные координаты источника ( $s - \alpha = h$  — часовой угол источника),  $\delta_b, \Lambda$  — склонение и долгота базы ( $s - \Lambda = \alpha_b$  — прямое восхождение базы), описывает в  $uv$ -плоскости эллипс

$$\left(\frac{u}{a}\right)^2 + \left(\frac{v-v_0}{b}\right)^2 = 1 \quad (4)$$

с параметрами

$$a = \rho \cos \delta_b, \quad b = \rho \cos \delta_b \cdot \sin \delta, \quad v_0 = \rho \sin \delta_b \cdot \cos \delta. \quad (5)$$

Поэтому, если измерить значения  $V$  в достаточно большом числе ячеек дискретной  $uv$ -плоскости (при достаточно большом числе проекций баз), то можно восстановить  $I(\sigma)$ .

Для задач, связанных с позиционными измерениями, которые ведутся по точечным источникам ( $V = V_0$ ), важную информацию несет временная

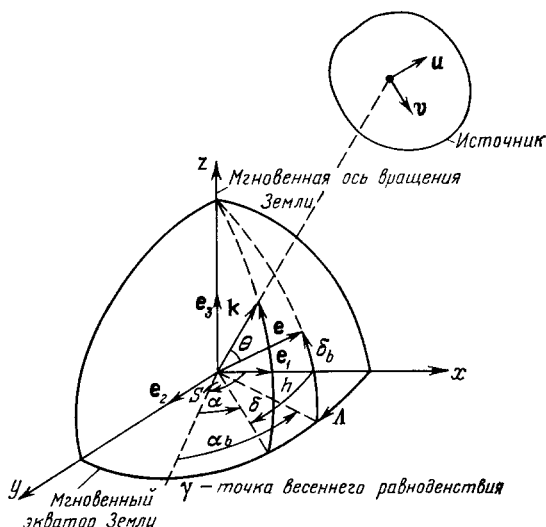


Рис. 3. Геометрия интерферометра в экваториальной системе координат.

$e = (\cos \delta_b \cos \Lambda, \cos \delta_b \cdot \sin \Lambda, \sin \delta_b)$  — единичный вектор базы,  $k = (\cos \delta \cos (s - \alpha), \cos \delta \cdot \sin (s - \alpha), \sin \delta)$  — единичный вектор направления на источник.

задержка, определяемая разностью хода лучей от источника к антеннам:

$$\tau = \frac{1}{c} (\rho \mathbf{k}) = \frac{1}{c} \rho_p \sin \delta + \frac{1}{c} \rho_e \cos \delta \cdot \cos (s - \alpha - \Lambda), \quad (6)$$

где  $\rho_e = \rho \cos \delta_b$ ,  $\rho_p = \rho \sin \delta_b$  — экваториальная и полярная проекции базы. Выраженная в радианной мере, эта величина представляет собой фазу отклика точечного источника  $\varphi = (2\pi/\lambda) (\rho \mathbf{k})$ . При движении источника через диаграмму интерферометра, из-за того что  $\varphi$  является функцией времени, возникает интерференционная картина чередования максимумов с частотой интерференции:

$$F = \frac{\rho}{c} ([\Omega \mathbf{e} | \mathbf{k}]) = -\frac{f\Omega}{c} \rho_e \cos \delta \cdot \sin (s - \alpha - \Lambda), \quad (7)$$

где  $\Omega = \Omega \omega$  — вектор угловой скорости вращения Земли и  $f$  — частота принимаемого сигнала.

#### б) Т р у д н о с т и н е з а в и с и м о й и н т е р ф е р о м е т р и и

Основные достижения РСДБ резюмированы в табл. I. Если взглянуть на эти достижения с самой общей точки зрения, то наиболее впечатляющими являются успехи по разрешению. За почти полувековую историю радиоастрономии разрешение выросло более чем в  $10^8$  раз (разрешение первого

Т а б л и ц а I

Основные достижения радиоинтерферометрии  
со сверхдлинными базами к середине 70-х годов

Задачи	Точность определений
Построение моделей изображений радиоисточников	0",0005
Определение абсолютных координат	0",01—0",05
Определение относительных координат	0",001
Определение длины глобальной базы	4—6 см
Всемирное время	0,07 мс
Координаты полюса	2—3 см
Гравитационное отклонение лучей в поле Солнца	1%
Определение положения астронавтов на Луне	1 м
Либрация Луны	1"-селеноцентрическая
Сличение часов	1 нс
Скорость движения геостационарного ИСЗ	0,002 см/с

радиотелескопа К. Янского было около  $30''$ ), причем за последнее десятилетие, благодаря введению в действие РСДБ — более чем в  $10^5$  раз. Однако к началу 70-х годов в ведущих радиоастрономических коллективах начали возникать сомнения в возможности широкого и эффективного применения РСДБ. Эта ситуация порождена различными обстоятельствами. Во-первых, в формирующихся ad hoc радиоинтерферометрических системах постановка даже единичных экспериментов представляет собой крайне сложную организационную задачу, в особенности, если инструменты, образующие комплекс, принадлежат различным странам. В связи с этим пока не удавалось создать «долгоживущий» специализированный РСДБ-комплекс, способный решать комплексные наблюдательные программы, особенно «патрульного» характера. Во-вторых, обработка данных в интер-

ферометрии с магнитной записью происходит не в реальном масштабе времени, и результаты даже первичной обработки данных (получение корреляционной функции) становятся известными через несколько месяцев после наблюдений. Поэтому возможности проверки полученного наблюдательного материала оказываются резко ограниченными. Наконец, самым важным недостатком независимой интерферометрии является невозможность осуществления фазовых измерений. Действительно, фаза реального интерферометрического отклика (1) содержит случайные фазовые набегии из-за неустойчивости стандартов ( $\varphi_{\text{апн}}$ ) и флуктуаций электрической толщины атмосферы ( $\varphi_{\text{атм}}$ ):

$$\arg R = \frac{2\pi}{\lambda} (w\sigma + \rho k + c\tau_{\text{апн}} + c\tau_{\text{атм}}) = \varphi(u, v) + \varphi_{\text{геом}} + \varphi_{\text{апн}} + \varphi_{\text{атм}}. \quad (8)$$

Это обстоятельство ведет к далеко идущим следствиям для эффективного использования интерферометра в качестве инструмента, строящего изображения и определяющего положение космических источников.

Прежде всего, измерение только амплитуды функции видности  $|V|$  позволяет получать лишь некоторые представления о структуре и размерах исследуемого источника, и то лишь в тех случаях, когда имеется какая-либо априорная информация о его модели (процедура «model fitting»). В результате радиокарты источников становятся модельно-зависимыми.

Далее, случайные фазовые набегии ограничивают время когерентного накопления, что резко уменьшает предельную чувствительность системы по потоку и не позволяет исследовать слабые источники.

Наконец, отсутствие фазовой информации позволяет определять положение источника лишь с точностью до сотен лепестков диаграммы, в то время как современные радиотелескопы с заполненными апертурами и фазостабильные решетки с малыми базами определяют положение объекта до сотых долей диаграммы.

Действительно, среднеквадратические ошибки в измерении фазы  $\langle\varphi\rangle$ , временной задержки  $\langle\tau\rangle$  и частоты интерференции  $\langle F\rangle$ , связанные с аддитивными шумами аппаратуры, равны \*)

$$\langle\varphi\rangle = \frac{1}{Q}, \quad \langle\tau\rangle = \frac{\sqrt{3}}{\pi\Delta f Q}, \quad \langle F\rangle = \frac{\sqrt{3}}{\pi T Q}, \quad (9)$$

где для  $N$ -элементного интерферометра отношение сигнала к шуму

$$Q = \frac{\pi}{32} \left( \frac{\sqrt{\Delta f \cdot T}}{kT_{\text{ш}}} \right) d^2 \sqrt{N(N-1)} F_{\text{min}}; \quad (10)$$

$d$  — диаметр антенны,  $F_{\text{min}}$  — спектральная плотность потока,  $\Delta f$  — полосу регистрации,  $T$  — время накопления,  $T_{\text{ш}}$  — шумовая температура системы. Следовательно, ошибки в определении углового положения при измерениях, использующих  $\varphi$  и  $\tau$ , связаны соотношением ( $\langle\theta_{\tau}\rangle \approx c \langle\tau\rangle/\rho$ ,  $\langle\theta_{\varphi}\rangle \approx \langle\varphi\rangle \lambda/2\rho$ ):

$$\frac{\langle\theta_{\tau}\rangle}{\langle\theta_{\varphi}\rangle} \approx \frac{2\sqrt{3}f}{\Delta f}. \quad (11)$$

В существующих радиоинтерферометрических системах регистрации  $\Delta f \ll 100$  МГц, так что для длин волн  $\lambda = 1-5$  см,  $\langle\theta_{\tau}\rangle/\langle\theta_{\varphi}\rangle \approx 1000-200$ .

Все перечисленные выше недостатки существующей радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами можно преодолеть, если отказаться от варианта с независимой записью свч-сигналов и связать радиотелескопы

\*) Для упрощения записи мы будем везде обозначать среднеквадратичные отклонения величины  $x$  через  $\langle x \rangle$ .

сети через геостационарный спутник-ретранслятор (рис. 4). Огромные полосы цифровой связи (более 1 ГГц) позволяют резко повысить чувствительность системы за счет увеличения полосы регистрации и числа элементов сети. Связь гетеродинов через ИСЗ снижает требования к их долговременной стабильности, что позволяет увеличить время когерентного

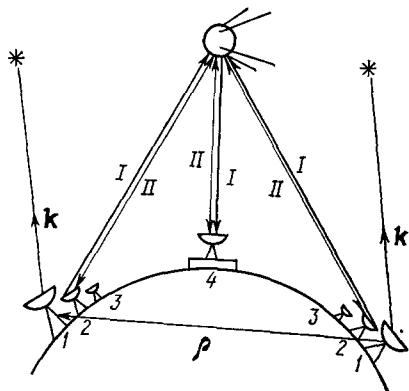


Рис. 4. Схема интерферометра со связью через геостационарный ИСЗ.

1 — радиотелескоп, 2 — антенна связи, 3 — антенна для радиометрических измерений эйконала, 4 — приемно-передающая антенна центра обработки. I — линия ретрансляции основного сигнала, II — линия передачи частот гетеродина, меток времени и связи между пунктами

накопления \*). Все это, вместе взятое, ведет к тому, что становится возможным создать широкую сеть опорных объектов, необходимую для эффективной фильтрации фазовых шумов тропосферы. Наконец, передача основных сигналов через спутник со сбросом и обработкой их в едином центре позволяет получать информацию об источнике в реальном масштабе времени («on-line»).

## 2. НАУЧНЫЕ ЗАДАЧИ, ТРЕБУЮЩИЕ ВЫСОКОГО УГЛОВОГО РАЗРЕШЕНИЯ

При проектировании больших и дорогостоящих систем необходимо отчетливо представлять, какой круг научных задач эта система будет способна решать. Очевидно, именно этим кругом задач определяется «время жизни» системы, которое хотелось бы сделать максимальным.

Для того чтобы система была долгоживущей, она должна обладать следующими качествами. Быть универсальной, чтобы поставлять наблюдательный материал для максимально большого числа разделов естествознания. Быть наращиваемой, что позволяет постоянно увеличивать ее потенциал, адаптируя к новым задачам и объектам, в том числе и тем, о существовании которых мы сейчас можем и не подозревать \*\*). Быть ориентированной на решение задач фундаментальной науки, для которых «инфляционные» тенденции выражены наиболее слабо.

С методической точки зрения все геометрические задачи наблюдательной астрономии можно разделить на две большие группы: а) задачи, связанные с построением изображений космических источников, и б) задачи, связанные с получением положений космических источников. Это деление исторически закреплено в разделении наблюдательной астрономии на наблюдательную астрофизику и позиционную астрономию. Объективная

\*) Интересно отметить, что весьма близкая идея была высказана уже в одной из пионерских работ по независимой интерферометрии <sup>2</sup>.

\*\*) В связи с этим уместно вспомнить, что в конце 50-х годов, когда проектировались большие параболоиды ( $d \geq 50$  м) еще не были известны: пульсары, молекулярные мазеры, реликтовое излучение, квазары и вообще компактные источники синхротронного радиоизлучения.



причина появления этой традиции связана прежде всего с тем, что высококачественные астрофизические и точные астрометрические наблюдения до недавнего времени можно было проводить лишь на различных инструментах и, как правило, в рамках различных организаций. В радиоинтерферометрии при прохождении источника через синтезированную диаграмму системы на выходе регистрирующего устройства появляется отклик, который содержит необходимую информацию как для построения изображений, так и для позиционных определений. Поэтому сейчас эта традиция кажется архаичной, и она удобна лишь для дальнейшего изложения.

а) Задачи, связанные с построением  
двумерных изображений  
протяженных источников

Если говорить в самых общих чертах, то проблемами, требующими для их решения получения высококачественных изображений с разрешением от десятых долей секунды дуги до долей миллисекунды дуги, являются:

а) по внегалактическим источникам — определение основных параметров Вселенной по структуре и динамике внегалактических источников, изучение процессов образования, динамики и энерговыделения квазаров, спиральных и сейфертовских галактик, исследование глобальной эволюции внегалактических радиоисточников.

б) по галактическим источникам — исследование структуры, динамики и энергетики ядра Галактики, районов образования звезд и планетных систем, исследование радиоизвезд, пульсаров.

Многочастотные радиокарты, полученные в континууме, дают картину пространственного распределения релятивистских электронов, а будучи дополнены поляризационными измерениями, позволяют восстановить картину магнитных полей и оценить электронную плотность. Радиокарты в радиолиниях дают важнейшую информацию о молекулярном и атомном составе (в том числе и изотопном) газовых облаков, их лучевых скоростях и структуре их магнитных полей. Наконец, изучение переменности радиоизображений позволяет проследить динамику процессов в исследуемых областях и оценить их размеры.

Перейдем теперь к более подробному описанию некоторых задач, для решения которых требуется получение высококачественных многочастотных изображений с разрешением  $0'',1-0'',001$  и выше.

1. Астрофизика. а) Нормальные спиральные, эллиптические и неправильные галактики, сейфертовские галактики и квазары обнаруживают два типа структур — протяженные (1 кпс — 1 мпс и более) и компактные (менее 1 кпс). Протяженные радиоисточники имеют, как правило, очень сложную структуру и содержат две или более компонент, разделенных расстояниями до миллионов парсек. Общепринятой моделью, позволяющей интерпретировать наблюдаемые спектры, поляризацию и структуру протяженных источников, является синхротронный механизм, согласно которому наблюдаемое излучение генерируется движением релятивистских электронов в магнитных полях, так что радиоспектр отражает распределение частиц по энергиям и характер магнитного поля.

Центральной теоретической проблемой, связанной с наблюдениями протяженных источников, является проблема обнаружения первичного источника энергии таких образований и понимания механизма, по которому эта энергия (составляющая значительную часть массы покоя всей галактики) преобразуется в релятивистские частицы и хорошо упорядо-

ченные магнитные поля так, чтобы на интервалах времени по крайней мере порядка  $10^8$  лет обеспечивать наблюдаемую энергетику галактики или квазара.

В настоящее время принято связывать этот первичный источник активности галактик и квазаров с такими компактными и активными образованиями, как ядра. Компактные ядра галактик и квазаров содержат значительную часть энергии всего источника (например, Галактический центр размером в 200 а. е. излучает  $10^{33}$  эрг/с, из которой около 25% приходится на ядро размером порядка 10 а. е.). Природа активности ядер до сих пор не ясна, хотя для объяснения этого феномена был выдвинут целый ряд с разной степенью детальности разработанных теорий, в том числе и экзотических: релятивистские взрывы сверхновых, ротационная неустойчивость в магнитосфере спинаров, аккреция межзвездного газа на черные дыры, D-тела, аннигиляция вещества — антивещества, рождение вещества, взаимодействие кварков и т. д. В такой же степени мало поняты механизмы переноса частиц от ядер к протяженным компонентам, и многообразны попытки объяснения этого процесса: нейтральные и заряженные релятивистские пучки<sup>10,11</sup>, потоки плазмонов<sup>12</sup>, эжекция массивных спинаров<sup>13</sup> и т. д.

В отличие от протяженных источников, у которых спектр спадает в области высоких частот, в спектрах компактных источников имеется пик

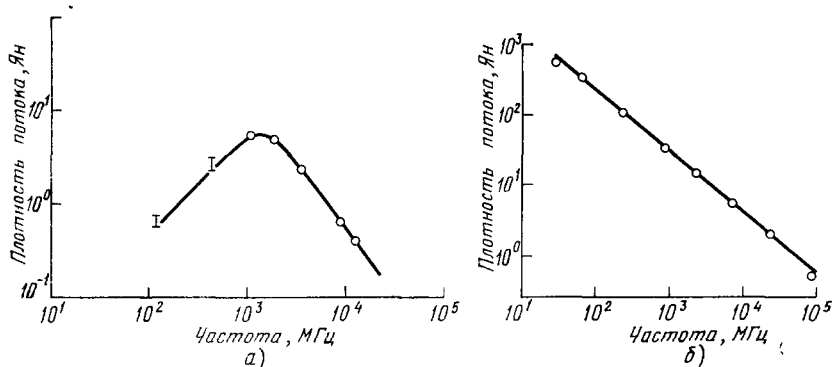


Рис. 5 Типичные спектры компактного STD 93 (а) и протяженного 3С 123 (б) источников.

в области низких частот (от дециметров до сантиметров), связанный с эффектом синхротронного самопоглощения (рис. 5). Компактные источники с такими спектрами, так же как и протяженные источники, имеют сложную многокомпонентную структуру и содержат детали с угловыми размерами от  $0'',1$  до  $0'',001$  и меньше \*). Для изучения таких деталей, свойства которых могут пролить свет на природу первичного источника энергии, необходимо разрешение, которое не может быть достигнуто на инструментах с заполненными апертурами и интерферометрах с малыми базами. Отметим также, что измерение угловых размеров компактных источников на частоте завала в спектре позволяет определить такую важную характеристику, как величина магнитного поля в изучаемой области<sup>16</sup>.

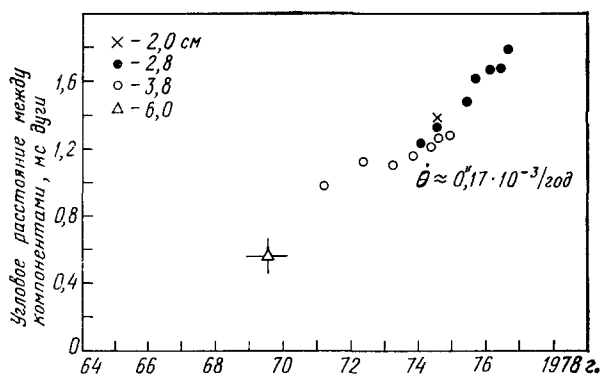
Наблюдения на интерферометрах со сверхдлинными базами показывают, что компактным деталям в сейфертовских галактиках и квазарах

\*) Внегалактическим источником с наименьшим из наблюдавшихся с помощью РСДБ угловым размером является деталь галактики M87<sup>14</sup>, линейный размер которой около нескольких световых недель. В ядре спиральной галактики M81 найдена деталь с линейным размером меньше 1300 а. е.<sup>15</sup>.

свойственны изменения светимости и структуры. Обнаруженные вариации интенсивности радиоизлучения (с периодами от недель до месяцев) представляют собой прямое свидетельство периодического выделения энергии, что принципиально важно для объяснения энергетики протяженных источников. Это явление тесно связано с наблюдаемым изменением структуры компактных источников, которое обычно интерпретируется как периодические выбросы первоначально оптически толстых расширяющихся облаков заряженных релятивистских частиц. Поэтому наблюдения с высоким разрешением являются основным источником этой крайне важной для проблемы энергетики галактик и квазаров наблюдательной информации.

В половине из изученных со сверхвысоким разрешением компактных источников с меняющейся структурой был обнаружен замечательный феномен сверхсветового разбегания их компонент. Наблюдения, в частности,

Рис. 6. Угловое расстояние между компонентами квазара ЗС 345 как функция времени<sup>27</sup>. При  $H_0 = 50$  км/с Мпс,  $q_0 = 0,04$  видимая скорость разбегания компонент  $v_{\text{exр}} = 4$  с.



показали, что квазары ЗС273<sup>17, 20, 21, 24, 25</sup>, ЗС279<sup>18-21, 25</sup>, ЗС345<sup>26</sup> и ядро сейфертовской галактики ЗС120<sup>22, 23</sup> включают в себя детали, угловые размеры которых меньше или порядка  $0'',0004$ . Угловое расстояние между этими деталями порядка нескольких миллисекунд дуги, и оно меняется вековым образом, так что детали удаляются относительно центра масс с видимыми скоростями (2—15) с (рис. 6). Природа этого явления не ясна, хотя число моделей, предложенных для объяснения этого эффекта, чрезвычайно велико: движение ультрарелятивистских выбросов<sup>28</sup>, последовательные вспышки серии несвязанных друг с другом источников («christmas tree») <sup>29</sup>, столкновение двух сферических оболочек<sup>19</sup>, движение частиц со специально выбранным распределением плотности газа<sup>30</sup> или специальной геометрией магнитного поля<sup>31</sup>, всплывающие изменения светимости компактного источника<sup>32</sup>, некосмологическая природа красного смещения и т. п. Есть веские основания полагать, что это явление широко распространено, и, таким образом, понимание его физической природы может оказаться весьма важным для объяснения механизма энерговыделения галактик и квазаров.

При изучении динамики и энергетики объектов такого типа чрезвычайно важно иметь высококачественные немодельные изображения, в особенности, если вспомнить, что в цитированных выше работах изображения источников формировались лишь на основе амплитудной информации. По этой причине при построении изображений использовались различные априорные модели (две  $\delta$ -функции, гауссианы, кольцо и т. д.), которые могли бы наилучшим образом представить имеющуюся амплитудную информацию. В связи с этим в первых попытках объяснения сверхсветового

го эффекта отказывались от простых двухкомпонентных моделей с постоянным во времени потоком и привлекали многокомпонентные модели или модели с сильной переменностью компонент. Лишь в последнее время был осуществлен ряд РСДБ-экспериментов<sup>33-35</sup>, в которых дополнительно к амплитудной информации использовалась информация о «фазе замыкания» («closure phase»). Эти наблюдения показали, что обнаруженный ранее эффект с большой вероятностью носит немодельную природу. Однако и они дают картину явления лишь в общих чертах; в частности, до сих пор неизвестен знак ускорения разбегающихся компонент. Детальное изучение этого эффекта может быть осуществлено только в том случае, когда при построении изображений традиционная для РСДБ процедура «model

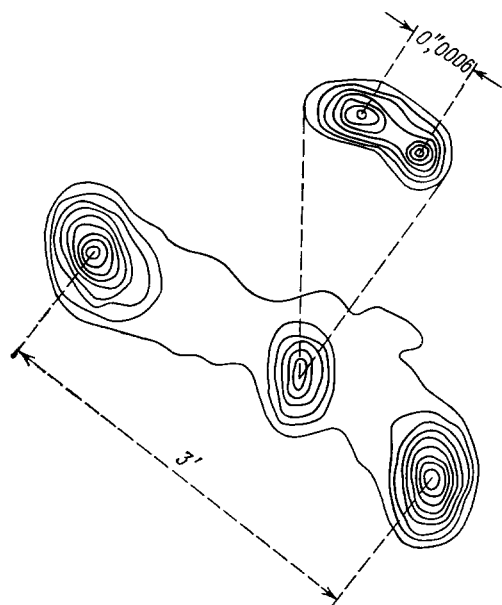


Рис. 7. Радиокарты протяженного ( $\beta'$ ) источника ЗС 111 (Вестерборк) и его компактного ядра (РСДБ)<sup>1</sup>.

fitting» будет заменена на процедуру обратного фурье-преобразования функции видности, так, как это делается в системах апертурного синтеза. Это, очевидно, может быть осуществлено только с помощью фазостабильных многоэлементных («полигамных») систем со сверхдлинными базами.

Особую роль для понимания природы первичного источника энергии ядер играет детальное изучение уникального точечного источника в центре Галактики (необходимое разрешение  $\leq 0'',001$ ). Несмотря на то что светимость Галактического центра меньше светимости, например, спиральной галактики М81 на 4 порядка, а ядра типичного квазара — на 13 порядков, тем не менее весьма вероятно, что он является прообразом активных ядер галактик и квазаров.

Протяженные компоненты радиогалактик и квазаров, как сей-

час представляется, непрерывно пополняются релятивистскими частицами, генерируемыми ядрами. Хотя связь между компактными ядрами и протяженными компонентами не ясна, однако имеются наблюдательные данные в пользу наличия такой связи. Часто в радиогалактиках с аксиальной симметрией (таких как ЗС 236, Cygnus ЗС 111) линия, соединяющая компактные детали, имеет ту же ориентацию, что и протяженный радиоисточник. Такое совпадение свидетельствует в пользу идеи о существовании единого механизма, определяющего направленность излучения, который действует в больших пространственных и временных масштабах. Галактика ЗС 111 — хороший пример ситуации, когда геометрия компактного ядра очень похожа на геометрию протяженной компоненты, хотя их линейные размеры отличаются в сотни тысяч раз (рис. 7).

В связи с проблемой связи ядра и протяженных компонент необходимо упомянуть еще об одном типе компактных источников радиоизлучения, для изучения которых необходимо относительно высокое угловое разрешение, о так называемых «горячих точках» («hot spots») — областях в протяженных компонентах с повышенной яркостной температурой. Необходимое для изучения «горячих точек» разрешение  $0'',1-0'',01$  может быть достиг-

нуто и на стандартных системах апертурного синтеза (в особенности такой, как VLA). Однако морфологию этих областей можно эффективно изучать и на системах «полигамного» типа, используя как длинные, так и относительно малые базы.

Таким образом, «полигамная» система позволяет строить детальные изображения областей, линейные размеры которых принадлежат к трем характерным интервалам и изучение которых представляет фундаментальный интерес для решения проблемы активности галактик и квазаров. Прежде всего это области с размерами, меньшими 10 пс, которые, по-видимому, связаны с первичным источником энергии. Далее, это области с размерами 0,1—1 кпс, в которых осуществляется передача энергии от ядра к протяженным компонентам. Наконец, это области с размерами порядка 1 кпс — «горячие точки», из которых, вероятно, идет инжекция частиц в протяженные компоненты. В этой области «полигамная» система по задачам и возможностям пересекается с системами апертурного синтеза. В областях с размерами, существенно большими 1 кпс, в которой идет диффузия и охлаждение частиц после их инжекции в протяженные компоненты, основная наблюдательная информация поставляется системами апертурного синтеза и инструментами с заполненными апертурами.

б) Проблема звездной эволюции сравнима по фундаментальности и сложности с проблемой энергетики внегалактических радиоисточников. Методы радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами могут оказаться основным, а в ряде случаев и единственным средством получения наблюдательной информации об определенных стадиях звездной эволюции.

Из галактических источников, имеющих непосредственное отношение к этой проблеме, особый интерес представляет изучение мазерных источников — OH,  $H_2O$ ,  $CH_3OH$  и SiO. Все эти источники имеют очень сложную структуру и содержат множество компонент с широким спектром угловых размеров — от 0",1 до 0",0001 (наименьшие детали имеют мазерные  $H_2O$ -источники). Мазерные источники могут быть разбиты на два класса. К первому классу относятся источники, связанные с компактными НП-областями. Последние представляют собой ионизированные остатки протозвездных облаков, окружающих O- и B-звезды, так что их изучение дает информацию о ранних стадиях звездной эволюции. Ко второму классу относятся источники, связанные с холодными звездами, излучающими в основном в инфракрасном диапазоне. Их изучение дает сведения о характере поздних стадий звездной эволюции.

Из наиболее важных вопросов, связанных с мазерными источниками, ответ на которые может быть получен с помощью наблюдений с высоким разрешением, можно отметить следующие<sup>36</sup>: 1) какова природа накачки космических мазеров, 2) являются ли они насыщенными или не насыщенными, 3) какова геометрия мазерных источников, 4) какова природа переменности профиля линий и геометрии космических мазеров, 5) связаны ли все детали мазерного источника с одной звездой или каждая деталь определяется своей звездой, 6) какова связь между мазерными источниками различных типов в одном районе межзвездной среды, 7) какова связь между мазерными и компактными радиоисточниками.

Важную роль для теории звездной эволюции могут играть наблюдения тонкой структуры вспыхивающих звезд и пульсаров, позволяющие уточнить основные фазы звездной эволюции, в том числе и завершающей. Интегральное радиоизлучение наблюдалось от многих звездных объектов: новых и сверхновых звезд, рентгеновских источников, двойных и вспыхивающих звезд. Многие радиозвезды обнаруживают переменность интен-

сивности с периодами порядка 1 часа, таким образом, размеры радиоизлучающих областей оказываются сравнимыми с размерами звезд или расстояниями между компонентами в двойных и кратных системах ( $\leq 10$  а. е.), что требует для их изучения высокого углового разрешения. Уникальные РСДБ-наблюдения показывают, что могут существовать источники с еще меньшими масштабами. Например, в Алголе ( $\beta$ -Персея) был разрешен источник размером 0,1 а. е.<sup>37</sup>, а наблюдения известного источника Лебедь X-3<sup>38, 39</sup> показали, что размер излучающей области меняется от 0",0013 до 0",01.

В последние годы появился новый класс объектов, для изучения которого требуется высокое угловое разрешение. Это объекты типа SS 433, расположенные в центре остатков сверхновых и обнаруживающие бурные изменения в положении линий излучения (до 0,3 с), блеске и структуре (на миллисекундном уровне). Интерес к этим объектам особенно высок из-за того, что прослеживается явная их генетическая связь с оболочками сверхновых как в радио, так и в рентгеновском диапазонах.

Наиболее трудной является задача построения изображения магнитосферы пульсаров. Здесь необходима как высокая чувствительность, так и предельное разрешение (до 0",0001), а также короткие волны для подавления эффектов рассеяния. Однако, используя метод опорного объекта (см. гл. 4, п. 1 раздела а)), можно рассчитывать получить осредненное за много периодов изображение магнитосферы ближайших к нам пульсаров с разрешением более высоким, чем размер светового цилиндра.

2. К о с м о л о г и я. а) Центральные теоретические проблемы космологии связаны с выяснением природы начального состояния расширяющейся Вселенной и механизмов образования скоплений галактик из первичных возмущений горячей плазмы. Основной поток наблюдательной радиоастрономической информации, существенной для решения этих задач, не требует высокого углового разрешения и связан в основном с измерениями температуры микроволнового реликтового излучения. Однако можно указать на класс задач, для которых важно получение изображений с высоким угловым разрешением. Эти задачи связаны с определением таких космологических параметров, как постоянная Хаббла, фактор замедления, кривизна и т. д.

В связи с этими задачами прежде всего необходимо упомянуть об обзорах неба в радиоинтерферометрическом режиме для реализации таких традиционных тестов, как «число источников или угловой размер — плотность потока». Эти тесты, в принципе, позволяют определить функцию светимости, эволюцию источников и, наконец, параметры космологической модели. Объективности ради отметим, что космологическое значение этих тестов не следует преувеличивать, ибо они в большей степени зависят от эффектов эволюции, чем от космологических параметров.

Более эффективный способ определения космологических параметров может быть связан с использованием эффекта гравитационной линзы<sup>41</sup>. Как известно, распространение электромагнитных волн в гравитационном поле с точки зрения классической электродинамики можно рассматривать как задачу распространения в некоторой материальной среде, эффективный показатель преломления которой зависит от гравитационного потенциала, определяемого массой, спином и мультипольными моментами тела, генерирующего гравитационное поле (гравитационной линзы). Лучи света, огибающие гравитационную линзу с разных сторон, могут пересекаться за ней, образуя кольцеобразные или двойные структуры для видимого сквозь линзу источника в зависимости от того, находится наблюдатель

на фокальной оси или вне ее \*). Наблюдаемое угловое расстояние между изображениями и отношение их интенсивностей в простейшем случае шварцшильдовской гравитационной линзы определяется ее массой и взаимной геометрией «источник — линза — наблюдатель». В качестве еще одной независимо наблюдаемой величины, которая определяется теми же параметрами, выступает разность промежутков времени, которое необходимо для того, чтобы лучи света от двух изображений достигли наблюдателя, двигаясь по двум трассам существенно различной длины. Эту величину можно экспериментально определить измерениями в интенсивности (сравнением кривых блеска для переменных источников или сравнением двух изображений для расширяющихся источников) или прямой корреляцией полей от двух изображений точечного источника. Все эти наблюдаемые величины совместно с измерением красного смещения позволяют, в принципе, определить параметры гравитационной линзы, расстояние до источника и, как следствие, уточнить параметры космологической модели. В целом, хотя этот метод и зависит от модели гравитационной линзы, он представляет собой способ прямого определения вне галактических расстояний в отличие от традиционного иерархического способа, принятого во внегалактической астрономии.

Отметим, что изучение эффекта гравитационной фокусировки представляет интерес не только в связи с космологической проблематикой, но и в связи с новыми возможностями интерпретации наблюдаемых особенностей радиоизображений компактных радиоисточников, полученных с высоким угловым разрешением. В частности, возможно, что в некоторых случаях точечные детали в ядрах галактик и квазаров могут оказаться изображениями, возникшими в результате действия линзового эффекта, в том числе и на линзах с массами порядка  $(10^3 - 10^4) M_{\odot}$ .

б) Радиоинтерферометрия с предельными для Земли базами позволяет вплотную подойти к шварцшильдовскому радиусу крупных галактических черных дыр (если таковые существуют) с массами порядка  $(10^6 - 10^8) M_{\odot}$ . Изучение таких объектов дало бы возможность прямым образом исследовать физические процессы в сильных гравитационных полях, т. е. в тех областях, где описание феномена тяготения качественно различается в разных теориях <sup>45</sup>. Одним из первых кандидатов на такой тест может явиться точечный источник в ядре Галактики.

#### б) Задачи, связанные с измерением положений точечных источников

Согласно (6) и (7) наблюдаемые  $\phi$  или  $\tau$  и  $F$  имеют простой геометрический смысл:  $\phi$  и  $\tau$  определяют косинус угла между направлением на источник и базой, а  $F$  — косинус угла между перпендикуляром к базе, лежащим в плоскости мгновенного экватора Земли, и вектором  $\mathbf{k}$ . Таким образом, с точки зрения координатных задач интерферометр работает как классический угломерный инструмент. Как и классические астрометрические инструменты, интерферометр со сверхдлинной базой при определении координат источников одновременно определяет параметры, характеризующие сам инструмент: вектор базы, время рассинхронизации локальных шкал времени и разность частот локальных гетеродинов. Однако в отличие от ситуации в классической позиционной астрономии, эти «инструментальные параметры» несут содержательную информацию.

\*) Недавно обнаружена пара квазаров 0957 + 561 А, В, находящихся на угловом расстоянии  $\sim 5'',7$  друг от друга и имеющих идентичные спектры. Весьма вероятно, что они являются двумя изображениями одного квазара с  $z = 1,41$ , образованными гравитационной линзой галактической массы с  $z = 0,39$  <sup>42-44</sup>.

Если говорить в самом общем виде, то важнейшими проблемами, требующими для их решения координатных измерений с максимально высоким разрешением, являются:

а) построение инерциальной системы координат, хранителями которой будут точечные детали ядер галактик и квазаров, и установление связи между оптической и радиосистемами с помощью радиозвезд и оптических пульсаров,

б) измерение параллаксов и собственных движений источников, по крайней мере в пределах Галактики,

в) измерение больших баз и изучение трехмерных движений точек земной коры,

г) изучение поведения вектора угловой скорости вращения Земли в инерциальной системе координат и движения полюса в теле Земли.

1) Астрометрия. а) Построение инерциальной системы координат (ИСК) традиционно рассматривается как главная задача астрометрии. ИСК должна обладать следующими основными свойствами <sup>46</sup>: 1) ее определение должно быть максимально простым и доступным потенциальному пользователю, 2) в основе ее эмпирического определения должно лежать минимальное количество негеометрических предположений, и она должна быть максимально независимой от положений частных физических, геофизических и астрономических теорий, 3) она должна обладать вековой стабильностью и полностью реализовывать потенциальные возможности существующих технических средств координатных измерений — не хуже миллисекунды дуги.

Только РСДБ-измерения способны создать систему с указанными свойствами. Во-первых, они позволяют построить систему относительных положений источников, в том числе и независимую от положения среднего и мгновенного экваторов Земли. Во-вторых, им доступны предельно удаленные объекты, большая часть которых в пространстве изображений неподвижна на миллисекундном уровне в течение сотен лет. В третьих, из наземных средств только радиоинтерферометрия способна обеспечить требуемое разрешение — уже сейчас абсолютные координаты некоторых радиоисточников измерены с точностью  $0'',01$ , что почти на порядок выше точности фундаментального каталога FK 4.

Несмотря на то, что программа построения ИСК весьма трудоемка, необходимо помнить, что ИСК нужна не сама по себе, а лишь в качестве системы, обеспечивающей (прежде всего в методическом отношении) решение различных астрофизических, геофизических и геодинамических задач \*). В частности, при построении изображений радиоисточников методом опорного объекта ИСК выступает просто как сеть стандартных опорных источников, положения которых известны с высокой точностью. В общем же случае ИСК выступает как своего рода фундаментальный эталон, с помощью которого можно изучать эффекты различных динамических и феноменологических теорий.

б) Даже такая первичная координатная информация, как видимые относительные положения радиоисточников, может иметь прямой выход в фундаментальную науку. В качестве наиболее впечатляющего примера достаточно вспомнить проверку с рекордной 1%-ной точностью одного из классических эффектов линейного приближения общей теории отно-

\*) Это верно применительно не только к РСДБ-методам. Например, система земных координат, построенная на основе лазерных и доплеровских наблюдений ИСЗ, может быть автономной, если ее точность не превышает 5—10 м. При более высокой точности, которая необходима даже при решении прикладных задач, требуется фундаментальное координатно-временное обеспечение в форме ИСК.



сительности — эффекта отклонения луча света в поле Солнца <sup>47</sup>. Отметим, что наша несокрушимая уверенность в правильности нелинейного приближения ОТО базируется фактически лишь на одном высокоточном тесте, связанном с обработкой длинных рядов наблюдений, в основном оптических, одной внутренней планеты Солнечной системы — Меркурия. По этой причине любая возможность дополнительного теста нелинейного приближения ОТО, в особенности, если она не требует гигантских затрат времени, является высокопрестижной. Уникальные угломерные возможности фазостабильной интерферометрии со сверхдлинными базами открывают реальные перспективы для осуществления таких тестов с помощью измерения взаимных угловых расстояний между квазарами, а также между квазарами и планетами и между планетами <sup>48</sup> (в последних двух случаях необходима установка «радиомаяков» типа ALSEP на планетах).

в) Качественно новой возможностью, связанной с высоким потенциалом системы по угловому разрешению, является возможность определения расстояний до некоторых галактических источников путем измерения параллактических смещений этих источников на фоне опорных внегалактических объектов. При разрешении  $0'',0001$  возможны параллактические измерения до расстояний порядка 20 кпс. Такая возможность весьма удобна для прямого теста космологической природы красных смещений некоторых квазаров.

На расстояниях до 1 кпс параллактические измерения позволяют определить расстояния с точностью до 1%. На этом расстоянии находится по крайней мере 60 пульсаров, для которых измерения расстояний, дополненные измерениями фарадеевского вращения, меры дисперсии и поглощения на волне 21 см, дают информацию о концентрации и температуре электронного газа и магнитных полях на луче зрения, что важно для понимания физических условий, имеющих место в межзвездной среде.

В принципе имеется возможность измерять параллактические смещения внегалактических объектов, используя тот факт, что Земля движется относительно реликтового фона со скоростью  $v_{\text{ф}} \approx 400$  км/с. Система с разрешением  $0'',0001$  способна обнаружить изменение положения радиоисточника, находящегося на расстоянии до 6 Мпс от Земли, относительно более далекого источника по наблюдениям с интервалом в 10 лет. Если же в наземную радиоинтерферометрическую сеть включить космические элементы, то при достаточно больших базах «Земля — Космос» возникает принципиальная возможность измерения расстояний во Вселенной по «кривизне фронта» <sup>49</sup>. Вынос 2—3 космических радиотелескопов на большие расстояния от Земли (до 1 а. е.) переводит все объекты во Вселенной в «ближнюю зону» такого интерферометра (предельное расстояние, до которого возможны такие измерения,  $R = 2\pi r^2/\lambda \gtrsim 10^{28}$  см = 3000 мпс при  $r \approx 10$  а. е. и  $\lambda \lesssim 10$  см, что сравнимо с радиусом кривизны Вселенной).

г) Из задач, требующих высокоточных позиционных измерений, следует упомянуть о возможности измерения собственных движений галактических радиоисточников. Измерение собственных движений с точностью до 1 км/с с одновременными измерениями положений с точностью  $0'',001$ — $0'',0001$  позволяет по наблюдениям в течение 5 лет — 0,5 года локализовать первоначальное положение источника на расстояниях по крайней мере до 1 Кпс. Применительно к пульсарам это означает возможность локализации места их образования и определения их возрастов, что важно для теории эволюции нейтронных звезд и остатков сверхновых.

Близкой по смыслу и важной в астрофизическом аспекте является задача поиска планет вблизи радиоизлучающих звезд по возмущениям их положения в силу наличия тяжелого невидимого спутника. Спутник

с массой  $M_p$ , находящийся на расстоянии  $r_{ps}$  от звезды с массой  $M_s$ , вызывает заметные смещения положения радиозвезды на фоне неподвижных опорных объектов (максимальное угловое смещение  $\sim (M_p/M_s) (r_{ps}/R)$ ). В частности, спутник с массой  $M_p/M_s \approx 10^{-3}$ , находящийся на расстоянии  $r_{ps} = 30$  а. е., может быть обнаружен системой с разрешением  $0",0001$  по измерениям дифференциальных положений звезды, расположенной на расстоянии до  $R = 300$  пс от Земли.

В заключение сделаем несколько замечаний по проблеме собственных движений внегалактических радиоисточников, формирующих ИСК. Если квазары находятся на космологических расстояниях ( $\geq 10^{27}$  см), то, вероятнее всего, их собственными движениями, связанными с пекулярной скоростью квазара как целого, можно пренебречь. Действительно, если принять, что эти скорости порядка галактических ( $\geq 10^4$  км/с), то видимые движения, связанные с этими скоростями, будут порядка 0,01 миллисекунды дуги/год. В таких условиях ИСК, опирающаяся на эти источники, будет обладать миллисекундной вековой стабильностью, и, таким образом, здесь не возникают проблемы, которые типичны для оптической астрономии. Несколько более своеобразна ситуация при использовании источников, содержащих компоненты, движущиеся со сверхсветовыми видимыми скоростями друг относительно друга. Видимые собственные движения этих деталей будут порядка  $0",001-0",0005$  в год, так что учет этих собственных движений совершенно необходим. Таким образом, качественное картографирование таких объектов представляет не только астрофизический интерес, но и играет роль своеобразной службы собственных движений.

д) В ближайшее десятилетие планируется запуск бортового оптического телескопа для решения астрометрических задач, способного измерять взаимные угловые расстояния между звездами с миллисекундной точностью (проект «Гиппарх»<sup>50</sup>). Для того, чтобы связать автономные высокоточные системы, опирающиеся на оптические и радиоинтерферометрические наблюдения, необходимы совместные массовые наблюдения звезд в оптическом и радиодиапазонах. Такие наблюдения в радиодиапазоне могут быть осуществлены на системе «полигамного» типа, поскольку ее высокая разрешающая способность непосредственно связана с высокой чувствительностью по потоку.

2) Г е о ф и з и к а, г е о д и н а м и к а, н е б е с н а я м е х а н и к а. а) Земля представляет собой чрезвычайно сложную термодинамическую систему, в которой реология ее вещества и физика взаимодействия коры, мантии и ядра до конца не поняты. С точки зрения такой центральной геофизической проблемы, как изучение внутреннего строения Земли, важную роль играют радиоинтерферометрические измерения (дополнительно к данным гравиметрии и сейсмологии) величины и положения вектора угловой скорости вращения Земли  $\Omega$  и вариаций  $\Omega$  со временем (прецессия и нутация). Различные физические процессы ответственны за вариации  $\Omega$  — изменение момента инерции, вызванное движением материков и землетрясениями, диссипация энергии солнечно-лунных приливов, циркуляция атмосферы, таяние льдов, изменение распределения водных масс в океане, взаимодействие коры и мантии и т. д. Для каждого из этих механизмов, в том числе и ныне неизвестных, типичны свои характерные времена — от 100 лет до полусуток и, возможно, менее. Поэтому необходимы не только точные определения  $\Omega$  (или длительности суток  $T$ ), но и измерения в максимально широком спектральном диапазоне. Глобальная система фотографических труб дает возможность определить  $T$  с точностью до 1 мс в результате осреднения пятидневных циклов наблюдений. Радио-

интерферометрическая глобальная сеть позволит определить  $T$  с точностью  $50\text{--}10$  мкс и, что особенно важно, изучить не только низкочастотные ( $3 \cdot 10^{-10}\text{--}2 \cdot 10^{-6}$  Гц), но и высокочастотные ( $10^{-5}\text{--}3 \cdot 10^{-4}$  Гц) спектральные компоненты угловой скорости вращения Земли, о которых до сих пор не было практически никакой наблюдательной информации.

б) Большой геофизический интерес представляет изучение свободного движения (в чандлеровской полосе частот — с периодом  $\sim 14$  месяцев и свободной нутации — с периодом порядка суток) и вынужденного движения полюса в теле Земли, поскольку это явление тесно связано с физикой взаимодействия жидкого ядра и мантии. Система зенит-телескопов международной службы движения полюса позволяет определять его координаты с внутренней точностью до  $0,5$  м (абсолютная точность несколько ниже —  $1\text{--}2$  м) в результате осреднения циклов наблюдений недельной длительности. Потенциальное разрешение фазостабильной радиоинтерферометрической сети может достигать  $1$  см с существенно большим разрешением по времени (вплоть до часа). Сравнимая точность может быть достигнута по доплеровским (до  $10$  см) и лазерным (до  $1$  см) наблюдениям ИСЗ. Однако радиоинтерферометрические наблюдения имеют то несомненное преимущество перед доплеровскими и лазерными, что они несут чисто геометрический характер. Лазерным же и доплеровским наблюдениям доступны лишь близкие объекты, движущиеся в нерегулярном и плохо изученном гравитационном поле Земли. Здесь задача определения координат полюса решается динамическими средствами, что может приводить к большим трудностям при интерпретации результатов точных определений, полученных путем осреднения серий по крайней мере недельной длительности.

в) Фазостабильная система позволяет с точностью до  $1$  см измерять расстояния между пунктами, разнесенными на тысячи километров (вплоть до  $2R_{\oplus}$ ) друг от друга, и измерять трехмерные движения точек земной коры в системе неподвижных радиоисточников, следя за временными вариациями вектора базы. Измерение больших баз и их горизонтальных и вертикальных движений и вращений представляет принципиальный интерес при решении задач глобальной тектоники литосферных плит и, возможно, для предсказания землетрясений в сейсмически активных районах. Радиоинтерферометрический метод измерения взаимных расстояний между пунктами является чисто геометрическим, что выгодно отличает его от динамических методов доплеровских и лазерных наблюдений ИСЗ. В этих методах расстояния между пунктами вычисляются через барицентрические координаты пунктов, что затрудняет использование этой информации при решении задач о глобальных движениях точек земной поверхности.

3) Геодезия и прикладные задачи. а) Систему баз многоэлементного интерферометра, измеренных с высокой точностью и контролируемых по источникам с хорошо известными положениями, можно рассматривать как референсную систему земных координат. К этой автономной системе может быть привязана любая точка земной поверхности с помощью подключенных к системе малых транспортируемых антенн. Точность такой привязки (не хуже  $10$  см) будет определяться величиной малой базы и диаметром транспортируемого элемента.

б) Возможности относительно скромных по потенциалу радиоинтерферометрических систем для навигации в ближнем и дальнем космосе уже успешно опробованы<sup>51</sup>, так что эффективность использования «полигамной» системы для этих целей не вызывает сомнений. Ограничения по дальности у такой системы будут связаны, в основном, с ограниченной мощностью бортового источника монохроматического или шумового сигнала.

в) Радиоинтерферометрические координатные наблюдения любого типа позволяют одновременно осуществлять синхронизацию локальных шкал времени с точностью до долей наносекунды. Таким образом, результаты радиоинтерферометрических измерений могут обслуживать не только фундаментальную науку, но и служить основой службы координатно-временного обеспечения.

### 3. ФАКТОРЫ, ЗАТРУДНЯЮЩИЕ ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Как уже отмечалось, осуществлению прямых фазовых измерений в интерферометрии с независимыми гетеродинами и сверхдлинными базами препятствуют два фактора: нестабильность стандартов частоты и флуктуационные свойства земной тропосферы. Оба эти фактора, имея различную физическую природу, действуют одинаковым образом, внося случайные фазовые набег в фазу интерференционного отклика (8), что может приводить к потере когерентности сигналов.

#### а) Стандарты частоты.

#### Временная привязка пунктов

1) Стабильность стандартов частоты. Основная функция стандарта частоты в системе радиоинтерферометра со сверхдлинной базой заключается в формировании гетеродинного сигнала. Если бы разность частот гетеродинов на пунктах сети была постоянна, а их фазы стабильны, то с инструментальной точки зрения не возникало бы препятствий для получения фазы интерференционного отклика. Реально дисперсии частот и фазы являются малыми величинами лишь на определенных интервалах времени, которые и определяют время когерентной работы генераторов, входящих в систему.

В табл. II приведены параметры основных стандартов частоты, которые нашли широкое применение в радиоастрономии и, в частности, в радиоинтерферометрии. Наихудшими данными по точности и долговременной стабильности обладает рубидиевый стандарт. Дрейф этих

Таблица II

Сравнительные характеристики стандартов частоты

Тип стандарта	Основной принцип	Воспроизводимость	Стабильность			Объем, дм <sup>3</sup>	Вес, кг
			кратковременная, < 1 с	фликкер, > 1 мин	дрейф за год		
Н-мазер Cs <sup>133</sup>	Активный мазер	10 <sup>-12</sup>	5 · 10 <sup>-13</sup>	(2—5) · 10 <sup>-15</sup>	10 <sup>-13</sup>	1000	300
	Пассивный, атомный пучок	Лабораторный 10 <sup>-13</sup> Серийный 5 · 10 <sup>-12</sup>	10 <sup>-12</sup>	10 <sup>-14</sup>	10 <sup>-13</sup>	2000	500
Rb <sup>87</sup>	Пассивный, газовая ячейка	Высокого качества 10 <sup>-10</sup> Серийный — 5 · 10 <sup>-10</sup>	5 · 10 <sup>-12</sup>	5 · 10 <sup>-14</sup>	5 · 10 <sup>-14</sup>	20	30
			7 · 10 <sup>-12</sup>	4 · 10 <sup>-13</sup>	10 <sup>-10</sup>	20	30
			10 <sup>-11</sup>	5 · 10 <sup>-13</sup>	10 <sup>-9</sup>	2	2

стандартов также хуже, чем у других типов. Однако их преимуществами по сравнению с другими стандартами являются малые габариты, надежность и дешевизна. Поскольку их кратковременная стабильность не хуже, чем у промышленных цезиевых стандартов, то их обычно применяют

в качестве перевозимых стандартов. Цезиевые стандарты наименее распространены в радиоастрономии. Их кратковременная стабильность не лучше, чем у рубидиевых, а долговременная — хуже, чем у водородных.

Хотя точность водородных стандартов хуже точности цезиевых, но стабильность их самая высокая, у них наивысшая спектральная чистота. Стабильность водородных стандартов новейших разработок достигает  $5 \cdot 10^{-15}$ , и предполагается, что она может быть доведена до  $10^{-15}$ . Это означает, что, например, на волне 5 см когерентное накопление возможно в течение более 12 часов, так что за это время стандарты на двух пунктах разойдутся менее чем на один период. Такая стабильность с инструментальной точки зрения позволяет осуществлять прямые фазовые измерения. Отметим, что водородные стандарты представляют собой дорогие стационарные приборы,

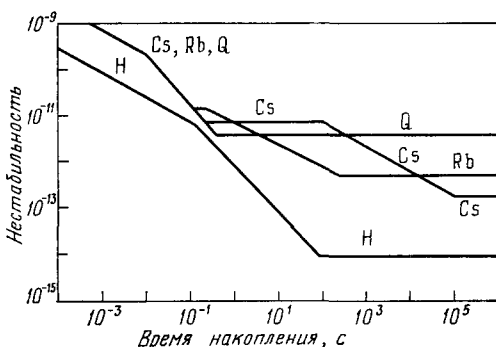


Рис. 8. Данные по стабильности основных атомных стандартов, используемых в радиоастрономии.

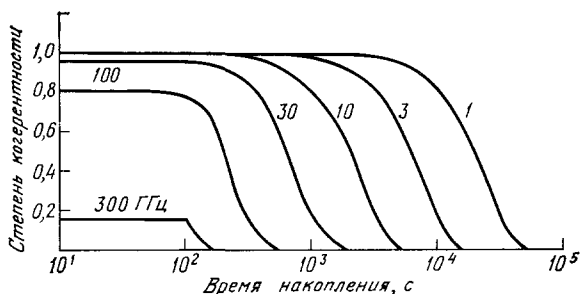


Рис. 9. Время когерентного накопления для водородного стандарта.

которые целесообразно применять в качестве основных хранителей точного времени и частоты.

На рис. 8 приведены данные по стабильности различных стандартов, применяемых в радиоастрономии, а на рис. 9 — данные по времени когерентного накопления для водородного стандарта <sup>40</sup>.

2) **Синхронизация часов.** На каждом пункте сети имеются электронные часы, которые управляют процессом регистрации — начало записи и периодическое включение временных меток в поток данных. Опорный сигнал для часов поступает от стандарта частоты. Показания локальных часов на разных пунктах расходятся по следующим двум причинам: а) наличие ошибки в начальной привязке часов и б) различный ход часов из-за различия частот стандартов.

Перед началом регистрации необходимо минимизировать разницу показаний часов на пунктах, так как при корреляционной обработке сигналов ошибка в начале регистрации ведет к длительным поискам максимума корреляции и существенно увеличивает время обработки. Если интервал временной дискретизации  $\Delta t = 1/2\Delta f$ , то приемлемой ошибкой

в привязке часов можно считать  $\Delta t = 10\Delta t$ . Для системы с полосой регистрации  $\Delta f = \pm 50$  МГц необходимо, чтобы  $\Delta t = +0,1$  мкс.

Небольшие габариты современных рубидиевых стандартов позволяют перевозить их вместе с электронными часами во включенном состоянии на самолетах. В начале стандарты и часы сверяются в одном из пунктов, а затем в «горячем» состоянии развозятся на пункты системы. С помощью транспортируемых стандартов производится привязка более точных, например, водородных стандартов по частоте и эпохе. По окончании наблюдений транспортируемые стандарты и часы снова свозятся в центральный пункт, где делается вторичное сличение частот и времени. Полученные разности используются для расчета ошибки синхронизации внутри интервала времени между двумя сличениями часов. Точность такого метода, широко применяемого в независимой интерферометрии, может быть менее 1 мкс. Однако перевозка часов представляет большое неудобство и совершенно неприемлема для систем с обработкой данных в реальном масштабе времени.

С этой точки зрения значительно более удобен метод сличения часов по сигналам системы LORAN-C. Система LORAN-C предназначена для навигационных целей<sup>53</sup>, но может быть использована и для передачи точного времени. Имеется 8 цепей станций, каждая из которых состоит из ведущей и 2—4 ведомых станций. Станции излучают серии радиоимпульсов на несущей частоте 100 КГц, синхронизированной со шкалой UTC. Радиоимпульсы могут достигать приемника пользователя с помощью пространственной или поверхностной волн. Наиболее точно делается привязка по поверхностной волне на расстояниях до 3000 км по морю и 1500 км по суше. Существуют два способа привязки времени с помощью системы LORAN-C. В первом используют секундные импульсы, излучаемые станциями в промежутках между сериями. Точность такого способа невысока — порядка  $\pm 20$  мкс. Во втором способе используют тонкую структуру радиоимпульсов серий, что позволяет обеспечить точность привязки в несколько десятых микросекунды. Пожалуй, единственным недостатком этого метода привязки часов является присущее ему ограничение по дальности.

Наиболее естественным способом синхронизации часов для систем «полигамного» типа является ретрансляция сигналов точного времени через геостационарный ИСЗ<sup>54, 55</sup>, который представляет собой классический способ Эйнштейна синхронизации часов. В этом способе сигналы времени («временные метки») на каждом пункте передаются на спутник-ретранслятор, затем принимаются на другом пункте и вновь ретранслируются, после чего они могут быть приняты на первоначальном пункте. Таким образом, измеряется задержка при ретрансляции. Зная задержку и принимая сигналы времени от других пунктов, можно измерить расхождение в показаниях часов. Точность этого метода порядка 0,1 мкс, что вполне достаточно для эффективного поиска корреляции при широкополосном приеме. Дальнейшее повышение точности синхронизации часов с помощью ИСЗ не является необходимым, ибо сама радиоинтерферометрическая система позволяет сличать шкалы с точностью до долей наносекунды.

#### б) Эффекты среды распространения

При наличии высокостабильных стандартов частоты и средств привязки пунктов по времени через ИСЗ влияние среды распространения (тропосфера, ионосфера, межпланетная и межзвездная среды) представляет собой тот основной фактор, который препятствует формированию

фазостабильной сети. Для сантиметрового диапазона длин волн тропосферные эффекты доминируют, поэтому мы их рассмотрим особенно подробно.

1) Турбулентная модель тропосферы. Разность электрической толщины (эйконала) тропосферы и ее геометрической толщины в зените достигает  $\sim 2$  м. Около 75 % этой величины определяется «сухой» компонентой воздуха, а 25 % — в основном парами воды («мокрая» компонента). Вследствие турбулентного перемешивания атмосферы возникают флуктуации температуры, давления и влажности, которые приводят к флуктуациям эйконала.

В качестве удобной характеристики флуктуационных свойств эйконала можно использовать пространственную структурную функцию  $D_l(\rho) = \langle [l(x + \rho) - l(x)]^2 \rangle$ , для построения которой принимается модель локально однородной изотропной турбулентности<sup>56</sup>. В соответствии с ней естественно рассматривать три физически выделенные области изменения структурной функции<sup>57</sup>:

$$D_l(\rho) = \begin{cases} C_l^2 \rho^{5/3}, & L_0 < \rho < L_1, \\ C_L^2 \rho^{2/3}, & L_1 < \rho < L_2, \\ C_L^2 L_2^{2/3}, & L_2 < \rho, \end{cases} \quad (12)$$

где  $L_0$  и  $L_1$  — внутренний и внешний масштабы изотропной трехмерной турбулентности,  $L_2$  — внешний масштаб двумерной турбулентности и  $C_l$ ,  $C_L$  — интегральные структурные коэффициенты показателя преломления. В приближении геометрической оптики структурная функция фазы  $D_\varphi(\rho)$  отличается от  $D_l(\rho)$  только квадратом волнового числа:

$$D_\varphi(\rho) = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 D_l(\rho) = k^2 D_l(\rho). \quad (13)$$

Инерционный интервал  $L_0 < \rho < L_2$ , в котором кинетическая энергия турбулентного движения значительно больше энергии диссипации и притока, разбивается на два промежутка масштабом  $L_1$ , который по порядку величины совпадает с эффективной толщиной тропосферного слоя  $L \approx 6$  км. Поведение в инерционном интервале можно получить из геометрических соображений. Действительно, пусть два параллельных луча длиной  $L$  проходят в тропосфере на расстоянии  $\rho$  друг от друга. Если  $\rho \ll L$ , то на каждом луче укладывается  $N = L/\rho$  неоднородностей размерами  $\rho$ . Тогда разность фаз, возникающая при прохождении пары таких неоднородностей,  $\varphi_1 \approx k\rho \Delta n(\rho)$ , где  $\Delta n(\rho)$  — разность показателей преломления в точках, находящихся на расстоянии  $\rho$ . Следовательно, средний квадрат разности фаз  $\langle \varphi_1^2 \rangle \approx k^2 \rho^2 D_n(\rho)$ , где структурная функция показателя преломления следует закону Колмогорова — Обухова  $D_n(\rho) = C_n^2 \rho^{2/3}$ , в основе которого лежат чисто энергетические соображения. Полное же значение среднего квадрата разности фаз после прохождения всех  $N$  неоднородностей будет:  $D_\varphi(\rho) \approx k^2 L \rho D_n(\rho) \propto \rho^{5/3}$ . Если же  $\rho \gg L$ , то каждый луч проходит в пределах одной неоднородности масштаба  $L$ , которая и определяет основной вклад в фазовый набег. Тогда  $\varphi \approx kL \Delta n(\rho)$  и  $\langle \varphi^2 \rangle = D_\varphi(\rho) \approx k^2 L^2 D_n(\rho) \propto \rho^{2/3}$ , так что структурная функция фазы следует тому же «закону 2/3», что и структурная функция показателя преломления.

Нижняя граница инерционного интервала  $L_0$ , определяемая скоростью диссипации энергии турбулентности  $\varepsilon$  и кинематической вязкостью  $\nu$ :  $L_0 = \nu^{3/4} \varepsilon^{-1/4}$ , оценивается достаточно уверенно:  $L_0 = 0,1$ —

1 см \*). Значительно менее уверенно можно оценить вторую границу действия «закона 2/3» —  $L_2$ . В качестве этой границы, по-видимому, следует рассматривать размеры наиболее мощных из наблюдаемых в тропосфере образований — циклонов, средний размер которых в умеренных широтах колеблется в пределах 2000—3000 км. При  $\rho > L_2$  (энергетический интервал, в котором происходит «закачка» энергии в основном благодаря Солнцу) наступает насыщение структурной функции.

Структурная функция (12) удовлетворительно представляет экспериментальные результаты при следующем выборе структурных коэффициентов и характерных масштабов:  $C_1 = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{1/6}$ ,  $C_L = 0,013 \text{ см}^{2/3}$ ,  $L_1 = 5,6 \text{ км}$  и  $L_2 = 3000 \text{ км}$ <sup>58</sup> (рис. 10).

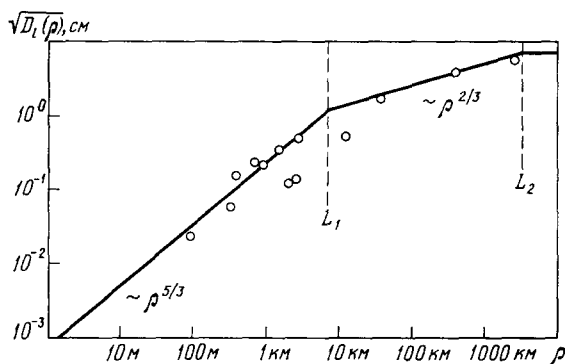


Рис. 10. Структурная функция эйконала тропосферы.

Кружки — наблюдения

Очевидно, что  $(1/\sqrt{2}) C_L L_2^{1/3} = 5,7 \text{ см}$  определяет максимальное среднеквадратическое значение флуктуаций электрической толщины тропосферы в зените.

Для того чтобы тропосфера не нарушала фазовые соотношения между сигналами, пришедшими по разным трассам, необходимо, чтобы  $\sqrt{D_l(\rho)} \ll \lambda/2\pi$ . Это соотношение определяет минимальную длину волны, на кото-

рой становятся возможными фазовые измерения. В частности, прямые фазовые измерения на базах  $\rho \geq L_2$  возможны лишь, начиная с дециметрового диапазона длин волн.

Положение можно существенно улучшить, если радиоастрономические наблюдения дополнить специальными измерениями эйконала на пунктах системы. Вклад «сухой» компоненты может быть учтен с точностью лучшей, чем 1 см, по приземным измерениям температуры и давления. Для определения же подверженной изменениям «мокрой» компоненты можно использовать то обстоятельство, что имеется почти линейная связь между яркостной температурой атмосферы в линии паров воды и эйконалом. Совместные измерения метеопараметров на поверхности Земли и радиометрические измерения вблизи резонансной линии воды (1,35 см) позволяют, как это следует из расчетов и отдельных экспериментов<sup>64а, б</sup>, определить эйконал с точностью до 1 см в зените. Имеются оценки<sup>64в</sup>, показывающие, что если радиометрические измерения проводить на нескольких частотах в областях резонансных линий воды (1,35 и 0,164 см) и кислорода (0,5 см), то точность определения эйконала в зените может быть доведена до величины порядка 1 мм. Таким образом, совмещая работу интерферометра с синхронными измерениями эйконала, можно скорректировать большую часть тропосферного набега фазы.

2) Тропосферные ограничения при координатных измерениях. Если считать, что аддитивные шумы аппаратуры малы, то флуктуации электрической толщины тропосферы

\*) При  $\rho < L_0$ ,  $D_\varphi \propto \rho^2$ . Это — область, где энергия, перекачиваемая от крупномасштабных к мелкомасштабным неоднородностям, переходит за счет вязкости в тепло (вязкий интервал).



оказываются самым существенным фактором, который ограничивает точность координатных измерений. Из общих соображений ясно, что тропосферную ошибку углового измерения можно уменьшить, используя временное накопление. На первый взгляд кажется, что эффект временного накопления должен быть очень значительным. Действительно, если ввести характерное для базы  $\rho$  время  $t_p = \rho/v$  ( $v$  — скорость переноса тропосферных неоднородностей, скорость ветра \*)), то возникает ощущение, что за время  $T \gg t_p$  можно сделать  $N = T/t_p$  независимых отсчетов и, следовательно, уменьшить тропосферную ошибку мгновенного углового измерения  $\langle \theta_0 \rangle$  в  $\sqrt{T/t_p}$  раз:  $\langle \theta \rangle = \langle \theta_0 \rangle / \sqrt{T/t_p}$ . Однако, если встать на такую точку зрения, то для фазовых измерений, например, неизбежно следующее парадоксальное заключение: в инерционном интервале в области изотропной трехмерной турбулентности ( $\rho < L_1$ ) тропосферная ошибка угловых измерений тем меньше, чем меньше база инструмента. Действительно, согласно (12),  $\langle \theta_0 \rangle \approx [D_l(\rho)]^{1/2}/\rho = C_l \rho^{-1/6}$  и, следовательно,  $\langle \theta \rangle = C_l \rho^{1/3}/(Tv)^{1/2}$ , так что  $\langle \theta \rangle \rightarrow 0$  при  $\rho \rightarrow 0$ . Объяснение этого парадокса заключается в том, что  $t_p$  в общем случае не определяет интервала корреляции, который при  $\rho < L_2$  всегда больше  $t_p$ . Поскольку уменьшению  $\langle \theta \rangle$  способствуют и временная фильтрация, подавляющая мелко-масштабные неоднородности, и пространственная фильтрация, подавляющая крупномасштабные неоднородности, то характер временного осреднения зависит от взаимного соотношения  $T$ ,  $t_p$  и характерных времен  $t_0 = L_0/v$ ,  $t_1 = L_1/v$ ,  $t_2 = L_2/v$ .

В общем случае дисперсия разности электрических длин трасс для инструмента с базой  $\rho$  при единичном сеансе длительностью  $T$  равна <sup>59, 60</sup>

$$D_l^T(\rho) = \frac{1}{T^2} \left[ S\left(T + \frac{\rho}{v}\right) + S\left(\left|T - \frac{\rho}{v}\right|\right) - 2S\left(\frac{\rho}{v}\right) - 2S(T) \right], \quad (14)$$

где

$$S(x) = \int_0^x (x-t) D(t) dt.$$

Очевидно, что

$$D_l^T(\rho) = \begin{cases} D(\rho) - 2S(T)T^{-2}, & \text{если } t_p \gg T, \\ D(Tv)\left(\frac{\rho}{vT}\right)^2 - 2S\left(\frac{\rho}{v}\right)T^{-2}, & \text{если } t_p \ll T, \end{cases} \quad (15)$$

и, следовательно, тропосферная ошибка при измерении направления на источник по фазе или временной задержке будет иметь следующие асимптотические выражения:

$$\langle \theta \rangle \approx \begin{cases} \begin{bmatrix} C_l/\rho^{1/6}, & L_0 < \rho < L_1, \\ C_L/\rho^{2/3}, & L_1 < \rho < L_2, \\ C_L L_2^{1/3}/\rho, & L_2 < \rho \end{bmatrix}, & t_p \gg T, \\ \begin{bmatrix} C_l/(vT)^{1/6}, & t_0 < T < t_1, \\ C_L/(vT)^{2/3}, & t_1 < T < t_2 \\ C_L L_2^{1/3}/vT, & t_2 < T, \rho < L_2 \end{bmatrix}, & t_p \ll T. \end{cases} \quad (16)$$

Таким образом, временное осреднение начинает сказываться лишь при  $T \gg t_p$ , причем процесс осреднения идет значительно медленнее, чем это следует из наивной теории (рис. 11).

На базах  $\rho < L_1$ , которые типичны для радиотелескопов с заполненными апертурами и радиоинтерферометров с малыми базами, уменьшение

\*) Для оценок в дальнейшем принято  $v = 10$  м/с, — величина, совпадающая с типичной скоростью ветра при синоптических процессах.

флуктуационных шумов тропосферы может быть достигнуто при больших временах накопления. Однако даже в этом случае тропосфера ограничивает точность углового измерения сотыми долями секунды дуги. Для баз, размеры которых лежат в области действия двумерной турбулентности, накопление несущественно уменьшает тропосферные ограничения, особенно если учесть, что здесь имеются жесткие аппаратные ограничения на  $T$ . Таким образом, дальнейшее уменьшение  $\langle \theta \rangle$  может быть достигнуто только за счет перехода к базам  $\rho > L_2$ . В энергетическом интервале

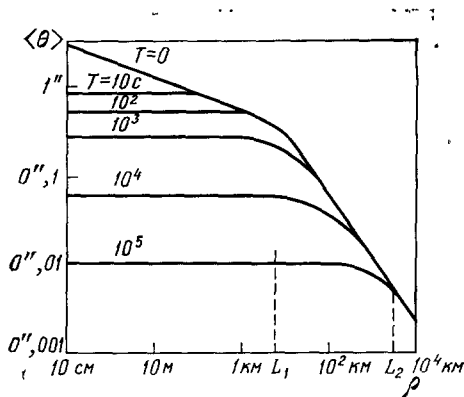


Рис. 11. Тропосферные ограничения при фазовых измерениях координат.

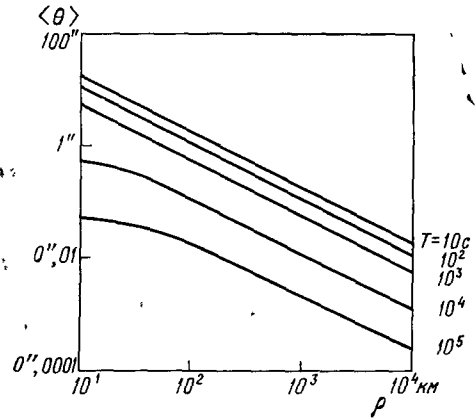


Рис. 12. Тропосферные ограничения при частотных измерениях координат.

время накопления практически не играет никакой роли, и уменьшение  $\langle \theta \rangle$  идет только за счет эффекта насыщения  $D_1(\rho)$ , который «просветляет» тропосферу \*). Благодаря этому эффекту на больших базах тропосферную ошибку единичного углового измерения можно уменьшить до нескольких миллисекунд дуги. Однако необходимо иметь в виду, что реальные ограничения могут быть еще более жесткими, поскольку приведенные выше оценки относятся к тому идеализированному случаю, когда источник наблюдается в зените.

Используя (14), нетрудно найти выражение для дисперсии скорости вариации разности электрических длин трасс <sup>61</sup>:

$$D_i^T(\rho) = \frac{1}{T^2} [-D(\rho + vT) - D(|\rho - vT|) + 2D(\rho) + 2D(vT)], \quad (17)$$

которое позволяет оценить тропосферную ошибку в определении направления на источник по частоте интерференции (рис. 12):

$$\langle \theta \rangle \approx \sqrt{D_i^T(\rho)} (\Omega \rho)^{-1} \approx \sqrt{2\Omega^{-1}} \begin{cases} C^{-5/6} / \rho T^{1/6}, & t_0 < T < t_1 \\ C_L v^{1/3} / \rho T^{2/3}, & t_1 < T < t_2 \\ C_L L_2^{1/3} / \rho T, & t_2 < T \\ C_L / \rho^{1/6} T, & L_0 < \rho < L_1 \\ C_L / \rho^{2/3} T, & L_1 < \rho < L_2 \\ C_L L_2^{1/3} / \rho T, & L_2 < \rho \end{cases}, \quad \begin{matrix} t_p \gg T, \\ \\ \\ \\ \\ t_p \ll T. \end{matrix} \quad (18)$$

\*) На базах  $\rho > L_2$  режимы с  $T > t_2$  имеют чисто абстрактный характер и косвенно характеризуют тот факт, что наблюдения могут рассматриваться как статистически независимые, если отдельные сеансы разделены интервалами времени, большими  $t_2$  <sup>60</sup>.

Спектр флуктуаций  $F$  значительно более высокочастотен, чем спектр флуктуаций эйконала (рис. 13). Поэтому временное накопление при измерениях, использующих частоту интерференции, оказывается более эффективным, нежели при измерениях  $\varphi$  или  $t$ . Однако даже при значительных  $T$  тропосферные ограничения при частотных измерениях оказываются значительно более жесткими из-за того, что скорости вариаций эйконала имеют большие амплитуды. Эти ограничения можно несколько ослабить, если принять во внимание специфику процедуры координатных измерений — серия из нескольких отсчетов в течение относительно короткого интервала времени и большие промежутки времени  $\Delta T$  между сериями. При частотных измерениях отдельные серии становятся статистически независимыми, если  $\Delta T > T$ , так что при суточном цикле тропосферная ошибка может быть уменьшена в  $\sqrt{N}$  раз, где  $N$  — число серий.

Резюмируя ситуацию в целом, необходимо заключить, что флуктуационные эффекты тропосферы в сантиметровом диапазоне длин волн не позволяют прямо измерять фазу интерференционного сигнала, и тем самым, реализовать потенциальные угломерные возможности радиоинтерферометра со сверхдлинной базой.

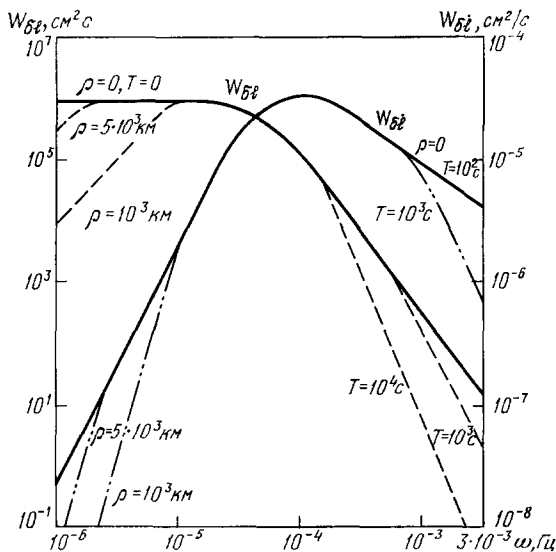


Рис. 13. Спектры флуктуаций разности электрических длин  $W_{\delta l}$  и их скоростей  $W_{\delta \dot{l}}$ .

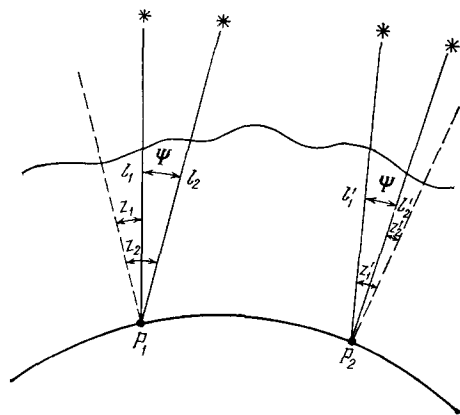


Рис. 14. К идее метода опорного объекта.

3) Д и ф ф е р е н ц и а л ь н ы е н а б л ю д е н и я. Влияние тропосферных шумов можно существенно ослабить, если использовать дифференциальные наблюдения источников (применительно к задаче построения изображений — это метод опорного объекта <sup>62</sup>). Суть этой идеи заключается в том, что при приеме сигнала от исследуемого источника 1 одновременно или почти одновременно с ним наблюдается другой (опорный) источник 2, отстоящий от него на угловое расстояние  $\Psi$ , и в качестве наблюдаемых величин формируются разности фаз  $\Delta \varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  (рис. 14).

Наиболее эффективно применение этого метода при наблюдениях источников под одинаковыми зенитными углами. В этом случае геометрические длины трасс в тропосфере от обоих источников до антенны оди-

наковы ( $l_1 = l_2$ ,  $l'_1 = l'_2$ ), и, как ясно из качественных соображений, тропосферные флуктуации, вызываемые неоднородностями с масштабами, большими  $\rho_{\text{эфф}} = L\Psi + \nu \Delta T$  ( $\Psi \ll 1$ ,  $\Delta T$  — время переброса антенны с исследуемого источника на опорный), будут вычитаться при формировании дифференциальной фазы. В этом случае дисперсия случайного набега  $\Delta\varphi$  будет равна<sup>63</sup>:

$$\langle [\Delta\varphi]^2 \rangle \approx \frac{k^2}{2} \left( \frac{1}{\cos^2 z_1} + \frac{1}{\cos^2 z'_1} \right) \times \begin{cases} C_L^2 \rho_{\text{эфф}}^{5/3}, & T\nu < \rho_{\text{эфф}} \\ C_L^2 \rho_{\text{эфф}}^2 / (\nu T)^{1/3}, & T\nu > \rho_{\text{эфф}} \\ C_L^2 \rho_{\text{эфф}}^2 / (\nu T)^{4/3}, & t_1 < T < t_2. \end{cases} \quad T < t_1, \quad (19)$$

Очевидно, подавление тропосферных эффектов будет тем эффективнее, чем меньше  $\Psi$ , и для баз с  $\rho > L_2$  тропосферные ограничения не будут превышать миллисекунды дуги даже при  $\Psi \sim 1$ .

Однако ситуация, когда источники наблюдаются под одинаковыми  $z$  на обоих пунктах двухэлементного интерферометра, крайне редка, а для

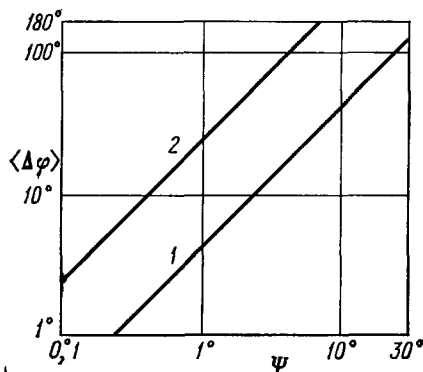


Рис. 15. Тропосферный набег в дифференциальной фазе  $\Delta\varphi$  в зависимости от углового расстояния между источниками  $\Psi$ .

1 — ведутся измерения эйконала, 2 — не ведутся измерения эйконала;  $\rho = 3000$  км,  $z_1 = 60^\circ$ ,  $z'_1 \approx 33^\circ$ ,  $\lambda = 5$  см.

многочисленной системы вообще нереализуема. В случае же, когда источники находятся под разными зенитными углами для баз с  $\rho \geq L_2$ :

$$\langle [\Delta\varphi]^2 \rangle = \frac{k^2}{2} C_L^2 L_2^{2/3} \left[ \left( \frac{1}{\cos z_1} - \frac{1}{\cos z_2} \right)^2 + \left( \frac{1}{\cos z'_1} - \frac{1}{\cos z'_2} \right)^2 \right] \stackrel{\Psi \ll 1}{=} \stackrel{\Psi \ll 1}{=} \frac{k^2}{2} C_L^2 L_2^{2/3} \left( \frac{\sin^2 z_1}{\cos^4 z_1} + \frac{\sin^2 z'_1}{\cos^4 z'_1} \right) \Psi^2. \quad (20)$$

Существенное отличие оценки (20) от (19) заключается в том, что здесь тропосферный набег фазы определяется в основном неоднородностями с самыми большими размерами, в результате чего тропосферные ограничения становятся более жесткими. При  $\lambda = 5$  см они приводят к набегу в дифференциальной фазе  $\langle \Delta\varphi \rangle > 180^\circ$  уже при  $\Psi > 7^\circ$  (рис. 15).

Тем не менее дифференциальные наблюдения представляют собой самый эффективный способ восстановления фазы интерференционного отклика, как при координатных измерениях, так и при построении изображений. Тот факт, что для восстановления фазы требуется наблюдать источники, находящиеся на малых угловых расстояниях друг от друга, ведет к определенным и весьма сильным требованиям к флуктуационной чувствительности системы по потоку. Однако, как будет показано (гл. 5, п. б), этим требованиям можно удовлетворить при определенном числе и размере элементов, образующих систему.

Дифференциальные измерения могут быть особенно эффективны, если их дополнить специальными измерениями эйконала на пунктах системы, и, таким образом, частично скорректировать тропосферный набег дифференциальной фазы (рис. 15).

4) И о н о с ф е р а, м е ж п л а н е т н а я и м е ж з в е з д н а я с р е д а. Ионосфера, в отличие от тропосферы, представляет собой частотно-зависимую среду, в которой фазовая скорость распространения волны всегда больше скорости света. В связи с этим фазовый набег от ионосферы противоположен по знаку тропосферному и зависит от частоты падающей волны ( $\propto f^{-2}$ ), электронной концентрации  $N_e$  и величины земного магнитного поля. Распределение электронной концентрации имеет вид, близкий приведенному на рис. 16<sup>65</sup>, и достигает максимального значения на высотах 200—300 км. Для нижних слоев ионосферы профили могут быть полу-



Рис. 16. Электронные профили ионосферы.

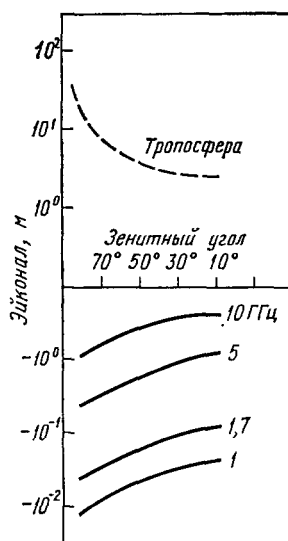


Рис. 17. Эйконал ионосферы для одного пункта.

чены с помощью зондов или микроволновым зондированием, а для верхних — по фарадеевскому вращению сигналов от ИСЗ. Для частот выше 5 ГГц ионосферный вклад в эйконал мал по сравнению с тропосферным, а для частот ниже 1 ГГц — доминирует и на частоте  $f = 1$  ГГц он составляет 10—20 м в зените (рис. 17). Эта регулярная составляющая ионосферного набег может быть хорошо предвычислена при относительно редких измерениях  $N_e$ , и на частотах выше 5 ГГц остаточная неопределенность будет составлять менее 5—10 см. Это достаточно значительная величина для систем с высоким угловым разрешением. Однако, поскольку характерное время изменения  $N_e$ , в том числе и связанное с турбулентными движениями, около 0,5 часа (характерный масштаб неоднородностей  $\sim 400$  км), то применение разностных методов для уменьшения вклада ионосферной рефракции не менее эффективно, чем в случае нейтральной тропосферы. Влияние ионосферы может быть практически полностью подавлено, если использовать многочастотные наблюдения. Этот метод успешно используется, например, в спутниковой навигационной системе «Navstar».

Межпланетная среда сильно неоднородна, флуктуации ее параметров простираются от масштабов 10 км до 1 а. е., а структурная функция эйконала, по-видимому, степенная<sup>66</sup>. Основной масштаб турбулентности равен  $10^6$  км, а соответствующее характерное время  $t = 4 \cdot 10^5$  с совпадает со временем, за которое солнечный ветер достигает орбиты Земли. Послед-

нее означает, что дифференциальными измерениями легко подавить влияние межпланетной среды.

Межзвездная среда еще плохо изучена, однако наблюдения мерцаний радиоисточников показывают, что набег фазы на масштабах источника много меньше периода для длин волн  $\lambda \leq 10$  см даже в плоскости Галактики.

#### 4. МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ КООРДИНАТ

##### а) Построение двумерных изображений протяженных источников

Измерение амплитуды функции видности  $|V|$ , как уже отмечалось, позволяет получить лишь модельные карты источников. Для получения изображений путем фурье-преобразования функции видности в ситуации, когда хорошо известен  $|V|$ , а фаза содержит случайные аппаратные и тропосферные набег, было предложено три метода: а) метод опорного объекта<sup>61, 67</sup>, б) метод «фазы замыкания»<sup>68, 69</sup> и в) многочастотный метод<sup>67, 70</sup>. Все эти методы представляют собой методы фазового сравнения, поскольку фаза отклика исследуемого источника сравнивается с фазой отклика другого источника, распределение радиояркости которого известно, либо с фазой отклика того же источника, полученного на другой пространственной частоте или другой длине волны. Возможность построения изображений указанными методами связана с той особенностью радиоинтерферометрии, что в ней этапы формирования комплексного спектра пространственных частот и построения собственно изображения разделены. Поэтому можно вмешиваться в процесс построения изображения на первом этапе, осуществляя фазовую корректировку непосредственно перед процедурой фурье-преобразования.

1) Метод опорного объекта. В этом методе фаза отклика исследуемого источника  $\arg R_1$  сравнивается с фазой отклика опорного источника  $\arg R_2$ , структура которого известна. Если опорный источник точечный, то  $\varphi_2(u, v) = 0$  и разностная фаза равна

$$\arg R_1 - \arg R_2 = \varphi_1(u, v) + \frac{2\pi}{\lambda} \rho(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) + \Delta\varphi_{\text{апп}} + \Delta\varphi_{\text{атм}}, \quad (21)$$

где  $\Delta\varphi_{\text{апп}}$  и  $\Delta\varphi_{\text{атм}}$  — остаточные фазовые набег аппаратного и тропосферного происхождения. Как было показано в гл. 3, п. 1) раздела а) и п. 1) раздела б), эти набег могут составлять малые доли периода, если использовать водородные стандарты и формировать дифференциальную фазу в течение достаточно короткого интервала времени, а также если оба источника находятся на достаточно малом угловом расстоянии  $\Psi$ . Таким образом, искомая фаза  $\varphi_1(u, v)$  может быть определена с точностью до постоянного слагаемого  $\Delta\varphi_{\text{геом}}$ , выражение которого в экваториальных координатах согласно (6) имеет вид:

$$\Delta\varphi_{\text{геом}} = \frac{2\pi}{\lambda} \rho_p (\sin \delta_1 - \sin \delta_2) + \frac{2\pi^3}{\lambda} \rho_e [\cos \delta_1 \cos (\Omega t + \alpha_b^0 - \alpha_1) - \cos \delta_2 \cos (\Omega t + \alpha_b^0 - \alpha_2)], \quad (22)$$

где  $\alpha_b^0$  — прямое восхождение базы в момент  $t = 0$ .

В итоге искомое распределение радиояркости будет

$$I(\sigma) \propto {}^2F\left(\frac{R_1}{R_2}\right), \quad (23)$$

где  ${}^2F$  — двумерное преобразование [Фурье].

При предвычислении  $\Delta\varphi_{\text{геом}}$  необходимо, чтобы  $\langle \dot{\Delta\varphi} \cdot T \rangle \ll 2\pi$ , где  $T$  — продолжительность синтеза изображения. Однако за сутки  $\rho_e$ ,  $\rho_p$  и  $\delta$  меняются за счет приливов, движения полюса в теле Земли и прецессионно-нутаационного движения Земли. Эти изменения могут быть предвычислены лишь с ограниченной точностью, которая может оказаться недостаточной при построении изображений с высоким угловым разрешением. Например, для интерферометра с экваториальной базой  $\rho_e = 3000$  км,  $\rho_p = 0$  при разрешении  $5 \cdot 10^{-10}$  и  $\lambda = 5$  см необходимо, чтобы  $\langle \dot{\Delta\varphi} \cdot T \rangle \lesssim 10^\circ$ . Тогда при предвычислении  $\Delta\varphi_{\text{геом}}$  требуется, чтобы  $\langle \rho_e \rangle / \rho_e \cdot T$ ,  $\langle \dot{\delta} \rangle \cdot T \lesssim 10^{-8} \approx \approx 0''{,}002$  ( $\delta_2 - \delta_1 = 2^\circ$ ,  $\delta_2 = 45^\circ$ ), что невозможно в рамках существующих теорий<sup>85</sup>.

Поэтому при построении изображений методом опорного объекта необходимы данные точных координатных и геодинамических измерений (гл. 4, пп. 2), 3) раздела б) \*).

2) М е т о д « ф а з ы з а м ы к а н и я ». Если синхронно наблюдать источник с помощью многоэлементного, например, трехэлементного, радиоинтерферометра, то сумма фаз откликов каждого из двухэлементных интерферометров, входящих в комплекс («фаза замыкания»), будет равна сумме фаз соответствующих функций видности: (индексы нумеруют пункты)

$$\arg R_{12} + \arg R_{23} + \arg R_{31} = \varphi(w_{12}) + \varphi(w_{23}) + \varphi(w_{31}). \quad (24)$$

Она не будет содержать дифференциальных фазовых набегов аппаратурного и атмосферного происхождения, а также суммарную геометрическую фазу, так как  $\rho_{12} + \rho_{23} + \rho_{31} = 0$ .

Неопределенность в полученном таким образом изображении сводится лишь к сдвигу начала отсчета, которое не существенно для формы изображения \*\*). Действительно, пусть  $I_1(\sigma)$  и  $I_2(\sigma)$  таковы, что  $|V_1| = |V_2|$  и

$$\varphi_1(w_{12}) + \varphi_1(w_{23}) + \varphi_1(w_{31}) = \varphi_2(w_{12}) + \varphi_2(w_{23}) + \varphi_2(w_{31}) + 2\pi m.$$

Тогда  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  удовлетворяет условию:  $\Delta\varphi(w_{12}) + \Delta\varphi(w_{23}) + \Delta\varphi(w_{31}) = 2\pi m$  или  $z(w_{13}) = z(w_{12})z(w_{23})$ , где  $z(w) = \exp[j\Delta\varphi(w)]$ . Отсюда следует, что  $z(w) = \exp(jAw)$ , где  $A$  — некоторый вектор, так что  $\varphi_1(w) = \varphi_2(w) + Aw$  при всех  $w$ . Следовательно,  $V_1(w) = V_2(w) \exp(jAw)$  и  $I_1(\sigma) = {}^2F(V_1) = I_2(\sigma - A)$ .

Очевидно, что при построении изображения радиоисточника методом «фазы замыкания» не требуется знания его координат. Однако для привязки полученного изображения необходимы независимые точные координатные измерения.

3) М н о г о ч а с т о т н ы й м е т о д. Согласно (8) аргумент интерференционного отклика можно представить в виде

$$\arg R = \varphi(u, v) + \mu f + \varphi_{\text{апп}}^*, \quad (25)$$

где в  $\mu$  включены все те члены, фазовые набег от которых пропорциональны частоте наблюдения, а  $\varphi_{\text{апп}}^*$  — постоянная составляющая аппа-

\*) Когда угловое расстояние между опорным и исследуемым источниками  $\Psi \ll 1$ , то  $\Delta\varphi_{\text{геом}} \ll 1$  и требования к качеству координатной информации существенно ослабляются.

\*\*) Конкретные алгоритмы см. в 33, 69, 72.

ратурного набег фазы, связанная, в частности, с начальной рассинхронизацией шкал времени.

Если наблюдать источник на двух частотах  $f_1$  и  $f_2$  при условии, что гетеродины на каждом из пунктов синхронизированы от одного стандарта частоты, то с точностью до постоянной составляющей

$$\arg R_1 - \xi \arg R_2 \equiv \Phi(u, v) = \varphi_1(u, v) - \xi \varphi_2(u, v), \quad (26)$$

где  $\xi = f_1/f_2$  и индексы нумеруют частоты. Предполагая, что пространственное изображение источника на частотах  $f_1$  и  $f_2$  одно и то же, имеем

$$\varphi_2(u, v) = \varphi_1\left(\frac{1}{\xi}u, \frac{1}{\xi}v\right) \text{ и, следовательно,}$$

$$\Phi(u, v) = \varphi_1(u, v) - \xi \varphi_1\left(\frac{1}{\xi}u, \frac{1}{\xi}v\right). \quad (27)$$

Если данные о функции  $\Phi(u, v)$  имеются во многих точках  $uv$ -плоскости, то можно восстановить приближенное значение фазы функции видности:

$$\varphi_1(u, v) \approx \sum_{k=0}^p \xi^k \Phi\left(\frac{1}{\xi^k}u, \frac{1}{\xi^k}v\right). \quad (28)$$

Поскольку среднеквадратичная ошибка восстановления фазы  $\langle \varphi_1 \rangle \propto (1/\sqrt{\xi} - 1) \langle \sigma \rangle$ , где  $\langle \sigma \rangle$  — флуктуационная чувствительность интерферометра по потоку, то очевидно, что многочастотный метод оказывается тем эффективнее, чем больше  $f_1/f_2$ . Однако в общем случае пространственное распределение радиояркостности может существенно зависеть от частоты, что ограничивает область применимости многочастотного метода.

4) **Суперсинтез двумерных изображений.** Качество изображения определяется степенью заполнения  $uv$ -плоскости и отношением сигнала к шуму  $Q$  в каждой из ее дискретных ячеек. Очевидно, что только многоэлементная система, работающая в режиме сети, способна достаточно плотно заполнить  $uv$ -плоскость при относительно небольшом числе телескопов  $N$ , т. е. сформировать диаграмму с относительно низким уровнем боковых лепестков. В  $N$ -элементной системе общее число баз равно  $N(N-1)/2$ , часть из которых не являются независимыми (так называемая избыточность системы). Ясно, что оптимальной является система с минимальной избыточностью при заданном числе элементов, поскольку она обеспечивает наилучшее заполнение  $uv$ -плоскости, а следовательно, наибольшую чувствительность к деталям изображения с широким спектром угловых масштабов. Однако избыточность системы сама по себе не является отрицательным свойством, поскольку позволяет увеличить  $Q$  в соответствующей ячейке  $uv$ -плоскости, что важно при синтезе изображений источников с малыми потоками.

Взаимное расположение элементов системы определяет ее возможности при построении двумерных изображений источников с различными склонениями. В частности, одномерные решетки, ориентированные в направлении восток — запад (такие, как 3-элементный одномильный и 8-элементный пятикилометровый интерферометры в Кембридже и 12-элементный одномильный интерферометр в Вестерборке), позволяют синтезировать изображения только околополярных источников при 12-часовом слежении. Двумерная решетка требует, вообще говоря, большего числа антенн при заданном уровне боковых лепестков синтезированной диаграммы, нежели одномерная, однако только она способна формировать



двумерные изображения источников с произвольными склонениями. Выбор взаимного расположения элементов представляет собой нетривиальную задачу даже для одномерной решетки, поскольку различные варианты позволяют «подчеркнуть» детали источников с разными масштабами<sup>73</sup>. В качестве удобной характеристики заполнения  $uv$ -плоскости, позволяющей сравнивать системы с различными конфигурациями, может быть взята информативность<sup>74</sup>:

$$I = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \log_2 (1 + Q_{ij}) \Delta u_i \Delta v_j, \quad (29)$$

где  $Q_{ij}$  — отношение сигнала к шуму в  $ij$ -ячейке дискретной  $uv$ -плоскости размером  $\Delta u_i \Delta v_j$ .

На рис. 18 в качестве примера приведены зависимости плотности информа-

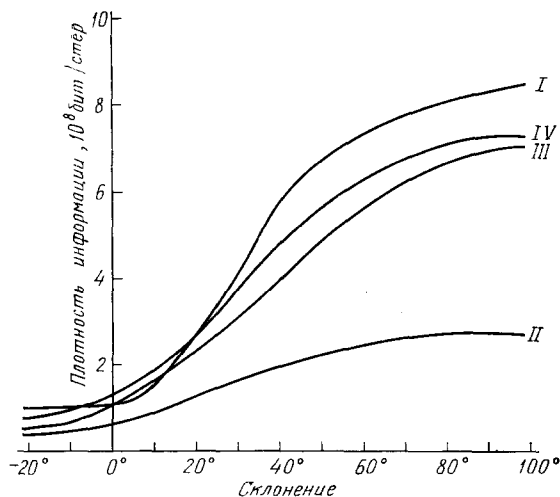


Рис. 18. Сравнение многоэлементных систем по информативности (из табл. III).

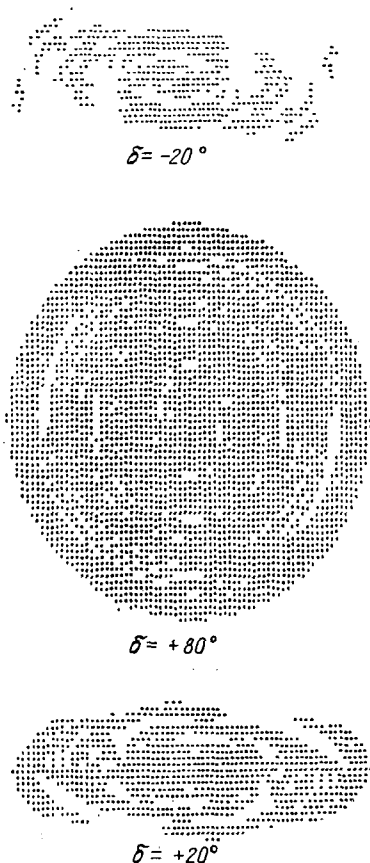


Рис. 19. Покрывание  $uv$ -плоскости для системы I (из табл. III).

ции на стерадиан для систем с различными конфигурациями (табл. III), которые могут быть сформированы на территории СССР\*), при наблюдении источника с угловым размером  $0'', 01$  с разными склонениями. На рис. 19 показан характер заполнения плоскости пространственных частот для системы I. Видно, что при относительно небольшом числе элементов можно сформировать систему для плотного заполнения  $uv$ -плоскости.

При суперсинтезе, использующем суточное вращение Земли, проекция базы интерферометра дает на  $uv$ -плоскости только один трек за 12 часов. Поэтому процент заполнения  $uv$ -плоскости может быть увеличен только за счет увеличения числа элементов, образующих систему. Существенно иная ситуация будет иметь место при включении в систему хотя бы одного космического телескопа — система типа PARCASC<sup>75</sup>. Взаимное

\*) В табл. III включена Варшава — пункт, позволяющий расширить сеть по долготе.

движение Земли и космического радиотелескопа приводит к существенно большему набору проекций баз, чем в случае системы жестко фиксированных наземных радиотелескопов. В связи с этим заполнение плоскости

Таблица III

Примеры вариантов многоэлементных систем

Пункты	Варианты				Пункты	Варианты			
	I	II	III	IV		I	II	III	IV
Варшава		+		+	Горький		+	+	+
Ужгород		+			Ашхабад	+			+
Кишинев	+				Ташкент	+	+	+	
Ленинград		+	+		Алма-Ата	+			+
Мурманск		+	+	+	Новосибирск				+
Евпатория	+				Томск			+	
Симеиз		+			Иркутск	+		+	+
Москва		+	+		Владивосток	+		+	
Зеленчукская	+	+	+	+	Южно-Сахалинск	+			

пространственных частот даже двухэлементной системой (наземный + космический радиотелескопы) за суточный синтез не хуже, чем

заполнение многоэлементной (до 10 антенн) наземной системой (рис. 20), и может быть улучшено за счет процессии орбиты при длительных интервалах синтезирования. Благодаря этому свойству система, включающая космический элемент, представляет собой качественно новую идею в создании систем апертурного синтеза.

Очевидно, для построения изображений идеальной являлась бы система со структурой, которую можно адаптировать по разрешению и избыточности к тем или иным задачам или объектам. Однако такая возможность может быть отчасти реализована лишь в интерферометрии с малыми базами и с подвижными элементами, примером такой решетки является двумерная 27-элементная система VLA<sup>52</sup>). Поэтому оптимальным представляется последовательный синтез «международных карт» радиоисточников,

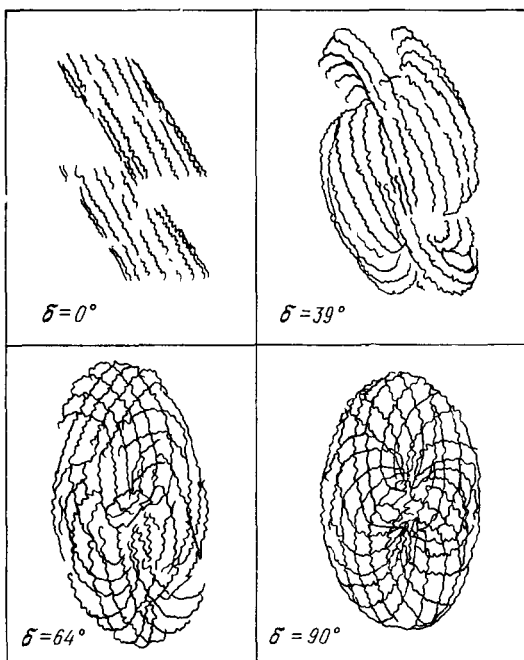


Рис. 20. Покрывание  $uv$ -плоскости системой РАКСАС ( $H_s = 350$  км,  $P = 24^h$ ).

осуществляемых путем объединения в ЭВМ всех двумерных изображений одного и того же радиоисточника, полученных с все нарастающим разрешением (табл. IV).

Таблица IV

Возможный вариант последовательного синтеза  
«международных карт радиоисточников»

Страна	Система	Область на (ш)- плоскости в $\lambda$	Примечание
ФРГ	Боннский радиотелескоп	$0-2 \cdot 10^3$	Действует с 1972 г.
СССР	РАТАН-600	$0-1,7 \cdot 10^4$	Действует с 1974 г.
США	VLA	$10^4-7 \cdot 10^5$	Действует с 1979 г.
Европа	Система ESA	$10^6-5 \cdot 10^7$	Проект
США	Национальная сеть	до $10^8$	Проект
СССР	Полигам	до $4 \cdot 10^8$	Проект
СССР	Полигам + РАКСАС	до $10^{13}$	Проект

б) Измерение координат точечных источников  
и геодинамических параметров

Существующие методы измерения координат и геодинамических параметров можно разделить на три группы: а) абсолютный метод<sup>76-79</sup>, б) дифференциальный метод<sup>67, 79, 80</sup> и в) метод дуг<sup>81-85</sup>. Эти методы, как будет видно из дальнейшего, отличаются друг от друга по степени использования такой априорной информации, как геодинамическая и геофизическая модели Земли, модель стандартов и атмосферы и, как следствие, по потенциальной точности. Для их реализации применяются различные наблюдательные программы и алгоритмы обработки вторичной информации.

1) Абсолютный метод. Этим методом решение координатной и геодинамической задач достигается наиболее простыми средствами. Согласно (6) и (7), основные уравнения этого метода можно записать в виде

$$\tau = (A + p) + \sqrt{B^2 + C^2} \cos \left( \Omega t + \arctg \frac{C}{B} \right) + qt, \quad \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} c\tau \quad (30)$$

и

$$f^{-1}F = -\Omega \sqrt{B^2 + C^2} \sin \left( \Omega t + \arctg \frac{C}{B} \right) + q, \quad (31)$$

где  $A = (1/c) \rho_p \sin \delta$ ,  $B = (1/c) \rho_e \cos \delta \cos \beta_0$ ,  $C = (1/c) \rho_e \cos \delta \sin \beta_0$ ,  $\beta_0$  — значение параметра  $\beta = s - \alpha - \Lambda = \alpha_b - \alpha$  в момент  $t = 0$  и  $p$  и  $q$  — поправки, учитывающие начальное смещение локальных шкал времени и их взаимную разность хода. В уравнениях (30), (31) фигурируют четыре группы параметров: а) параметры источника —  $\alpha$ ,  $\delta_b$ , б) параметры интерферометра —  $\rho_e$ ,  $\rho_p$ ,  $\Lambda$  или  $\rho^2 = \rho_e^2 + \rho_p^2$ ,  $\Lambda$ ,  $\delta_b$ , в) инструментальные параметры —  $p$ ,  $q$  и г) параметры Земли —  $\Omega$ ,  $\alpha_b^0$ . Не все из них независимы, в частности, в интерферометрических наблюдениях нельзя разделить  $\alpha$ ,  $\Lambda$  и  $\alpha_b^0$  — ими определяется только  $\beta_0$ , так что радиоинтерферометрические измерения не позволяют фиксировать нуль-пункт системы прямых восхождений источников.

Очевидно, для фиксированного источника можно сделать только пять независимых отсчетов  $\tau$ , которые определяют амплитуду, частоту и начальную фазу синусоидальной составляющей  $\tau$ , а также величину смещения и наклон ее линейной составляющей, и четыре отсчета  $F$ . Измерения  $\tau$  дадут для каждого из  $N$  источников, помимо  $\Omega$  и  $q$ , значения  $A + p$ ,  $B^2 + C^2$  и  $C/B$ , т. е. три независимых уравнения, содержащих 5 независимых параметров —  $\rho_e$ ,  $\rho_p$ ,  $p$ ,  $\beta_0$  и  $\delta$ . Для того чтобы эта систе-

ма была разрешима, необходимо наблюдать минимальную группу из 3 источников ( $3N \geq 2N + 3$ ).

В абсолютном методе, для того чтобы сформировать разрешимую систему, необходимо сделать два весьма существенных предположения, которые ограничивают его принципиальную точность. Во-первых, необходимо считать, что тропосферная поправка известна из косвенных измерений метеоданных. Поскольку регулярная составляющая хорошо предвычисляется<sup>86</sup>, то основную неопределенность вносят случайные флуктуации эйконала. Во-вторых, требуется моделировать расхождение локальных шкал времени каким-либо разложением, например:

$$\Delta\tau_{\text{анп}} = p + qt. \quad (32)$$

Таким образом, реальная точность определения координат и других параметров ограничена точностью принятой модели и выбором программы наблюдений.

Оптимальная программа, которая обеспечивает наилучшее разрешение системы, зависит прежде всего от ориентации инструмента и времени пребывания источников в его общей зоне видимости, т. е. в конечном счете от длительности сеанса  $T$ . Для того чтобы достичь максимальной точности при разделении переменных, необходимо, чтобы  $T = 12-24$  часа. К сожалению, это требование антагонистично представлению (32). Действительно, при нестабильности стандартов  $10^{-13}-10^{-14}$  нерегулярное расхождение двух шкал за 12 часов будет порядка  $5 \cdot 10^{-9}-5 \cdot 10^{-10}$  с (150—15 см). Учет же большего числа членов разложения  $\Delta\tau_{\text{анп}}$  влечет за собой увеличение числа определяемых параметров и, как следствие, снижение точности их определения<sup>80</sup>. В силу перечисленных выше причин точность абсолютного метода ограничена  $0'',1-0'',05$  при нестабильности стандартов  $5 \cdot 10^{-13}-5 \cdot 10^{-14}$ . При использовании стандартов с более высокой долговременной стабильностью основным фактором, ограничивающим точность метода, являются флуктуации эйконала.

2) Д и ф ф е р е н ц и а л ь н ы й м е т о д. Качественно идея этого метода изложена в гл. 3, п. 3) раздела б). Здесь мы вкратце обсудим алгоритм, применяемый при координатных измерениях. Если сформировать дифференциальную временную задержку  $\tau_{12}$ , то согласно (6) будем иметь:

$$\tau_{12} = A_{12} + B_{12} \cos(\Omega t + \gamma_{12} + \alpha_b^0) \quad (33)$$

и, если прямые восхождения источников отсчитывать от опорного, то

$$A_{12} = \frac{1}{c} \rho_p (\sin \delta_1 - \sin \delta_2), \quad (34)$$

$$B_{12} = \frac{1}{c} \rho_e \sqrt{\cos^2 \delta_1 + \cos^2 \delta_2 - 2 \cos \delta_1 \cos \delta_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1)},$$

$$\gamma_{12} = \arctg [\cos \delta_1 \sin(\alpha_2 - \alpha_1) (\cos \delta_1 \cos(\alpha_2 - \alpha_1) - \cos \delta_2)^{-1}]. \quad (35)$$

Накопление четырех независимых отсчетов  $\tau_{12}$  позволяет определить  $A_{12}$ ,  $B_{12}$ ,  $\Phi_{12} = \alpha_b^0 + \gamma_{12}$  и  $\Omega$ . В дальнейшем алгоритм метода удобно построить так, чтобы исключить непосредственное определение  $\alpha_b^0$ . Если попарно пронаблюдать три источника и сформировать соответствующие разности  $\Phi_{ih}$ , то разность

$$\Phi_{12} - \Phi_{13} = \arctg \frac{\cos \delta_2 \sin(\alpha_2 - \alpha_1)}{\cos \delta_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1) - \cos \delta_1} - \arctg \frac{\cos \delta_3 \sin(\alpha_3 - \alpha_1)}{\cos \delta_3 \cos(\alpha_3 - \alpha_1) - \cos \delta_1} \quad (36)$$

не будет зависеть от ориентации вектора базы в экваториальной плоскости. Окончательно, если пронаблюдать  $N$  источников, образующих  $N - 1$

независимую пару, то для разрешения системы (33) — (36) относительно  $\rho_e, \rho_p; \delta_i, \alpha_i - \alpha_1$  необходимо, чтобы  $2(N-1) + (N-2) \geq 1 + 2N$ . Следовательно, минимальная группа источников, необходимая для реализации метода,  $N \geq 5$ . Эти источники должны наблюдаться попарно, и каждая пара должна наблюдаться по крайней мере в четыре момента времени, причем опорный источник должен входить в каждую из пар.

В том случае, когда имеется предварительная координатная информация об источниках, задача определения параметров базы интерферометра решается путем попарного наблюдения только трех источников, как минимум, в четыре момента времени, в соответствии с соотношением:

$$4 \sin^2 \frac{\Psi_{ij}}{2} = \frac{(A_i - A_j)^2}{(\rho_p/c)^2} + \frac{(B_i - B_j)^2 + (C_i - C_j)^2}{(\rho_e/c)^2}, \quad (37)$$

где  $\Psi_{ij}$  — взаимное угловое расстояние между источниками.

Формально точность дифференциального метода очень высока и при не очень сильных ограничениях на базу может составлять доли миллисекунды дуги. Однако алгоритм метода построен так, что в общем случае требуется для его реализации полусуточное или суточное накопление информации о дифференциальных значениях  $\tau_{ij}$ . При этом приходится предполагать, что определяемые параметры  $\rho_e, \rho_p, \Omega$  и  $\delta$  стационарны на этом интервале времени \*), что, конечно же, не соответствует действительности, когда говорится о точностях порядка миллисекунды дуги и выше. При сведении значений  $\tau_{ij}$  в одну систему точность определения неизвестных будет в конечном итоге зависеть от того, насколько детально известны прецессионно-нутацционное движение Земли, движение полюса и точек земной коры. Однако большая часть параметров, характеризующих эти эффекты, не может быть получена из независимых наблюдений, а предвычисленные их значения существенно зависят от априорных физических моделей внутренней структуры Земли, и, прежде всего, ее ядра. Например, определяемые различными теориями значения главных коэффициентов нутации отличаются друг от друга в пределах  $0'',02-0'',04$  <sup>85</sup>. Кроме того, нельзя игнорировать возможные короткопериодические эффекты в движении земной оси и вектора базы, связанные с взаимодействиями мантии и ядра, а также земной поверхности и океана, тектонической активности и т. п., предвычисление которых принципиально невозможно.

В такой ситуации в дифференциальном методе, так же как и в абсолютном, чисто координатная задача становится принципиально неотделимой от геофизической и геодинамической задач. Выход из этой ситуации был предложен еще в оптической астрономии <sup>88</sup> — необходимо отказаться от экваториальной системы координат и перейти к системе, опирающейся на взаимные угловые расстояния между источниками (дуги). Дуги являются инвариантами вращения и не зависят от поступательно-вращательного движения Земли и поведения вектора базы.

3) М е т о д д у г. По существу решение сформулированной выше задачи сводится к тому, чтобы построить такую разрешимую систему, которая позволила бы определять дуги в определенном смысле независимо от знания ориентации векторов  $\rho$  и  $\Omega$ , т. е. в конечном итоге чисто геометрическим способом. Тогда задачи, связанные с поведением  $\rho$  и  $\Omega$ , которые имеют сугубо геофизическое и геодинамическое содержание, будут решаться как обратные задачи к чисто геометрической задаче определения дуг.

\*) Эта ситуация характерна и для абсолютного метода, где требуется стационарность  $\rho_e, \rho_p, \beta_0, \delta, p, q$ .

Покажем на простом примере, что такая задача может быть решена, хотя и требует значительно больших усилий, чем координатные измерения в абсолютном и дифференциальном методах. Пусть проводится серия одновременных (квазиодновременность легко учесть на коротких интервалах времени с помощью матрицы вращения) наблюдений  $N$  источников и формируются разности:

$$\sigma \tau_{j0} = \rho (\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_0) \equiv \rho \Delta \mathbf{k}_j, \quad j = 1, 2, \dots, N - 1. \quad (38)$$

Используя, например, первые три уравнения системы (38), можно получить выражение для нестационарного вектора  $\rho$ :

$$\frac{1}{c} V \rho = \tau_{10} [\Delta \mathbf{k}_2 \Delta \mathbf{k}_3] + \tau_{20} [\Delta \mathbf{k}_3 \Delta \mathbf{k}_1] + \tau_{30} [\Delta \mathbf{k}_1 \Delta \mathbf{k}_2], \quad V = \Delta \mathbf{k}_1 [\Delta \mathbf{k}_2 \Delta \mathbf{k}_3] \quad (39)$$

и с его помощью исключить  $\rho$  из оставшихся  $N - 4$  уравнений (38). В результате получим систему, содержащую только стационарные и инвариантные относительно трехмерных вращений величины:

$$\tau_{j0} = V^{-1} \{ \Delta \mathbf{k}_j [\Delta \mathbf{k}_2 \Delta \mathbf{k}_3] \tau_{10} + \Delta \mathbf{k}_j [\Delta \mathbf{k}_3 \Delta \mathbf{k}_1] \tau_{20} + \Delta \mathbf{k}_j [\Delta \mathbf{k}_1 \Delta \mathbf{k}_2] \tau_{30} \}; \quad j = 4, 5, \dots, N - 1, \quad (40)$$

каждое из уравнений которой можно независимо накапливать в три момента времени, определяя, таким образом, обобщенные параметры:

$$\Delta \mathbf{k}_j [\Delta \mathbf{k}_1 \Delta \mathbf{k}_2] V^{-1}, \quad \Delta \mathbf{k}_j [\Delta \mathbf{k}_2 \Delta \mathbf{k}_3] V^{-1}, \quad \Delta \mathbf{k}_j [\Delta \mathbf{k}_1 \Delta \mathbf{k}_3] V^{-1}. \quad (41)$$

Эти параметры очевидным образом связаны с дугами

$$\Delta \mathbf{k}_i (\Delta \mathbf{k}_j \Delta \mathbf{k}_l) = \begin{vmatrix} \Delta k_i^2 & \Delta \mathbf{k}_i \Delta \mathbf{k}_j & \Delta \mathbf{k}_i \Delta \mathbf{k}_l \\ \Delta \mathbf{k}_j \Delta \mathbf{k}_i & \Delta k_j^2 & \Delta \mathbf{k}_j \Delta \mathbf{k}_l \\ \Delta \mathbf{k}_l \Delta \mathbf{k}_i & \Delta \mathbf{k}_l \Delta \mathbf{k}_j & \Delta k_l^2 \end{vmatrix}^{1/2}, \quad (42)$$

$$\Delta \mathbf{k}_i \Delta \mathbf{k}_j = 1 + \cos \Psi_{ij} - \cos \Psi_{i0} - \cos \Psi_{j0}.$$

Следовательно, для того чтобы система (40) была разрешима относительно  $2N - 3$  независимых дуг, необходимо выполнение условия  $3(N - 4) \geq 2N - 3$ . Таким образом, для определения координат геометрическим методом, используя только фазовую информацию, необходимо синхронно или квазисинхронно наблюдать 9 источников по одной из двух программ:

б) 9 источников с единичными векторами  $\mathbf{k}_0 \div \mathbf{k}_8$  в три момента времени, б) всевозможные квинтеты источников, образованные добавлением к четырем опорным источникам 0—3 одного из источников 4—8 в три момента времени. Число источников, необходимых для разрешимости системы, можно уменьшить, если параллельно с  $\tau_{ij}$  сформировать разности  $F_{ij}$ . В этом случае минимальная группа источников  $N = 5$ , и ее необходимо наблюдать, как минимум, в четыре момента времени<sup>83</sup>.

При квазиодновременных наблюдениях 5—9 источников на современных полноповоротных антеннах длительность сеанса не будет превышать одного часа. На этом интервале можно гарантировать стационарность  $\rho$  и  $\Omega$  с точностью до долей миллисекунды дуги, а неодновременность наблюдений учитывать в рамках модели равномерно вращающейся Земли и теории приливов первого порядка. Очевидно, на этом интервале можно гарантировать постоянство  $p$  с точностью до долей наносекунды, если использовать стандарты с нестабильностью не хуже  $10^{-13}$ .

Очень полезно для решения координатных задач использование многоэлементных интерферометров, поскольку уменьшается необходимое число независимых наблюдений минимальной группы источников, что

важно в связи с сильными ограничениями по общей зоне видимости на больших базах. В частности, при использовании 4-элементного интерферометра (три независимых базы) достаточны наблюдения источников только в один момент времени<sup>84, 82</sup>.

Как следует из приведенного выше примера, решение координатной задачи в методе дуг оказывается методически достаточно сложной задачей. Эксплуатация же такой системы достигается значительно более простыми средствами. Действительно, зная дуги между опорными источниками 0—3, можно по их наблюдениям восстановить мгновенные значения (с точностью до длительности сеанса  $T \approx 30$  минут) векторов  $\rho$  и  $\mathbf{F} = [\Omega \mathbf{e}]$  и, следовательно, определить параметры интерферометра и вектор  $\Omega$ .

Итак, при поэтапном решении координатной, геодинимической и геофизической задач возникает возможность не только повышения потенциальной точности при определении  $\rho$  и  $\Omega$ , но и изучения высокочастотных компонент их спектров.

## 5. ОПТИМАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЙ СЕТИ

Одной из наиболее ярких иллюстраций тесной связи между задачами по построению двумерных изображений и определения положений космических источников является тот факт, что задачи обеих групп выдвигают весьма близкие требования к геометрии и составу многоэлементного радиоинтерферометрического комплекса.

### а) О п о р н ы е и с т о ч н и к и

Метод опорного объекта представляет собой ту центральную идею, практическая реализация которой позволяет сформировать фазостабильную интерферометрическую систему. Он в одинаковой степени эффективно может быть применен как к задачам, связанным с построением изображений, так и к задачам определения координат источников (в рамках дифференциального метода и метода дуг). Этим он выгодно отличается от метода «фазы замыкания».

Очевидно, что успешная реализация метода опорного объекта зависит от количества источников с заданным потоком на единичной площадке небесной сферы, которые можно использовать для устранения случайных фазовых набегов, прежде всего — тропосферного происхождения. К настоящему времени РСДБ-наблюдениями охвачено около 600 компактных ( $\leq 0''.01$ ) внегалактических радиоисточников, однако полных и систематических обзоров с высоким разрешением пока не существует. Поэтому для оценки поверхностной плотности компактных источников приходится опираться на косвенные соображения, такие как переменность источников, их спектральные свойства, мерцания радиояркости на неоднородностях межпланетной плазмы. Оценки, опирающиеся на подобные соображения, были проделаны в<sup>89</sup> на основе статистического анализа обзора<sup>90</sup> на волне  $\lambda = 6$  см. Для источников с потоками  $F_{\min} \geq 0,05$  Ян они показали, что поверхностная плотность таких источников, имеющих детали с угловыми размерами, меньшими  $0''.001$ , должна быть не меньше  $1500'/\text{стер}$ , так что зависимость «поток — число источников» в сантиметровом диапазоне длин волн имеет вид

$$F_{\min} = F_0 \left( \frac{n_0}{n} \right)^{2/3}, \quad (43)$$

где  $F_0 = 0,1$  Ян и  $n_0 = 50$ . Эта зависимость имеет принципиальное значение для оценок возможностей метода опорного объекта, поскольку при заданном  $F_{\min}$  позволяет оценить то максимальное угловое расстояние

$\Psi \approx \sqrt{1/n}$  между опорным и исследуемым источниками, на котором флуктуационный набег фазы отклика на неоднородностях тропосферы оказывается пренебрежимо малым.

На рис. 21 показаны положения в экваториальной системе координат кандидатов в точечные источники с потоками  $F \gtrsim 0,05$  Ян, в качестве

которых, в частности, включены источники, имеющие плоские или сложные спектры, а также переменные источники<sup>91</sup>.

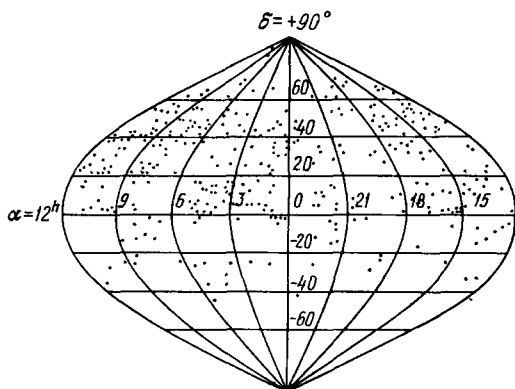


Рис. 21. Положение кандидатов в точечные внегалактические источники.

#### б) Оптимальные базы интерферометрической сети

Если применительно к задачам построения изображений источников с высоким разрешением необходимость больших баз  $\rho > L_2$  не вызывает сомнений, то в отношении координатных задач весьма распространена противоположная точка зрения. На первый взгляд кажется, что на малых базах

( $\rho \lesssim 100$  км) можно реализовать высокое координатное разрешение при определении положений, если использовать дифференциальный метод. Действительно, на малых базах проблема фазовой привязки не стоит так остро, как в РСДБ (во всяком случае в сантиметровом диапазоне). Во-первых, на малых базах имеется возможность прямой связи пунктов (волноводами, радиорелейными линиями, волоконной оптикой), во-вторых, тропосферный набег эйконала на этих базах  $\sqrt{D_l(\rho)} < 2,5$  см. Измерение же фазы до градуса (до малых долей  $\lambda/\rho$ ) может быть реализовано с помощью дифференциальных измерений. К сожалению, такая привлекательная возможность практически не осуществима, ибо требует чрезвычайно высокой чувствительности системы по потоку и, как следствие, антенн чудовищных размеров. Приведем оценки, подтверждающие эту точку зрения. Для этого рассмотрим тот идеальный случай, когда источники наблюдаются двухэлементным интерферометром под одинаковыми углами на обоих пунктах, а время накопления  $T > t_1$ . Тогда, согласно (9), (10) и (19), дисперсия определения направления, связанная с шумами тропосферы и аппаратуры, при фазовых наблюдениях источников с одинаковыми потоками равна:

$$\langle \theta^2 \rangle \approx \frac{2\lambda^2}{4\pi^2 \rho^2 Q^2} + \frac{C_T^2 \Psi^2}{\rho^2}, \quad (44)$$

где  $Q = (\pi \sqrt{2\Delta f T / 32kT_m}) d^2 F_{\min}$  и  $C_T = C_L L / (vT)^{2/3} \cos z$ . Очевидно, при больших  $\Psi$  ошибка  $\langle \theta \rangle$  определяется (при заданной чувствительности по потоку) тропосферными эффектами, а при малых  $\Psi$  — аддитивными шумами аппаратуры. Следовательно, можно указать то  $\Psi$ , при котором угловая ошибка минимальна.

Используя (43), можно найти оптимальное угловое расстояние между источниками с потоками  $F_{\min}$ :

$$\Psi \approx \sqrt{\frac{1}{n}} = \frac{1}{\sqrt{n_0}} \left( \frac{F_{\min}}{F_0} \right)^{3/4}. \quad (45)$$



Тогда, принимая во внимание (44), (45), имеем следующее выражение для минимальной ошибки углового измерения:

$$\langle \theta \rangle_{\min} \approx 0,3 \frac{\lambda}{\rho Q_{\text{opt}}}, \quad Q_{\text{opt}} \approx 0,1 \beta^{2/7} d^{6/7}, \quad (46)$$

где

$$\beta = \frac{\lambda^2}{c^2} n_0 F_0^{3/2} \left( \frac{\pi \sqrt{2 \Delta f T}}{32 k T_{\text{ш}}} \right)^{3/2}.$$

Для численных оценок примем следующие параметры системы:  $\rho = 40$  км,  $\Delta f = 50$  МГц,  $T_{\text{ш}} = 50$  К,  $T = 1$  час,  $\lambda = 5$  см и  $z = 60^\circ$ . Тогда

$$\langle \theta \rangle_{\min} \approx 2,5 \cdot 10^{-7} d^{-6/7}. \quad (47)$$

Таким образом, даже в оптимальном случае координатное разрешение порядка миллисекунды дуги может быть достигнуто на малой базе лишь тогда, когда диаметры антенн интерферометра близки к предельным  $d \approx 100$  м, поскольку для фильтрации тропосферных неоднородностей необходимо наблюдать источники с весьма малыми потоками  $F_{\min} \leq 0,01$  Ян ( $\Psi \leq 2^\circ$ ) (рис. 22). Поэтому для эффективного подавления тропосферных эффектов необходимы базы с  $\rho > L_2$ . Если говорить о верхней границе базы, то необходимо прежде всего отметить, что радиотелескопы нецелесообразно размещать в предельно удаленных по долготе точках, так как в этом случае становится невозможным длительное слежение даже за объектами с умеренными склонениями. С точки зрения задач первой группы это означает, что невозможно плотное заполнение  $uv$ -плоскости, т. е. получение качественного изображения при суточном синтезе. С точки зрения задач второй группы это приводит к резкому ухудшению разрешимости соответствующих систем условных уравнений. Кроме того, малая общая зона видимости системы (малое время накопления) ведет к уменьшению ее чувствительности по потоку. Анализ показывает, что оптимальное расположение элементов сети, одновременно обеспечивающее интересы задач обеих групп, достигается при расположении их на расстояниях  $\sim R_{\oplus}$ , а не  $2R_{\oplus}$ , так что максимальное долготное разнесение элементов не должно превышать  $80^\circ - 100^\circ$ .

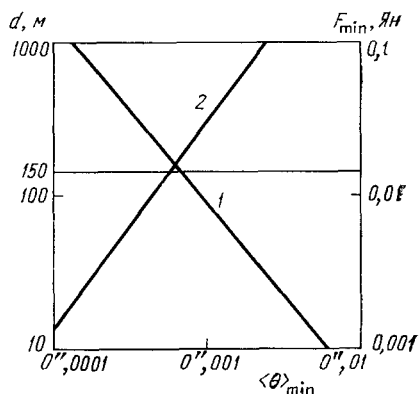


Рис. 22. Зависимость предельного углового разрешения от диаметра антенны для интерферометра с базой 40 км.

1 — диаметр антенны, 2 — поток источника, используемого в качестве опорного.

#### в) Число и размер элементов интерферометрической сети

«Полигамная идеология» требует, чтобы за счет набора определенного числа элементов можно было сформировать такую суммарную площадь системы, которая обеспечивает чувствительность системы, необходимую для эффективного применения метода опорного объекта. Центральным вопросом, который необходимо решить при выборе оптимальной структуры  $N$ -элементной сети, является определение минимального числа и размера антенн, образующих фазостабильную систему. Рассмотрим этот вопрос, исходя из требования, чтобы система с  $T_{\text{ш}} = 50$  К и  $\Delta f = 50$  МГц обеспечивала определение положения источников с  $\langle \theta \rangle =$

$= 0'',0001$  на длине волны  $\lambda = 5$  см. Прежде всего определим ту минимальную общую площадь системы, которая может обеспечить такое разрешение применением метода опорного объекта.

Используя рассуждения, аналогичные приведенным в разделе б), получим, что минимальная ошибка единичного измерения положения по дифференциальной фазе равна:

$$\rho \langle \theta \rangle_{\min} \approx \frac{2}{Q_{\text{opt}}}, \quad Q_{\text{opt}} \approx \frac{(d^2 \sqrt{N(N-1)})^{3/7} T^{3/14}}{5\alpha^{4/7}}, \quad (48)$$

где  $\alpha$  — тропосферный набег эйконала, величина которого зависит от процедуры наблюдения опорных источников. В соответствии с замечаниями раздела б) примем в качестве характерного размера базы  $\rho \approx 3000$  км. Тогда при  $\langle \theta \rangle = 0'',0001$   $Q_{\text{opt}} = 43$  и

$$d^2 \sqrt{N(N-1)} \approx \frac{3 \cdot 10^4 \alpha^{4/3}}{\sqrt{T}}. \quad (49)$$

Поскольку на больших базах типичным является режим, когда источники наблюдаются под разными зенитными углами, то, согласно (20), для  $z \leq 60^\circ$  можно принять

$$\alpha \leq \begin{cases} 22 \text{ см, если не ведутся измерения эйконала,} \\ 5 \text{ см, если ведутся измерения эйконала.} \end{cases} \quad (50)$$

Время накопления  $T$ , в течение которого необходимо сформировать дифференциальную фазу, ограничено по двум причинам. Во-первых, на этом интервале необходимо гарантировать стационарность всех геодинамических и инструментальных параметров при наблюдении минимальной группы источников. Во-вторых, время  $T$  должно быть меньше характерного периода флуктуаций эйконала. Оба эти требования приводят к близкой оценке  $T = 600$  с. Тогда «эффективная площадь» системы, обеспечивающая предельное угловое разрешение  $\langle \theta \rangle = 0'',0001$ , равна

$$d^2 \sqrt{N(N-1)} \approx \begin{cases} 7,5 \cdot 10^4 \text{ м}^2, \text{ если не ведутся измерения эйконала,} \\ 7,8 \cdot 10^3 \text{ м}^2, \text{ если ведутся измерения эйконала.} \end{cases} \quad (51)$$

Отсюда видна та значительная роль, которую играют радиометрические измерения электрической толщины тропосферы.

Очевидно, имеется множество вариантов формирования такой синтезированной площади (рис. 23). Из них предельными являются варианты «вавилонской башни» (большие  $d$ , малые  $N$ ) и вариант «большого скачка» (большие  $N$ , малые  $d$ ), точные границы между которыми мы попытаемся установить ниже.

Для того чтобы выбрать оптимальную комбинацию  $d$  и  $N$ , необходимо составить, хотя бы качественно, представление о стоимости каждой из них. Если рассматривать ситуацию в самых общих чертах, то стоимость системы складывается из стоимости антенн и стоимости аппаратуры<sup>52</sup>, которые разным образом зависят от  $d$  и  $N$ . Поскольку обычно принимается, что стоимость антенны  $\propto d^{2,8}$ <sup>92</sup>, то при заданной эффективной площади системы  $d^2 N$  стоимость ее антенной части  $S_A \propto N d^{2,8} \propto N^{-0,4}$  убывает с ростом  $N$ . С другой стороны, стоимость аппаратурной части системы растет с ростом  $N$ , так что между вариантами «большого скачка» и «вавилонской башни» должен существовать оптимум по стоимости.

Рассмотрим эту ситуацию подробнее, представив стоимость  $S$  системы в виде ( $S$  — в условных денежных единицах,  $d$  — в метрах):

$$S = N \cdot 45 \cdot \left(\frac{d}{70}\right)^{2,8} + N(1 + 0,1 + 0,5 + 0,05) + \frac{N(N-1)}{2} 0,05 + N \frac{d}{70}. \quad (51')$$

## г) Геометрия интерферометрической сети

В разделе б) говорилось о долготном разнесении элементов, здесь же мы вкратце обсудим проблему широтного их разнесения (двумерность сети). Если говорить о задачах построения изображений, то, как уже отмечалось, только двумерная решетка способна синтезировать качественные изображения источников с умеренными склонениями. Если же говорить о задачах измерения координат, то необходимо иметь ненулевую полярную проекцию базы, прежде всего в связи с потребностью измерять эффекты, связанные с движением полюса.

Разные методы определения координат с разной остротой испытывают необходимость в существовании полярной проекции базы. Проиллюстрируем это обстоятельство на примере метода дуг, для которого в наибольшей степени необходимо широтное разнесение (при заметном долготном). В методе дуг среднеквадратичная ошибка в измерении координат на двухэлементном интерферометре  $\langle \mathbf{k}_j \rangle$  равна <sup>84</sup>:

$$\langle \mathbf{k}_j \rangle = \sqrt{1 + \Delta k_j^2 K_s^2 K_b \langle \sigma \rangle}, \quad (52)$$

где  $\langle \sigma \rangle$  — флуктуационная ошибка в измерении фазы,  $K_s$  — коэффициент, определяемый взаимным расположением опорных источников с  $\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_3$  и  $K_b$  — коэффициент, определяемый геометрией радиоинтерферометра и временем пребывания источников в общей зоне видимости  $t$ . При использовании только фазовой информации:

$$K_b^2 = \frac{2 \sin^2 \delta_b [3 - 2 \cos(\pi t/T) - \cos(2\pi t/T)] + \cos^2 \delta_b [2 \sin^2(\pi t/T) + \sin^2(2\pi t/T)]}{3 \sin^2 \delta_b \cos^2 \delta_b [2 \sin(\pi t/T) - \sin(2\pi t/T)]^2}, \quad (53)$$

где  $T$  — длительность суток. Из (53) видно, что измерения, проводимые на «полярной» ( $\delta_b = 90^\circ$ ) и «экваториальной» ( $\delta_b = 0^\circ$ ) базах, не позволяют определить относительные координаты источников.

В том частном случае, когда  $t \geq 16^h$  (в частности, источник не заходящий),

$$K_b^2 = \frac{4}{9 \cos^2 \delta_b} + \frac{1}{9 \sin^2 \delta_b},$$

и оптимальная ориентация базы, при которой  $K_b = 1$ , соответствует  $\delta_b = 35^\circ$ . При  $20^\circ \leq \delta_b \leq 60^\circ$   $1 \leq K_b \leq 1,4$  (рис. 28). Если  $t < 16^h$ , то оптимальное склонение базы определяется условием

$$(\delta_b)_{\text{opt}} = \arctg \sqrt[4]{\frac{A(t)}{4A(t/2)}}, \quad \text{где } A(t) = \sin^2 \frac{2\pi t}{T} + 2 \sin^2 \frac{\pi t}{T},$$

и при  $30^\circ \leq \delta_b \leq 60^\circ$ ,  $8^h \leq t \leq 16^h$   $1,4 \leq K_b \leq 3,8$  (рис. 28). Таким образом, только двумерная интерферометрическая система обладает необходимой гибкостью при решении различных задач разными методами.

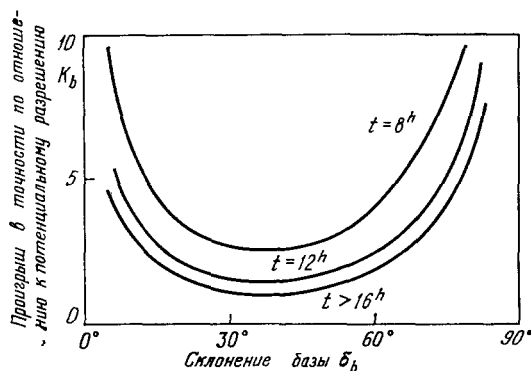


Рис. 28. Зависимость точности определения относительных координат источников от склонения базы интерферометра  $\delta_b$ .

Сравнительная характеристика проектируемых национальных радиоинтерферометрических фазостабильных сетей

Название проекта → Основные характеристики:	VLBA (США)	ESA (Европа)	«Полигам» (СССР)	CASCA (Канада)
Число $N$ и диаметр антенн $d$	$N = 10$ , $d = 25$ м	$N = 10$ , $d = 15 - 100$ м	$N_1 = 3$ , $d_1 = 70$ м $N_2 = 7$ , $d_2 = 25$ м	$N = 8$ , $d = 25$ м
Рабочие волны, $\lambda$ (см)	$\lambda = 1,3; 2; 6; 18; 21$	Имеющиеся на существующих антеннах	$\lambda = 1,3; 2,8; 8; 21$	$\lambda = 1,35; 2; 6; 18; 21$
Геометрия сети: долготное разнесение широтное разнесение	$155 - 3^\circ W$ $38 - 30^\circ$	$3W - 34^\circ E$ $40 - 60^\circ$	$33 - 133^\circ E$ $40 - 60^\circ$	$54 - 125^\circ W$ $49^\circ$
Угловое разрешение, секунды дуги	0,0005 ( $\lambda = 1,3$ см)	0,001 ( $\lambda = 1,3$ см)	0,0004 ( $\lambda = 1,35$ см)	0,0004 ( $\lambda = 1,35$ см)
Чувствительность по потоку в миллианских при полосе приема $\Delta f$ времени накопления $T$	16 4 МГц 20 мин	1 56 МГц 10 час.	0,3 2 МГц 12 час.	0,04 100 МГц 12 час.
Шумовая температура системы, К	50	50	50	50
Принципы синхронизации часов	LORAN, OMEGA	Через ИСЗ	LORAN, телевидение, через ИСЗ	LORAN
Принципы стабилизации гетеродинных систем	1. Водородные стандарты 2. Сверхпроводящий резонатор	1. Водородные стандарты 2. Через ИСЗ	1. Водородные стандарты 2. Через ИСЗ	1. Сверхпроводящий резонатор 2. Через ИСЗ
Система передачи сигналов	Система магнитной записи МКП 28 каналов по 4 Мбит в секунду	Через ИСЗ — скорость передачи одного канала 56 Мбит в секунду	1. МКП — 4 Мбит в секунду 2. Через ИСЗ	Магнитная запись на кассетные видеоманитофоны. Полоса записи — 3,5 МГц. На одном пункте — 4–6 магнитофонов

Здесь первый член представляет стоимость антенн, включая амортизационные расходы за 10 лет, второй — стоимость аппаратуры (в следующей последовательности: приемники, линии задержки, пункты связи с ИСЗ, пункты измерения эйконала), третий — стоимость корреляторов и четвертый — эксплуатационные расходы за 10 лет \*).

Принимая во внимание (50) для случая, когда ведутся измерения эйконала, нетрудно видеть, что система с минимальной стоимостью может

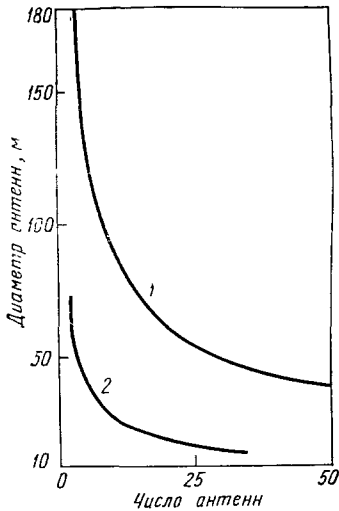


Рис. 23. Зависимость «диаметр — число антенн» для системы с предельным угловым разрешением 0",0001.

1 — не ведутся измерения эйконала, 2 — ведутся измерения эйконала.

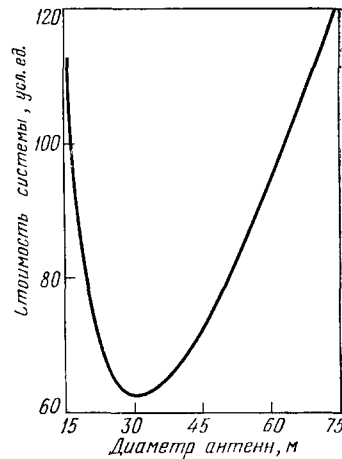


Рис. 24. Зависимость стоимости системы от диаметра антенн.

быть образована из 9—12 антенн с диаметрами  $d = 30 - 25$  м (рис. 24). Интересно отметить, что антенны диаметром 25 м были выбраны в качестве модульных элементов при строительстве системы VLA и при проектировании американского и канадского вариантов интерферометрической сети <sup>6, 9</sup>. Нетрудно видеть, что optimum по стоимости достигается тогда, когда затраты на антенны сравниваются с затратами на аппаратуру (рис. 25).

Как видно из рис. 26, системы, образованные из антенн относительно небольших размеров, являются оптимальными и по стоимости единицы информации, в качестве которой можно выбрать число обнаруживаемых на стерадиан источников. В табл. V приведены важные параметры, харак-

Т а б л и ц а V

Основные параметры оптимальной системы

Диаметр антенн	30 м
Число антенн	9
Отношение стоимости антенн к стоимости аппаратуры	1,3
Минимальный обнаружимый поток источника ( $Q=5$ , $T=600$ с)	2,6 мЯн
Число видимых источников на стерадиан	10 <sup>3</sup>
Угловое расстояние между источниками ( $Q=5$ )	0°,52
Число источников на стерадиан, положение которых можно определить с точностью 0",0001	480

\*) Относительные вклады компонент (51') взяты из опыта проектирования радиоинтерферометрической сети.

теризующие оптимальную систему, а на рис. 27 — статистическая зависимость (см. (44)) ее углового разрешения от взаимных угловых расстояний между наблюдаемыми источниками.

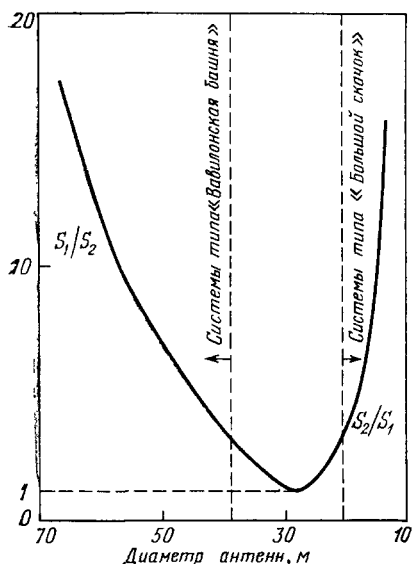


Рис. 25. Соотношение затрат на антенны  $S_1$  и аппаратуру  $S_2$  для различных систем.

Отметим, что идея формирования больших интерферометрических систем из относительно малых элементов воспринимается психологически с некоторым трудом. Такая реакция связана с тем, что почти полувековой опыт радиоастрономических наблюдений в радиометрическом режиме определил тенденцию на строительство антенн все больших и больших размеров (примером предельной ситуации в рамках этой тенденции является недостроенный параболоид диаметром 180 м в США <sup>93</sup>). Однако по мере появления и успешной работы систем апертурного синтеза становится все более очевидным тот факт, что достаточно видеть источники в режиме сети и совсем не обязательно видеть их на одиночных антеннах.

В заключение отметим, что формирование больших интерферометрических систем из малых элементов является оптимальным и в организационном смысле, поскольку каждый элемент

системы не сможет играть сколько-нибудь существенную радиоастрономическую роль при работе в автономном режиме и приобретает значение только при работе в режиме сети. Объективная необходимость «коопера-

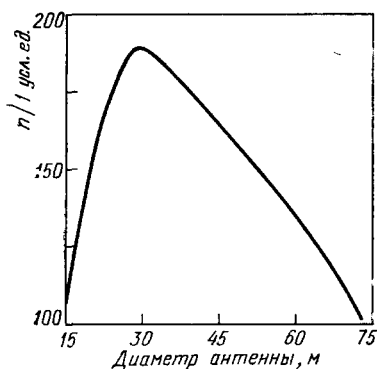


Рис. 26. Зависимость стоимости информации от диаметра антенны.

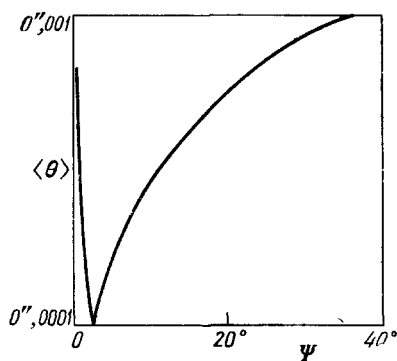


Рис. 27. Зависимость разрешающей способности оптимальной системы от углового расстояния  $\psi$  между источниками.

ции по собирающей поверхности» может оказаться весьма существенным фактором для успешной работы системы, если учесть, что ее элементы разъединены тысячами километров и обслуживаются независимыми научными коллективами, вступающими в контакт только через спутниковый канал.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последнее десятилетие радиоинтерферометрия с большими базами достигла ряда успехов, значение которых для современной наблюдательной астрофизики и позиционной астрономии трудно переоценить. В заключение мы хотим акцентировать внимание на тех нескольких основных идеях, которые составляют то общее, что объединяет национальные проекты <sup>6-9</sup> (основные характеристики национальных сетей приведены в табл. VI).

Это, во-первых, идея превращения независимой интерферометрии в «link-интерферометрию», связанная с бурным развитием техники цифровой межконтинентальной связи. Для пользователей такой переход будет означать возможность работы системы в реальном масштабе времени («full day in real time») и резкое расширение области применимости интерферометрии со сверхдлинными базами для целей наблюдательной астрономии.

Во-вторых, это идея создания «противоатмосферного» инструмента путем применения различных методов устранения фазовой нестабильности атмосферного происхождения и прежде всего — метода опорного объекта. В результате возникает возможность строить «истинные» радиоизображения небесных тел и определять координаты объектов с точностью до малых долей интерференционного лепестка. Таким образом, радиоинтерферометрическая сеть с большими базами становится эквивалентной обычным фазостабильным системам апертурного синтеза.

Наконец, это идея объединения радиотелескопов в единую сеть <sup>94</sup>, которая способна к неограниченному наращиванию по синтезированной площади, полосе регистрации и диапазону частот.

Очевидно, что такой глобальный радиотелескоп откроет новую эру в истории наблюдательной радиоастрономии, позволяя получать уникальную наблюдательную информацию, имеющую общенаучное значение. С введением в строй такой системы экспоненциальное развитие радиоастрономии, начавшееся в 50-х годах, будет, по-видимому, поддерживаться до конца нынешнего столетия.

Авторы приносят благодарность своим соавторам по проекту «Полигам» <sup>[8]</sup> многие идеи которого были использованы в настоящей работе, а также Н. Л. Кайдановскому за ценные замечания.

Специальная астрофизическая обсерватория  
АН СССР, Пулково

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Кардашев Н. С., Матвеев Л. И., Шоломицкий Г. Б. — Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1965, т. 8, с. 651.
2. Кайдановский Н. Л. — Радиотехн. и электрон., 1966, т. 10, с. 1741.
3. Чихачев В. М. — Ibid., 1966, т. 11, с. 2072.
4. Broten N., Clarke R., Legg T., Locke J., McIrish G., Richards R., Yen J., Chisholm R., Galt J. — Nature, 1967, v. 216, p. 4.
5. Clark B., Kellermann K., Barc C., Cohen M., Junncey D. — Astrophys. J., 1969, v. 153, p. 705.
6. Kellermann K. An Intercontinental Very-long-base Array: VLBI Network Studies. III. — NRAO, 1977.
7. Schillizzi R., O'Sullivan J., Kellermann K., Zing W., Campbell J., Colombo G. Very-long-baseline Radiointerferometry Using a Geostionary Sattelite. — Paris: ESA, 1978.
8. Алексеев В. А., Брауде С. Я., Брумберг В. А., Буланже Ю. Д., Гаталюк Э. Д., Гельфрейх Г. Б., Губанов В. С., Дравских А. Ф., Есепкина Н. А., Кардашев Н. С., Корольков Д. В., Котов Б. А., Котов Ю. А., Красинский Г. А., Манукин А. Б., Матвеев Л. И., Мень А. В., Никонов В. Н.,

- Парийский Н. Н., Парийский Ю. Н., Погребенко С. В., Попов Е. И., Разин В. А., Саломонович А. Е., Слыш В. И., Смоленцев С. Г., Сороченко Р. Л., Станкевич К. С., Стоцкий А. А., Троицкий В. С., Умарбаева Н. Д., Финкельштейн А. М., Фридман П. А., Херсонский В. К., Царевский Г. С., Цейтлин В. А., Цымбал В. Н., Яцкив Я. С. Проект «Полигам». — Сообщ. CAO АН СССР, 1980, вып. 27—30.
9. Broten N., Bridle A., Galt J., Gregory P., Legg T., Kronberg P., Shuter W., Costain C. Preprint CASCA Comittitee on Radio Astronomy. — 1979.
  10. Blandford R., Rees M. — Mon. Not. RAS, 1974, v. 169, p. 395.
  11. Benford E. — Ibid., 1978, v. 183, p. 29.
  12. Christiansen W., Pacholczyk A., Scott J. — Nature, 1977, v. 266, p. 593.
  13. Saslaw W., Valtonen M., Aarseth S. — Astrophys. J., 1974, v. 190, p. 253.
  14. Kellermann K., Shaffer D., Purcell K., Pauliny-Toth I., Preuss E., Mitzel A., Graham D., Schilizzi R., Cohen M., Moffet A., Romney J., Niell A. — Astrophys. J., 1977, v. 211, p. 658.
  15. Kellerman K., Shaffer D., Pauliny-Toth I., Preuss E., Witzel A. — Ibid., 1976, v. 210, p. L121.
  16. Slysh V. — Nature, 1963, v. 199, p. 682.
  17. Gubbay J., Legg A., Robertson D., Moffet A., Ekers R., Seidel B. — Nature, 1969, v. 224, p. 1094.
  18. Knight C., Robertson D., Rogers A., Shapiro I., Whitney A., Clark T., Goldstein R., Morandino G., Vandenberg N. — Science, 1971, v. 173, p. 225.
  19. Whitney A., Shapiro I., Rogers A., Robertson D., Knight C., Clark T., Goldstein R., Morandino G., Vandenberg N. — Ibid., p. 225.
  20. Kellermann K., Jancey D., Cohen M., Shaffer B., Clark B., Broderick J., Ronnang B., Rydbeck D., Matveenko L., Moiseev I., Vitkevich V., Cooper B., Batchelor R. — Astrophys. J., 1971, v. 169, p. 1.
  21. Cohen M., Cannon W., Purcell G., Shaffer D., Broderick J., Kellermann K., Juncney D. — Ibid., 1971, v. 170, p. 207.
  22. Kellermann K., Clark B., Juncney D., Broderick J., Shaffer D., Cohen M., Niell A. — Ibid., 1973, v. 183, p. L51.
  23. Shapiro I., Hinteregger H., Knight C., Punskey J., Robertson D., Rogers A., Whitney A. — Ibid., p. L47.
  24. Schilizzi R., Cohen M., Romney J., Shaffer D., Kellermann K., Swenson G., Yon J., Rinehart R. — Ibid., 1975, v. 201, p. 263.
  25. Niell A., Kellermann K., Clark B., Shaffer D. — Ibid., 1975, v. 197, p. L109.
  26. Cohen M., Moffet A., Romney J., Schilizzi R., Seilstad G., Kellermann K., Purcell G., Shaffer D., Pauliny-Toth I., Preuss E., Mitzel A., Rinehart R. — Ibid., 1976, v. 206, p. L1.
  27. Kellermann K., Shaffer D. — In: Evolution of Galaxies and Its Application to Cosmology: IAU Symp. No. 37. — Paris, 1977. — P. 347.
  28. Rees M., Simon M. — Nature, 1970, v. 227, p. 1303.
  29. Dent W. — Astrophys. J., 1972, v. 175, p. L55.
  30. Epstein R., Geller M. — Nature, 1977, v. 265, p. 219.
  31. Sanders R. — Nature, 1974, v. 248, p. 390.
  32. Гуревич Л. Э., Дравских А. Ф., Финкельштейн А. М. — Астрофиз. исслед., 1980, т. 12, с. 64.
  33. Rogers A., Hinteregger H., Whitney A., Counselman G., Shapiro I., Wittels J., Klemperer W., Warnock W., Clark T., Hutton L., Marandino G., Rönnäng B., Rydbeck G., Niell A. — Astrophys. J., 1974, v. 193, p. 293.
  34. Wittels J., Knight G., Shapiro I., Hinteregger H., Rogers A., Whitney A., Clark T., Hutton L., Marandino G., Niell A., Rönnäng B., Rydbeck O., Klemperer W., Warnock W. — Ibid., 1975, v. 196, p. 13.
  35. Wittels J., Cotton W., Counselman C., Shapiro I., Hinteregger H., Knight C., Rogers A., Whitney A., Clark T., Hutton L., Rönnäng B., Rudbeck O., Niell A. — Ibid., 1976, v. 206, p. L75.



36. Moran J. M.— In: *Frontiers of Astrophysics*. N. Y.: Pergamon Press, 1977.— P. 385.
37. Clark T., Hutton L., Shapiro I., Wittels J., Robertson D., Hinteregger H., Knight C., Rogers A., Whitney A., Niell A., Desch G., Webster W.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 206, p. L113.
38. Shaffer D., Schillizzi R.— *Ibid.*, 1975, v. 80, p. 753.
39. Geldzahler B., Kellermann K., Shaffer D.— *Ibid.*, 1979, v. 84, p. 186.
40. Vessot R.— In: *Methods of Experimental Physics* — N. Y.: Academic Press, 1976.— V. 12, pt. C, §. 5.4.
41. Refsdal S — *Mon. Not. RAS*, 1964, v. 128, p. 307; *Astron.*, 1968, v. 73, p. 32.
42. Walsh D., Carswell R., Weymann R.— *Nature*, 1979, v. 279, p. 381.
43. Weymann R., Chaffee F., Davis M., Carleton N., Walsh D., Carswell R.— *Astrophys. J.*, 1979, v. 233, p. L43.
44. Young P., Gunn J., Kristian J., Oke J., Westphal J. Orange Preprint. CTI No. 587.— Feb. 1980.
45. Bhamra K., Finkelstein A., Kreinovich V., Gurevich L.— *Astrophys. and Space Sci.*, 1978, v. 57, p. 371.
46. Kolaczek B., Weiffenbach G.— *IAU Colloq. Nr. 26.*— Warszawa, 1975.— P. 21.
47. Fomalont E., Sramek R.— *Astrophys. J.*, 1975, v. 199, p. 749.
48. Брумберг В. А., Финкельштейн А. М.— *ЖЭТФ*, 1979, т. 76, с. 1474.
49. Кардашев Н. С., Парийский Ю. Н., Умарбаева Н. Д.— *Астрофиз. исслед.*, 1972, т. 2, с. 16.
50. Connors P. Opt. Tel. of the Future Conference Proc.— ESO; CERN, 1977.— P. 351.
51. Counselman C., Hinteregger H., Shapiro I.— *Science*, 1972, v. 178, p. 608.
52. VLA Concept. V. 1.— NRAO, 1967.
53. Broten N., Legg T., Locke J., McLeish C., Richards R., Chisholm R., Gush H., Yen J., Galt J.— *Science*, 1976, v. 156, p. 1592.
54. Gatterer L.— *Trans. IEEE*, 1976, v. IM-17, p. 372.
55. Истон Р. Л.— *ТИИЭР*, 1976, т. 64, № 10, с. 34.
56. Татарский В. И. Распространение радиоволн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.
57. Стоцкий А. А.— *Радиотехн. и электрон.*, 1973, т. 18, с. 1579.
58. Стоцкий А. А.— *Изв. вузов. Сер. «Радиофизика»*, 1973, т. 16, с. 806.
59. Dravskich A., Finkelstein A. *Astrophys. and Space Sci.*, 1979, v. 60, p. 251.
60. Дравских А. Ф., Стоцкий А. А., Финкельштейн А. М., Фридман П. А.— *Астрофиз. исслед.*, 1978, т. 10, с. 108.
61. Дравских А. Ф., Стоцкий А. А., Финкельштейн А. М., Фридман П. А.— *Радиотехн. и электрон.*, 1977, т. 22, с. 2305.
62. Парийский Ю. Н., Стоцкий А. А.— *Изв. ГАО АН СССР*, 1972, № 188, с. 195.
63. Дравских А. Ф., Финкельштейн А. М.— *Астрон. ж.*, 1979, т. 56, с. 1100.
64. Moran J., Penfield H. NASA Final Report NAS-5-20975.— 1976. Winn F., Wu S., Resh G., Chao C., von Roos O. JPL Deep Space Network Progress Report.— No. 42-32, 1976.  
Алексеев В. А., Гайкович К. П., Наумов А. П. В кн. *Влияние атмосферы на астрономические наблюдения.*— Иркутск, 1980 — С. 19.
65. Mathur N., Grossi M., Pearlman M.— *Radio Sci.*, 1970, v. 5, p. 1253.
66. Лотова Н. А.— *УФН*, 1975, т. 115, с. 603.
67. Алексеев В. А. Автореферат канд. диссертации.— Горький, НИРФИ, 1970.
68. Jennison R.— *Mon. Not. RAS*, 1958, v. 118, p. 276.
69. Fort N., Yee H.— *Astron. and Astrophys.*, 1976, v. 50, p. 19.
70. Погребенко С. В. Препринт ИКИ АН СССР № 513.— Москва, 1979.
71. Hoegneer S., von.— *Astron. J.*, 1967, v. 72, p. 43.
72. Кошелева О. М., Крейнович В. Я., Финкельштейн А. М.— В кн. *Тезисы докладов XI Всесоюзной радиоастрономической конференции.*— Ереван: Изд-во АН Арм.ССР, 1978.— С. 220.
73. Moffet A.— *IEEE Trans.*, 1968, v. NAP-16, p. 172.
74. Корольков Д. В., Фридман П. А.— *Астрофиз. исслед.*, 1970, № 2, с. 148.
75. Кардашев Н. С., Погребенко С. В., Царевский Г. С. Препринт ИКИ АН СССР, № 449.— Москва, 1978.
76. Broshe P., Wade C., Hjellming R.— *Astrophys. J.*, 1973, v. 183, p. 805.

77. Wade C.— Ibid., 1970, v. 162, p. 383.
78. Жонголович И. Д., Валяев В. И., Малков А. А., Сабанина Т. Б.— Труды ИТА АН СССР, 1977, вып. 16, с. 19.
79. Жонголович И. Д., Валяев В. И., Сабанина Т. Б.— Письма АЖ, 1978, т. 4, с. 38.
80. Алексеев В. А., Липатов Б. Н., Щекотов Б. В.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1976, т. 19, с. 1670.
81. Дравских А. Ф., Красинский Г. А., Финкельштейн А. М.— Письма АЖ, 1975, т. 1, с. 43.
82. D r a v s k i c h A., F i n k e l s t e i n A., K r e i n o v i c h V.— In: Modern Astrometry. IAU Colloq. No 48.— Vienna, 1979.— P. 143.
83. Дравских А. Ф., Кошелева О. М., Крейнович В. Я., Финкельштейн А. М.— Письма АЖ, 1979, т. 5, с. 422.
84. Дравских А. Ф., Кошелева О. М., Крейнович В. Я., Финкельштейн А. М.— Ibid., с. 300.
85. K r a s i n s k y G.— In: Reference Coordinate System. IAU Colloq. No. 26.— Torun, 1976.— P. 381.
86. Дравских А. Ф., Финкельштейн А. М.— Астрофиз. исслед., 1977, т. 9, с. 47.
87. D r a v s k i c h A., F i n k e l s t e i n A., K r a s i n s k y G.— Astrophys. and Space Sci., 1975, v. 38, p. 255.
88. Федоров Е. П.— В кн.: Системы координат в астрометрии.— Ташкент, 1971.— С. 35.
89. Умарбаева Н. Д.— Астрон. ж., 1975, т. 53, с. 1132.
90. K e l l e r m a n n K., D a v i e s M., P a u l i n y - T o t h I.— Astrophys. J., 1971, v. 170, p. L1.
91. Умарбаева Н. Д.— Сообщ. САО АН СССР, 1976, вып. 16, с. 5.
92. Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. Радиотелескопы и радиометры.— М.: Наука, 1973.— Гл. 9.
93. W e i s s H. G. Design Studies for 440-foot-diameter Radio Telescope: MIT Technical Report No. 445.— 20 Febr., 1968.
94. П а р и й с к и й Ю. Н. Автореферат докт. диссертации.— Л.: ГАО АН СССР, 1970.