

УДК 523.164 : 621.396

## АПЕРТУРНЫЙ СИНТЕЗ

(Обзор)

*Л. Р. Коган, Л. И. Матвеевко*

## СОДЕРЖАНИЕ

## Введение

1. Теоретические основы апертурного синтеза
2. Искажение изображения вследствие неполного покрытия  $U, V$ -плоскости
3. Сверхдальняя радиоинтерферометрия  
Проблема калибровки в ИСДБ
4. Методы восстановления распределения яркости источника в ИСДБ
  - 1) Метод модельных приближений
  - 2) Метод замкнутых фаз
  - 3) Метод замкнутых амплитуд
  - 4) Построение изображений источников, излучающих в линиях (мазерных источников)

## ВВЕДЕНИЕ

Изображение дает нам наиболее полную информацию об объекте. Неслучайно говорят, что лучше один раз увидеть, чем сто раз услышать. Это в полной мере относится и к астрономическим объектам. Мы судим об их природе, протекающих в них физических процессах лишь по их собственному излучению. Сопоставление изображений, полученных в разных участках спектра и поляризациях, открывает нам полную картину распределения магнитных полей и релятивистских частиц. Поэтому не случайно стремление астрономов получить фотографии с максимально возможным угловым разрешением.

Угловые разрешения оптических телескопов достигают долей секунды и определяются в основном неоднородностями в атмосфере. Радиоастрономы в этом смысле находятся в крайне невыгодном положении. Действительно, угловое разрешение инструмента определяется его размерами  $D$ , выраженными в длинах волн:

$$\varphi = \lambda/D.$$

Длины радиоволн в сотни тысяч раз больше оптических, и поэтому угловое разрешение даже самых крупных радиотелескопов, размеры зеркал которых достигают сотен метров, не превышает углового разрешения невооруженного глаза. Радиоастрономами разработаны различные методы, позволяющие преодолеть эту трудность. В настоящее время наибольшее применение получил так называемый метод апертурного синтеза, опирающийся на радиоинтерференционные наблюдения радиоисточников на двух разнесенных антеннах. Наблюдения на радиоинтерферометрах с базами разной длины и ориентации позволяют синтезировать антенну, размер апертуры которой равен максимальной базе, и, таким образом, получить необходимое угловое разрешение.

# 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ АПЕРТУРНОГО СИНТЕЗА

Диаграмма направленности антенны по полю  $A(\theta)$  связана с распределением поля в ее раскрыве  $E(u)$  преобразованием Фурье:

$$A(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} E(u) \exp(j2\pi u \theta du), \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол между рассматриваемым направлением и нормалью к апертуре,  $u$  — координата точки в раскрыве апертуры в длинах волн. Для простоты мы рассматриваем одномерный случай.

Функция распределения поля по раскрыву не равна нулю на конечном множестве, поэтому в (1) можно использовать бесконечные пределы интегрирования. В радиоастрономии обычно пользуются диаграммой направленности по мощности, которая определяется соотношением

$$P(\theta) = A(\theta)A^*(\theta), \quad (2)$$

где \* — знак комплексной сопряженности. При измерении распределения радиояркостности  $T(\theta)$  по источнику при его сканировании получают распределение яркости  $T'(\theta)$ , сглаженное диаграммой направленности  $P(\theta)$ :

$$T'(\theta_1) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\theta - \theta_1) T(\theta) d\theta. \quad (3)$$

Преобразование, описываемое соотношением (3), называется сглаживанием и обозначается \* [1]. Используя это обозначение, представим (3) в виде

$$T'(\theta) = P(\theta) * T(\theta). \quad (4)$$

В некоторых случаях, особенно при интерферометрических исследованиях, удобно рассматривать не прямое изображение источника, а его преобразование Фурье (его спектр). Выполним преобразование Фурье над обеими частями уравнения (4). Для этого воспользуемся свойством преобразований Фурье о том, что если  $g_1(x)$ ,  $g_2(x)$  — действительные функции, а  $\tilde{g}_1(l)$ ,  $\tilde{g}_2(l)$  — их преобразования Фурье, то

$$F[g_1(x) * g_2(x)] = \tilde{g}_1^*(l) \tilde{g}_2(l); \quad (5)$$

$$F[\tilde{g}_1^*(l) \tilde{g}_2(l)] = g_1(x) * g_2(x), \quad (6)$$

где  $F$  — знак преобразования Фурье. Учитывая (5), после преобразования Фурье над обеими частями уравнения (4) получим

$$F[T'(\theta)] = F[P(\theta)] * F[T(\theta)]. \quad (7)$$

С другой стороны, применяя свойство (6) к равенству (2), получим

$$F[P(\theta)] = E(u) * E(u). \quad (8)$$

Уравнение (7) показывает, что антенна своей диаграммой направленности выделяет в  $F[T(\theta)]$  лишь те гармоники, которые проходят через фильтр  $F[P(\theta)]^*$ . Те же гармоники в  $F[T(\theta)]$ , которые находятся вне полосы пропускания фильтра  $F[P(\theta)]^*$ , безвозвратно теряются. По аналогии с временными процессами, учитывая равенство (7), можно ввести понятие пространственной частоты и рассматривать действие диаграммы направленности (антенны-прибора) как фильтра про-

пространственных частот, а само распределение яркости  $T(\theta)$  в виде суммы пространственных гармоник. Такое рассмотрение позволяет наглядно продемонстрировать искажения измеренного изображения объекта вследствие неидеальности диаграммы направленности антенной системы (фильтра пространственных частот).

Рассмотрим два характерных случая.

а) Антенна со сплошным раскрытием размером  $2U$ . Представим распределение поля по раскрытию в виде рис. 1. Характеристика фильтра пространственных частот, соответствующего такому распределению (см. (8)),

$$F[P(\theta)] = \begin{cases} E_1(u) * E_1(u), & |u| \leq 2U \\ 0, & |u| > 2U \end{cases}$$

Таким образом, при любом распределении поля по апертуре сплошная антенна конечного размера  $2U$  является фильтром нижних частот с частотой среза, равной  $f_{\text{ср}} = 2U$ . В частном случае равномерного распределения поля этот фильтр имеет треугольную форму (рис. 1). Аналогично временным процессам отсечка верхних частот, больших  $f_{\text{ср}}$ , приводит к потере информации о деталях с характерными размерами  $\theta \leq 1/f_{\text{ср}} = 1/2U$ . Отсюда, в частности, следует, что угловое разрешение антенны размером  $D$  порядка  $\lambda/D$ .

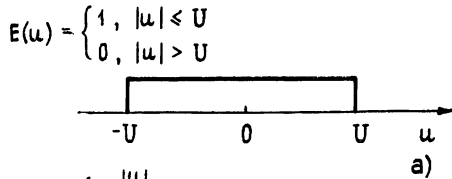
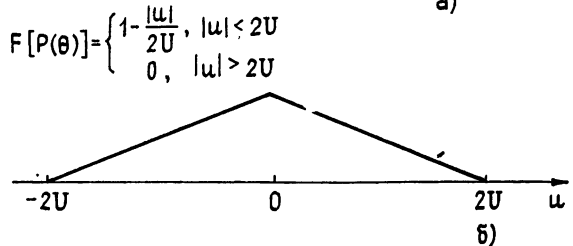


Рис. 1. Фильтр пространственных частот сплошной антенны с равномерным распределением поля;

а) распределение поля, б) соответствующий фильтр пространственных частот.



б) Интерферометр, состоящий из двух антенн с расстоянием между ними (базой)  $B=2U$ . Будем рассматривать случай, когда размер каждой антенны  $d \ll B$ . Распределение поля в раскрытии такой антенной системы может быть представлено в следующем виде:

$$E(u) = \delta(u-U) + \delta(u+U), \quad (9)$$

где  $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака. После преобразования (8) получим

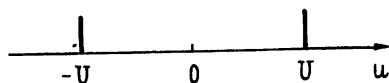
$$F[P(\theta)] = 1 \delta(u) + (1/2) \delta(u-2U) + (1/2) \delta(u+2U). \quad (10)$$

На рис. 2 приведен график характеристики фильтра  $F[P(\theta)]$ . Из (10) и рис. 2 видно, что интерферометр с базой  $2U$  является резонансным узкополосным фильтром пространственных частот, настроенным на частоту  $2U$  (большинство современных интерферометров корреляционного типа, не чувствительны к гармонике нулевой частоты — первый член в (10)).

Таким образом, измерение на одном интерферометре дает очень ограниченную информацию о распределении яркости источника, так

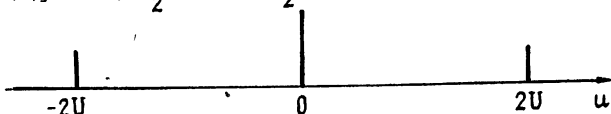
как при этом измеряется только одна гармоника в его спектре пространственных частот. Эту трудность можно преодолеть, выполнив последовательные измерения источника на интерферометрах с базами разной длины от 0 до  $2U$ , и, получив таким образом весь спектр его пространственных частот от 0 до  $2U$ , затем восстановить распределение яркости источника с угловым разрешением  $1/2U$  (см. пример а)).

$$E(u) = \delta(u-U) + \delta(u+U)$$



а)

$$F[P(\theta)] = 1 \cdot \delta(u) + \frac{1}{2} \delta(u-2U) + \frac{1}{2} \delta(u+2U)$$



б)

Рис. 2. Фильтр пространственных частот интерферометра; а) распределение поля, б) соответствующий фильтр пространственных частот.

Метод восстановления распределения яркости источника по спектру его пространственных частот, полученному из измерений на интерферометрах с переменной базой, называется методом *апертурного синтеза*.

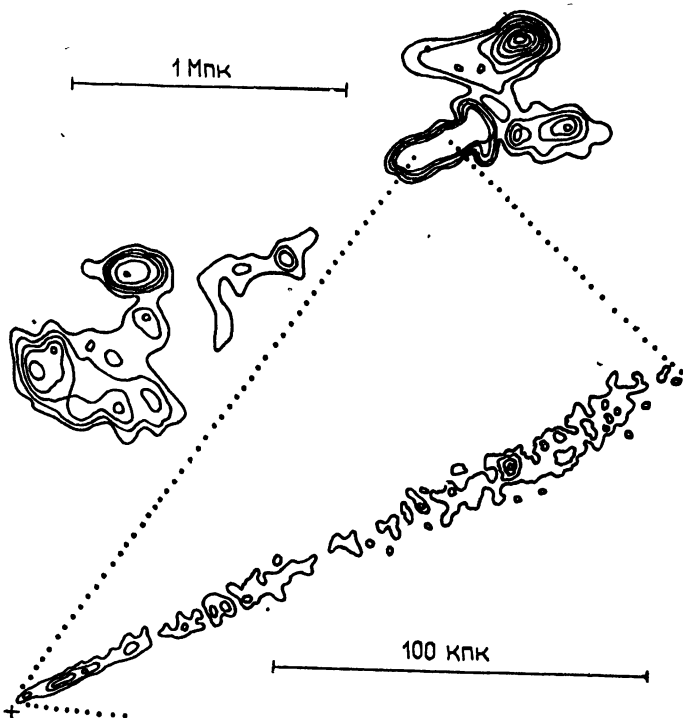


Рис. 3. Изображение галактики NGC 6251, полученное на VLA.

В двумерном случае объединение соотношений (7) и (10) дает нам следующие соотношения, связывающие измеренные интерферометрами амплитуды пространственных гармоник  $A(U, V)$  и распределение яркости  $T(x, y)$ :

$$A(U, V) = \iint_{-\infty}^{\infty} T(x, y) \exp [j2\pi(xU + yV)] dx dy; \quad (11)$$

$$T(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(U, V) \exp [-j2\pi(xU + yV)] dU dV, \quad (12)$$

где  $x, y$  — координаты точки в картинной плоскости, яркостью которой мы интересуемся,  $U, V$  — пространственные частоты. Соотношения (11), (12) иногда называются теоремой Цитерта — Ван Цернике [2]. Если измерения  $A(U, V)$  выполнены на всем многообразии  $U, V \in (-\infty, \infty)$ , то, пользуясь (12), можно однозначно восстановить распределение яркости  $T(x, y)$ .

Метод апертурного синтеза широко используется в современной радиоастрономии. Наиболее совершенные радиотелескопы построены на этом принципе. Обычно для ускорения процесса измерений наблюдают сразу на нескольких антеннах. (Например, большая антенная решетка в Нью Мексико (VLA) состоит из 27 антенн, расположенных вдоль лучей, образующих букву Y.) Длина каждого луча  $\approx 21$  км. Разрешающая сила этого радиотелескопа превышает разрешение оптических телескопов. На рис. 3 показано изображение галактики NGC 6251, полученной на этом инструменте.

## 2. ИСКАЖЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ВСЛЕДСТВИЕ НЕПОЛНОГО ПОКРЫТИЯ $U, V$ -ПЛОСКОСТИ

Введем в рассмотрение функцию  $h(U, V) = 1$  в области измеряемых значений  $U, V$  и равную нулю вне этой области. Тогда восстановленное по (12) распределение яркостной температуры определяется следующим выражением:

$$T_{в.р}(x, y) = F[A(U, V) h(U, V)]. \quad (13)$$

Рассмотрим отличие восстановленного распределения яркости  $T_{в.р}(x, y)$  от истинного  $T(x, y)$ . Воспользуемся свойством преобразований Фурье, утверждающим, что преобразование Фурье от произведения двух функций равно свертке преобразований Фурье этих функций. Из (13) получим

$$T_{в.р}(x, y) = T(x, y) * H(x, y), \quad (14)$$

где  $H(x, y) = F[h(U, V)]$ . Для точечного источника из (14) получим

$$T_{в.р.т}(x, y) = H(x, y). \quad (15)$$

Таким образом, функция  $H(x, y)$  равна восстановленному изображению точечного источника  $T_{в.р.т}(x, y)$  данным множеством интерферометров. Из (15) и (16) вытекает, что восстановленное изображение радиосточника  $T_{в.р}(x, y)$  равно свертке истинного изображения с восстановленным изображением точечного источника — диаграммой направленности синтезированной апертуры  $T_{в.р.т}(x, y)$ :

$$T_{в.р}(x, y) = T(x, y) * T_{в.р.т}(x, y). \quad (16)$$

Рассмотрим для примера одномерный случай измерений на дискретных базах с шагом  $\Delta$  и максимальным размером  $D$ :

$$h(U) = \delta(U - i\Delta)h_c(U), \quad (17)$$

где

$$h_c(U) = \begin{cases} 1, & |U| \leq D/2 \\ 0, & |U| > D/2 \end{cases}$$

Тогда, воспользовавшись все тем же свойством преобразования Фурье от произведения двух функций, получим синтезированную диаграмму направленности

$$H(x) = (\sin \pi x D / \pi x D) * \delta(x - i(1/\Delta)). \quad (18)$$

На рис. 4 приведены графики функций  $h(U)$  и  $H(x)$ .

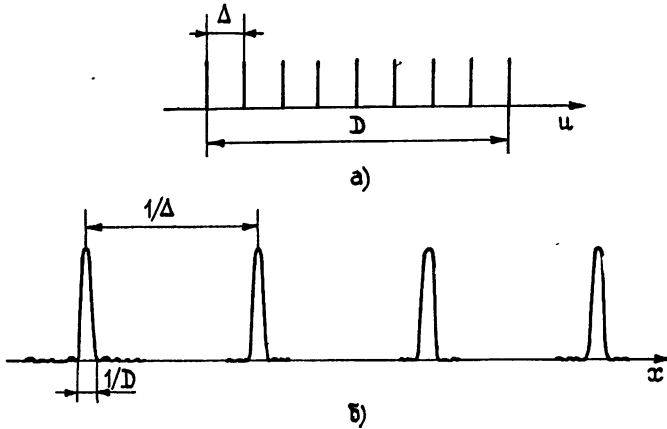


Рис. 4. Диаграмма направленности антенной решетки.

Из рассмотренного примера видно, что ограничение многообразия баз максимальным значением  $D$  приводит к сглаживанию изображения лепестком шириной  $1/D$ , а шаг  $\Delta$  определяет поле обзора  $1/\Delta$ .

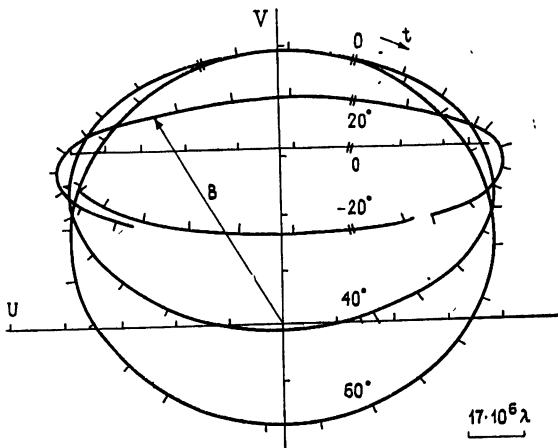


Рис. 5. Покрытие  $U, V$ -плоскости для интерферометра Симеиз—Пушино ( $\lambda = 1,35$  см).

Переменность баз достигается либо с помощью физического перемещения одной или нескольких антенн, либо (и) за счет вращения Земли вокруг своей оси. При вращении Земли проекция вектора базы на картинную плоскость источника описывает эллипс, уравнение которого имеет следующий вид:

$$U^2/B_{xy}^2 + (V - B_z \cos \delta)^2/B_{xy}^2 \sin^2 \delta = 1,$$

где  $B_{xy} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$  и  $B_z$  — проекции базы на экваториальную плоскость и ось вращения Земли соответственно,  $U$  и  $V$  — ортогональные оси в картинной плоскости.

При  $\delta=0$  эллипс вырождается в прямую линию, а при  $\delta=90^\circ$  превращается в окружность. С учетом условия одновременной видимости источника с обоих телескопов многообразие реализованных баз одного интерферометра уменьшается до части эллипса. На рис. 5 в качестве примера приведены эллипсы покрытия  $U, V$ -плоскости источников с разными склонениями для интерферометра Симеиз — Пушино [3].

### 3. СВЕРХДАЛЬНЯЯ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

Долгое время угловое разрешение систем апертурного синтеза было ограничено предельной длиной кабельных линий связи, соединяющих антенны интерферометров. Прогресс, достигнутый в технике магнитной записи, в создании высокостабильных стандартов частоты и в вычислительной технике, позволил полностью исключить линии связи интерферометров и решить тем самым проблему практически неограниченного увеличения длины базы. Такие системы стали называть интерферометрами со сверхдлинной базой (ИСДБ). Приставка *сверх* не случайна, потому что метод ИСДБ позволил улучшить угловое разрешение не в несколько раз, а на несколько порядков. В ИСДБ сигналы, принятые от исследуемого радиоисточника, когерентно преобразуются до видеополосы и регистрируются на магнитофонах. Когерентное преобразование сигналов и синхронизация записей осуществляются с помощью высокостабильных атомных стандартов частоты. В дальнейшем сигналы считываются с магнитных лент в ЭВМ и выделяется кросс-коррелированная составляющая, соответствующая интерференционному сигналу. Таким образом, в ИСДБ элементы интерферометра не связаны между собой и длина базы может быть сделана сколь угодно большой [4]. В ИСДБ наблюдения проводятся на существующих радиотелескопах, расположенных часто в разных странах или даже на разных континентах, поэтому покрытие  $U, V$ -плоскости источника не всегда бывает достаточно полным.

В настоящее время ИСДБ наблюдения проводятся одновременно на нескольких радиотелескопах, что существенно повышает эффективность наблюдений.  $N$  радиотелескопов образуют одновременно  $N(N-1)/2$  независимых баз. Например, 7 радиотелескопов образуют 21 базу. На рис. 6 приведен пример покрытия  $U, V$ -плоскости источника 3С84 в эксперименте 1980 года на длине волны  $\lambda = 18$  см, в котором использовались следующие радиотелескопы: 1. Симеиз (СССР), 2. Онсала (Швеция), 3. Эффельсберг (ФРГ), 4. Форт Девис (США), 5. Грин Бенк (США), 6. Йоганесбург (Юг Африки), 7. Овенс Вели (США). Из этого рисунка видно, что покрытие плоскости достаточно полное.

Однако, к сожалению, в ИСДБ измеряется только модуль гармоник пространственных частот. Фаза же их искажена, в частности, добавкой разности фаз независимых гетеродинов, которая не предсказуема. По этой причине даже при идеальном покрытии  $U, V$ -плоскости из ИСДБ нельзя восстановить распределение яркости по источнику, воспользовавшись теоремой Циттерта — Ван Цернике (12). Кроме того, и измерение амплитуды сталкивается в ИСДБ с определенными трудностями, связанными с проблемами калибровки. Отсутствие, как правило, заведомо неразрешенных источников с постоянной плотностью потока, которые можно было бы использовать в качестве калибровочных, оставляет только одну возможность для калибровки, а именно калибровку по собственным шумам.

**Проблема калибровки в ИСДБ.** В случае двухуровневого квантования сигналов, используемого в ИСДБ, измеряемой величиной является коэффициент кросс-корреляции

$$r = F_{\text{кор}} \sqrt{S_1 S_2} \alpha / k \sqrt{T_{\text{ш1}} T_{\text{ш2}}}, \quad (19)$$

где  $F_{\text{кор}}$  — коррелированная составляющая потока,  $S_1, S_2$  — эффективные площади антенн,  $T_{\text{ш1}}, T_{\text{ш2}}$  — шумовые температуры радиотелескопов,  $\alpha = \alpha_{\text{гет}} \alpha_{\text{обр}} \alpha_{\text{погл}}$ ,  $\alpha_{\text{гет}}$  — коэффициент, учитывающий потерю корреляции вследствие нестабильности гетеродинов,  $\alpha_{\text{обр}}$  — коэффициент, учитывающий потерю корреляции в тракте приема записи и обработки сигналов,  $\alpha_{\text{погл}}$  — коэффициент, учитывающий потерю корреляции по трассе распределения сигналов.

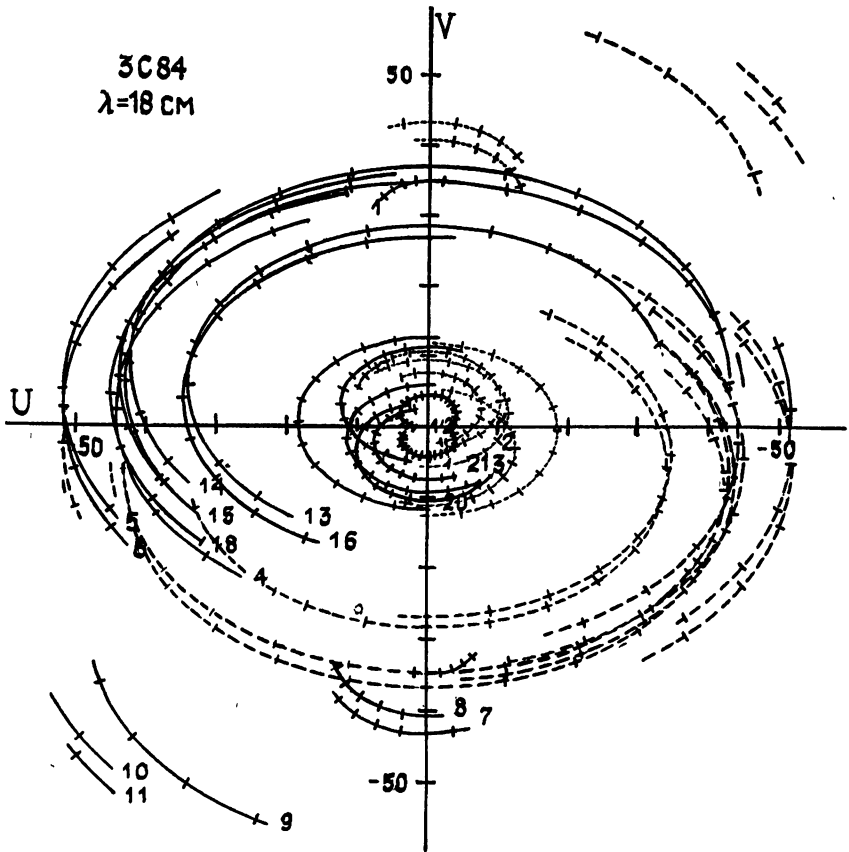


Рис. 6. Покрывение  $U, V$ -плоскости для интерферометра, состоящего из 7 радиотелескопов ( $\lambda = 18 \text{ см}$ ).

Из соотношения (19) по измеренному коэффициенту кросс-корреляции  $r$  можно определить величину коррелированного потока:

$$F_{\text{кор}} = k (\sqrt{T_{\text{ш1}} T_{\text{ш2}}} / \sqrt{S_1 S_2}) r (1/\alpha). \quad (20)$$

Из соотношения (20) видно, что в ИСДБ необходимо не только добиваться низких шумовых температур и эффективных площадей радиотелескопов, но с достаточной точностью их знать. Измерения этих величин выполняются в ходе ИСДБ экспериментов на каждом радиотелескопе. Значения коэффициента  $\alpha_{\text{гет}}$  обычно уточняются в ходе обработки сильных источников [5].



Значения коэффициента  $\alpha_{обр}$  складываются из потерь, обусловленных клипированием  $\alpha_{кл}$ , потерь вследствие неидентичности частотных характеристик радиометров  $\alpha_p$  и потерь вследствие неидеальности системы обработки  $\alpha_{вос}$ . Коэффициент  $\alpha_{кл}$  зависит от формы частотной характеристики, частоты опроса, и он достаточно хорошо изучен [6-8]. Коэффициенты  $\alpha_p$  и  $\alpha_{вос}$  находятся эмпирически в ходе проверки аппаратуры.

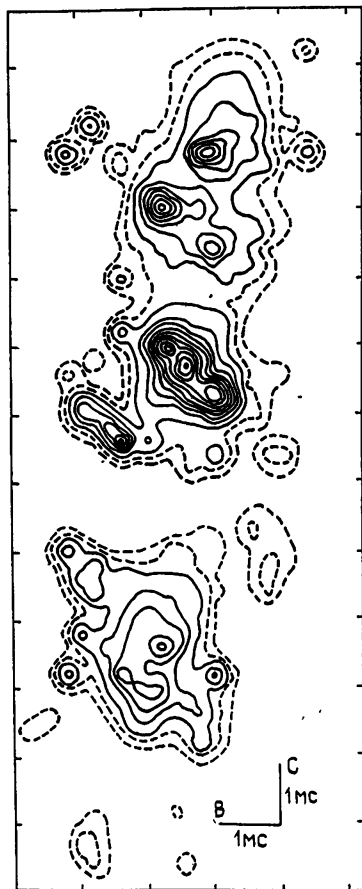
Уточнению коэффициента  $\alpha$  могут помочь наблюдения на малых базах, для которых источники можно считать точечными.

При наблюдениях на нескольких телескопах коэффициенты  $\alpha$  могут быть уточнены за счет привязки баз в пересечении эллипсов на  $U, V$ -плоскости.

#### 4. МЕТОДЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ ИСТОЧНИКА В ИСДБ

1) **Метод модельных приближений.** Теоретически с учетом ограничений на восстанавливаемую функцию распределения яркостной температуры (ее положительность, равенство нулю почти всюду и др.) можно рассчитывать на однозначное определение фаз, соответствующих измеренным амплитудам пространственных гармоник [9]. Практически же решить эту «фазовую проблему» трудно. Поэтому в ИСДБ для восстановления изображения чаще всего пользуются методом подбора модели, спектр пространственных частот которой лучше всего согласуется с измеренными амплитудами на множестве реализованных баз. Строго говоря, метод модельного приближения не дает однозначного решения, особенно когда покрытие  $U, V$ -плоскости неполное. Однако при наблюдениях на большом числе радиотелескопов различные модельные приближения практически не отличаются друг от друга.

Рис. 7. Пример построения картонисточника 3С84 методом подбора гауссовых моделей и методом Грид.



Чаще всего в качестве моделей берется набор источников с гауссовым распределением яркости, каждый из которых имеет 6 параметров: поток, две координаты центра компоненты, ориентация и размер осей эллипса в поперечном сечении по уровню 0,5. Иногда вместо гауссовых моделей используют набор точечных источников в узлах сетки с некоторым шагом — метод Грид [10]. Добавляя в тот или иной узел приращение потока, добиваются наилучшего согласия с экспериментальными данными. Этот метод очень чувствителен к начальной модели и требует большой памяти и машинного времени. Его применяют обычно в основном тогда, когда приближенно

структура источника уже известна. На рис. 7 приведен пример построения карты источника ЗС84, полученной по наблюдениям на многобазовом интерферометре и с использованием метода подбора гауссовых моделей и метода Грид.

**2) Метод замкнутых фаз.** Если одновременно в наблюдениях участвуют три или больше радиотелескопа, то для восстановления радиоизображения источника можно дополнительно использовать соотношения замкнутых фаз [11]. Рассмотрим линейную комбинацию из измеренных фаз комплексных амплитуд пространственных гармоник  $\Phi_{12} + \Phi_{23} - \Phi_{13}$ , где  $\Phi_{ij}$  — фаза, полученная на интерферометре, образованном  $i$ -м и  $j$ -м телескопами. Оказывается, что в этом соотношении фазы гетеродинов и фазы, вносимые по трассе распространения, сократятся, и в результате мы получим измерение линейной комбинации  $\Phi_{12} + \Phi_{23} - \Phi_{13}$ , составленной из фаз пространственных гармоник, полученных на интерферометрах, образующих треугольник:

$$\Phi_{12} + \Phi_{23} - \Phi_{13} = \Phi_{\Delta}. \quad (21)$$

Это соотношение называется уравнением замкнутых фаз. Для  $N$  телескопов можно составить  $(N-1)(N-2)/2$  уравнений замкнутых фаз. Соотношения замкнутых фаз можно использовать в ИСДБ двояко. Во-первых, в качестве дополнительных уравнений в методе модельных приближений. Например, если  $N=7$ , то дополнительно к 21 уравнению амплитуд мы получим еще 15 уравнений замкнутых фаз. Во-вторых, уравнения замкнутых фаз используются для получения более точной первичной «грязной» карты по сравнению с картой, полученной только исходя из амплитуд. В этом случае для получения первичной «грязной» карты  $N-1$  фаз приравнивают нулю, а остальные  $(N-1)(N-2)/2$  фаз находят из уравнений замкнутых фаз. Далее эта первичная карта используется в стандартной процедуре Чистка [12]. Получаемая таким образом карта называется гибридной [2].

**3) Метод замкнутых амплитуд.** Этот метод частично позволяет решить проблему калибровки в ИСДБ [13]. Можно показать, что измеряемый на интерферометре, составленном из антенн  $p, q$ , комплексный коэффициент корреляции  $r_{pq}$  связан с соответствующей амплитудой пространственной гармоники  $V_{pq}$  следующим соотношением:

$$r_{pq} = k_{pq} (G_p G_q)^{1/2} \exp [2\pi i (\psi_p - \psi_q)] V_{pq}, \quad (22)$$

где  $G_p, G_q$  включают в себя влияние усиления шумовых температур телескопов и поглощения в атмосфере,  $\psi_p, \psi_q$  — фазовые ошибки, имеющие место на этих телескопах, включающие в себя эффекты распространения, дрейфы гетеродинов, ошибки часов, ошибки знания координат телескопов и источника.

Ошибки, появляющиеся по пути распространения сигнала к телескопу и от телескопа к коррелятору, учитываются величинами  $G$  и  $\psi$ , а ошибки в корреляторе учитываются множителем  $k$ .

Если измерения выполнены на четырех или более телескопах одновременно, то для каждой четверки интерферометров можно вычислить выражение

$$\Lambda_{pqrs} = r_{pq} r_{rs}^* / r_{pr} r_{qs}^*. \quad (23)$$

Из (22) легко видеть, что если множители  $k$  одинаковы для всех баз, то в (23) все множители  $G$  и  $\psi$  сократятся, и мы получим, что

$$\Lambda_{pqrs} = V_{pq} V_{rs}^* / V_{pr} V_{qs}^*. \quad (24)$$

Для  $N$  телескопов можно составить  $N(N-3)/2$  соотношений замкнутых амплитуд. Например, при  $N=7$  можно получить 14 соотношений

замкнутых амплитуд. Эти соотношения можно использовать аналогично соотношениям замкнутых фаз при получении «гибридных» карт.

4) Построение изображений источников, излучающих в линиях (мазерных источников). Особые методы построения изображения применяются при исследовании мазерных источников радиоизлучения. Исходным положением в этом случае является предположение, что радиоизображение источника представляется в виде разреженных (точечных) источников, движущихся с разными скоростями по отношению к наблюдателю и разнесенных по полю, существенно превышающему по размерам угловое разрешение интерферометра  $\lambda/D$ . В рамках этих предположений можно использовать в качестве измеряемой величины частоту интерференции, которая при данной базе зависит от координаты источника и поэтому может использоваться для восстановления распределения источников по полю обзора [14, 15]. Разностная частота интерференции исследуемой детали относительно опорной определяется соотношением

$$\Delta f_{\text{инт}} = \dot{U}\Delta x + \dot{V}\Delta y, \quad (25)$$

где

$$\dot{U} = \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{2\pi}{T_3} (B_x \cos H + B_y \sin H),$$

$$\dot{V} = \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{2\pi}{T_3} (B_x \sin H - B_y \cos H) \sin \delta,$$

$T_3$  — период вращения Земли,  $B_x$ ,  $B_y$  — проекция базы на оси экваториальной плоскости,  $H$  — часовой угол источника,  $\delta$  — склонение источника,  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  — координаты исследуемой детали в картинной плоскости относительно опорной.

После каждого измерения  $\Delta f_{\text{инт}}$  мы можем сказать, что искомая деталь находится на прямой, уравнение которой определяется (25). Пересечение прямых при разных измерениях дает нам ответ для координат исследуемой детали. Так как разрешение по частоте интерференции обратно пропорционально времени накопления  $T_{\text{нак}}$ , то из (25) можно сказать, что угловое разрешение картографирования компонент мазерных источников во столько раз хуже разрешения интерферометра  $\lambda/B$ , во сколько раз время когерентного накопления  $T_{\text{нак}}$  меньше суток  $T_3$ :

$$\Delta \theta \sim (T_3/T_{\text{нак}})(\lambda/2\pi B). \quad (26)$$

Современные водородные стандарты частоты позволяют копировать сигнал в течение времени  $T_{\text{нак}} \approx 100 \div 1000$  с даже на таких коротких волнах, как линия паров воды  $\lambda = 1,35$  см.

При  $T_{\text{нак}} = 300$  с из (26) найдем, что угловое разрешение разделения компонент по частоте интерференции хуже ширины лепестка в 50 раз. При хорошем соотношении сигнал/шум оно может быть улучшено.

---

Метод апертурного синтеза получил в настоящее время самое широкое применение в радиоастрономии. Современные, сложные радиоастрономические системы, в том числе и ИСДБ, построены именно на этом принципе. Благодаря этому методу удается получать изображения космических радиообъектов с угловым разрешением, на несколько порядков превышающим угловое разрешение, полученное оптическими телескопами, и достигающим 100 микросекунд дуги. В настоящее время получены детали изображения объектов и исследуется их динамика,

эволюция отдельных компонент. В ядрах квазаров и радиогалактик были обнаружены выбросы облаков релятивистских частиц, видимые скорости движения которых превышает скорость света. При достаточно частом повторении выбросов образуются цепочки облаков, следующих друг за другом, из которых в дальнейшем образуется тонкая струя релятивистской плазмы. К таким объектам относятся квазары 3С273, 3С345. Благодаря методу ИСДБ удалось обнаружить объект с двойным ядром (3С84) и установить, что яркость отдельных его деталей меняется со временем, но их относительное положение сохраняется. Было показано, что ядра окружены спиральным магнитным полем, наблюдаемым с ребра. Активные процессы в ядрах приводят к выбросу релятивистских частиц, которые движутся вдоль магнитных силовых линий. В тангенциальных направлениях общее число частиц на луче зрения максимально, что наблюдается в виде ярких компонент. При изменении количества частиц меняется яркость компонент, но их относительное положение сохраняется.

Полученные угловые разрешения не являются предельными и определяются лишь техническими трудностями. Вывод одного из радиотелескопов на орбиту вокруг Земли позволит в относительно короткое время провести измерения объекта на базах разной длины и ориентации (полное заполнение  $U, V$ -плоскости) и, таким образом, получить точное распределение радиояркости объекта. Использование космического радиотелескопа позволит достичь предельного углового разрешения, определяемого рассеянием на неоднородностях межзвездной среды либо чувствительностью [16].

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Христиансен У., Хегбом И. Радиотелескопы. — М.: Мир, 1972.
2. Построение изображения в астрономии по функциям когерентности. / Под ред. С. Ван Схонвелда. — М.: Мир, 1982.
3. Матвеевко Л. И. и др. — Письма в Астрон. журн., 1980, 6, № 10, с. 662.
4. Матвеевко Л. И., Кардашев Н. С., Шоломицкий Г. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1965, 8, с. 651.
5. Коган Л. Р. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, с. 707.
6. Коган Л. Р. — Радиотехника и электроника, 1971, 16, с. 2306.
7. Burns W. R., Stanton S. — Radio Sci., 1969, 4, № 5, p. 431.
8. Rogers A. E. E. In: Methods of experimental physics.— New York: Academic Press, 1976, v. 12.
9. Bates R. H. T.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1958, 118, p. 276.
10. Pauliny-Toth I. I. K. et al.— Nature, 1976, 259, № 17, p. 5538.
11. Rogers A. E. E. et al.— Astrophys. J., 1974, 193, p. 293.
12. Högbom J. A.— Astron. Astrophys. Suppl., 1974, 15, p. 417.
13. Cornwell J., Wilkinson P. N.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1981, 196, p. 1067.
14. Moran J. M.— In: Frontiers of Astrophysics.— Cambridge, Massachusetts: Harvard Univ. Press, 1976.
15. Джуфрида Т. С. и др. — Письма в Астрон. журн., 1981, 7, № 3, с. 358.
16. Матвеевко Л. И. Препринт ИКИ АН СССР № 479. — М., 1979.

Институт космических исследований  
АН СССР