

535.854+523

**ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ В АСТРОФИЗИКЕ****В. И. Слыш****1. ВВЕДЕНИЕ**

Важнейшей задачей наблюдательной астрономии является получение изображений небесных светил. Эта задача тривиальна, когда речь идет о Солнце, планетах и туманностях; их изображения получаются на фотопластинках путем обычной процедуры астрономических наблюдений. Однако изображений основных объектов оптической астрономии — звезд с помощью такой процедуры получить нельзя. Под понятием «изображение» понимается двумерное распределение плотности почернения фотопластинки, однозначно соответствующее угловому распределению яркости звезды или туманности. Если для Солнца, планет и туманностей такое соответствие получается довольно хорошим, то о звездах этого сказать нельзя. То, что обычно называют изображением звезды, в действительности представляет собой размазанное световое пятно, ничего общего не имеющее с угловым распределением яркости звезды. Это различие связано с различным соотношением между угловыми размерами небесных объектов и угловой разрешающей способностью инструментов, с помощью которых производятся наблюдения. Угловой размер Солнца составляет около  $30'$ , размеры планет и туманностей — десятки секунд, минут или градусов. А разрешающая сила современных оптических телескопов измеряется единицами и даже долями угловых секунд. Предел разрешающей силы оптических телескопов кладет дифракция света. Для телескопа диаметром  $D = 1$  м на волне  $5000 \text{ \AA}$  дифракционный предел составляет  $\lambda/D \approx 0",4$ . Однако в реальных условиях этот предел не достигается из-за ряда ограничений, налагаемых дрожанием изображений, вызванным неоднородностью атмосферы, несовершенством фотоэмульсии и оптики и пр. В силу этих причин современные телескопы не в состоянии разрешить изображения, размеры которых меньше секунды дуги. В то же время даже ближайшие звезды имеют угловые размеры, существенно меньшие разрешающей силы современных телескопов. В самом деле, звезда типа нашего Солнца на расстоянии всего нескольких парсек будет иметь угловой размер меньше  $0",01$ . Размеры более далеких звезд, естественно, будут еще меньше.

С аналогичными трудностями сталкивается и радиоастрономия. В радиодиапазоне разрешающая сила ограничивается в основном дифракцией, так как длина волны больше на 5—6 порядков, а размеры радиотелескопов больше размеров оптических телескопов лишь на 1—3 порядка. Угловые размеры объектов, являющихся предметом исследования радиоастрономии, лежат в пределах от единиц или десятков градусов до единиц и долей секунды. Это — Солнце, планеты и туманности. В последнее

время оптическая астрономия и радиоастрономия занимаются изучением небесных объектов со звездными угловыми размерами: это так называемые квазизвездные объекты, или сверхзвезды, а также вспыхивающие звезды. Теоретические оценки показывают, что некоторые источники радиоизлучения могут иметь угловые размеры, составляющие сотые и даже тысячные доли угловой секунды <sup>1</sup>. Таким образом, измерение угловых размеров и получение изображений небесных тел представляет собой важнейшую задачу оптической и радиоастрономии. Развитие астрономии в других областях электромагнитного спектра частот — инфракрасной, рентгеновской, а также, вероятно, в длинноволновой области радиоспектра — требует разработки соответствующих методов получения изображений и для этих областей. Одним из таких методов является наблюдение покрытия небесных объектов Луной. Отсылая читателя к соответствующей статье в УФН <sup>2</sup>, где описано его применение в оптической области, отметим лишь недавнее успешное развитие метода лунных покрытий в радиоастрономии <sup>3</sup>, позволившее провести точное измерение координат радиоисточника ЗС-273, что привело к открытию первого квазизвездного объекта, и измерение углового размера и координат рентгеновского источника в Крабовидной туманности, опровергшее предположение о том, что этим источником является так называемая нейтронная звезда <sup>4</sup>. Метод лунных покрытий имеет ограниченное применение и потому не может конкурировать с интерферометрическим методом.

## 2. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ В ОПТИКЕ И РАДИОДИАПАЗОНЕ

Идея применения интерферометра в астрономии была предложена Физо еще в середине XIX в. Однако первое прямое измерение углового диаметра звезды было выполнено лишь в 1920 г. Майкельсоном и Пизом <sup>5</sup>,

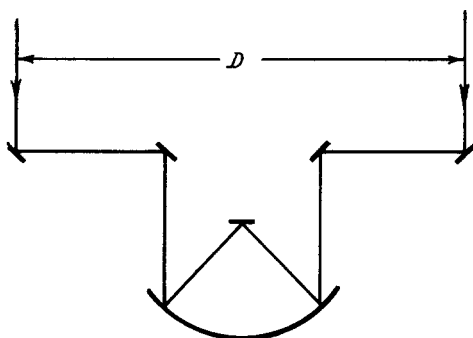


Рис. 1. Звездный интерферометр Майкельсона

которые измерили угловой диаметр Бетельгейзе ( $\alpha$  Ориона) с помощью 6-метрового интерферометра, установленного на 100-дюймовом телескопе обсерватории Маунт-Вилсон. В последующие 10 лет Пиз измерил еще шесть звезд; все они были гигантами или сверхгигантами поздних спектральных классов, от K0 до M8. Их угловые диаметры лежали в диапазоне от  $0'',047$  до  $0'',020$ , что требовало разнесения зеркал на расстояние от 3 до 7,3 м. Звездный интерферометр Майкельсона состоит из двух плоских зеркал (рис. 1),

расположенных на расстоянии нескольких метров друг от друга, которые с помощью двух перископических зеркал подают лучи в телескоп. На фотопластинке в фокусе телескопа наблюдаются интерференционные полосы, глубина которых уменьшается по мере увеличения расстояния между зеркалами, если звезда разрешается. Разрешающая способность интерферометра равна  $\lambda/D$ , где  $D$  — расстояние между зеркалами. Интерферометр Майкельсона особенно удобен для исследования визуально двойных звезд; что касается диаметров звезд, то их измерение с разрешением лучше  $0'',01$  встречается с непреодолимыми трудностями возникающими при увеличении базы  $D$ . Оптические пути от двух зеркал до фотопластинки должны поддерживаться равными с точностью порядка

длины волны; это условие предъявляет чрезвычайные требования к точности и жесткости всей конструкции. Еще большие трудности связаны с флуктуациями атмосферы, в особенности при больших базах. Лучшей иллюстрацией этих трудностей служит тот факт, что построенный в обсерватории Маунт-Вилсон интерферометр с базой 15 м так и не дал надежных результатов.

В то же время наибольший интерес представляет измерение угловых диаметров звезд, существенно меньших  $0''.01$ , в частности горячих звезд ранних классов О и В и звезд Вольфа — Райе. Важность таких измерений следует из того факта, что знание угловых размеров дает нам значение эффективной температуры поверхности звезды. Оценки показывают, что для полного разрешения самой яркой на небе звезды класса О потребуется база длиной 400 м; полное разрешение звезд Вольфа — Райе возможно лишь с базой более 2 км. Очевидно, что нет никакой надежды получить такое разрешение в звездном интерферометре Майкельсона.

Более успешно интерферометр Майкельсона применяется в радиоастрономии.

Секрет этого успеха заключается в том, что разрешение радиотелескопов существенно меньше, чем разрешение оптических телескопов. Поэтому применение интерферометров в радиоастрономии дает значительно больший относительный выигрыш в разрешающей силе, хотя максимальное разрешение современных радиоинтерферометров уступает разрешению звездного интерферометра Майкельсона. Наибольшая разрешающая способность современного радиоинтерферометра составляет 1 сек дуги (в 50 раз хуже, чем у звездного интерферометра, а соответствующее разрешение радиотелескопа в 2000 раз хуже разрешения среднего оптического телескопа). В середине пятидесятых годов радиоинтерферометр был основным инструментом радиоастрономии.

Устройство радиоинтерферометра несколько отличается от звездного интерферометра, хотя принцип действия тот же. Он состоит из двух антенн с усилителями, расположенных на расстоянии  $D$  друг от друга (рис. 2). Сигналы от двух пунктов сводятся в точку наблюдения  $O$ , где интерференционная картина наблюдается либо путем изменения фазы одного из сигналов, либо за счет перемещения источника излучения относительно базы из-за вращения Земли вокруг оси. Сведение сигналов в точку  $O$  осуществляется либо по высокочастотному кабелю, либо по линии радиорелейной связи. В последнем случае необходимо производить преобразование частоты из-за невозможности получения большого усиления на одной частоте (большое усиление необходимо для того, чтобы не вносились дополнительные шумы на трассе радиорелейной связи). В свою очередь преобразование частоты влечет за собой необходимость передачи по радиорелейной линии помимо преобразованного сигнала также фазы гетеродина, с помощью которого осуществлено преобразование.

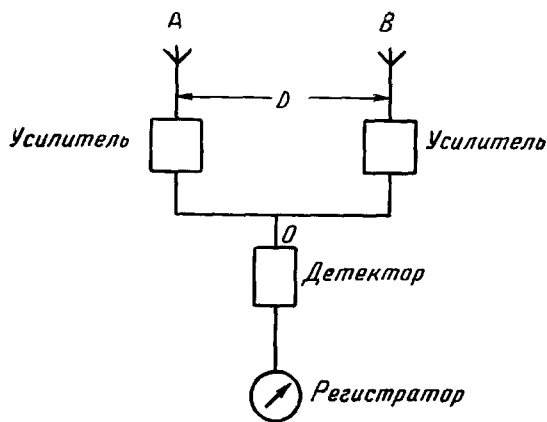


Рис. 2. Радиоинтерферометр Майкельсона.

Как уже указывалось выше, наибольшее разрешение, достигнутое в радиоинтерферометре до сих пор, составляет  $1''$ . Это радиоинтерферометр с базой около 132 км, работающий на волне 73 см в радиообсерватории Джодрелл-Бэнк (Англия) <sup>6</sup>. Результаты измерений, проведенных на этом радиоинтерферометре, показывают, что из нескольких сотен радиоисточников, наблюдаемых на волне 73 см в северном небе, несколько процентов общего числа имеют угловые размеры, меньшие  $1''$ . Есть основания полагать, что на более коротких волнах и среди более слабых источников процент «точечных» радиоисточников значительно больше. На рис. 3 приведен радиоспектр источника, обозначаемого в каталогах как 1934-63 <sup>7</sup> и расположенного в южном полушарии. На основании

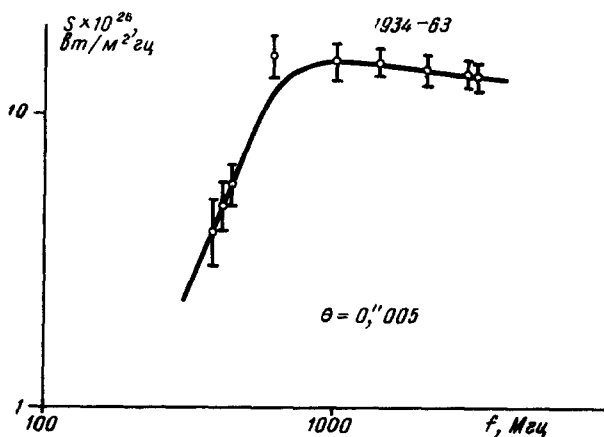


Рис. 3. Радиоспектр источника 1934-63 с малым угловым размером.

характерного перелома в радиоспектре на частоте около 1000 Мгц следует ожидать, что его угловой размер порядка  $0'',005$ . Наибольший интерес при исследовании «точечных» радиоисточников представляет то, что именно среди них находятся такие объекты необычной природы, как сверхзвезды. Не исключено, что обнаружение и детальное изучение «точечных» радиоисточников приведет к открытию новых, не известных до сих пор объектов во Вселенной. В частности, предполагаемые передатчики внеземных цивилизаций должны восприниматься на Земле как «точечные» радиоисточники <sup>8</sup>.

Увеличение разрешающей силы до сотых и тысячных долей секунды радиоинтерферометров в их современном виде затруднительно по тем же причинам, что и звездных интерферометров. Основным препятствием увеличения длины базы является нестабильность фазы на трассе связи между пунктами и точкой наблюдения  $O$ . К счастью, в радиоинтерферометре существует возможность исключить эти нестабильности, что позволит создавать интерферометры, длина базы которых ограничивается лишь диаметром земного шара (т. е.  $D \sim 13\,000$  км), что соответствует разрешающей силе на волне 10 см около  $0'',001$ . Эта возможность заключается в отказе от передачи сигнала и фазы гетеродина по линиям связи. Вместо этого предполагается <sup>9</sup> записывать сигнал на магнитную ленту отдельно на каждом пункте, а ленты доставлять в одну точку наземным или воздушным транспортом, а затем обрабатывать их совместно, как и в обычном радиоинтерферометре. Что касается фазы гетеродинов, то их можно сделать достаточно стабильными с помощью современных атомных и молекулярных генераторов, так что разность фаз будет постоянной в течение

времени наблюдения. Расчеты показывают, что для радиоинтерферометра с трансконтинентальной базой потребуются гетеродины со стабильностью порядка  $10^{-10}$ . Устройство такого интерферометра показано на рис. 4. Удобство такой схемы очевидно. В принципе можно создать глобальную систему радиоинтерферометров, включающих все крупные радиотелескопы мира, снабдив их атомными генераторами и устройствами для магнитной записи. Обработка полученных записей может производиться в любом месте земного шара, куда можно будет доставить все ленты. Принципиальная трудность заключается в требовании привязки

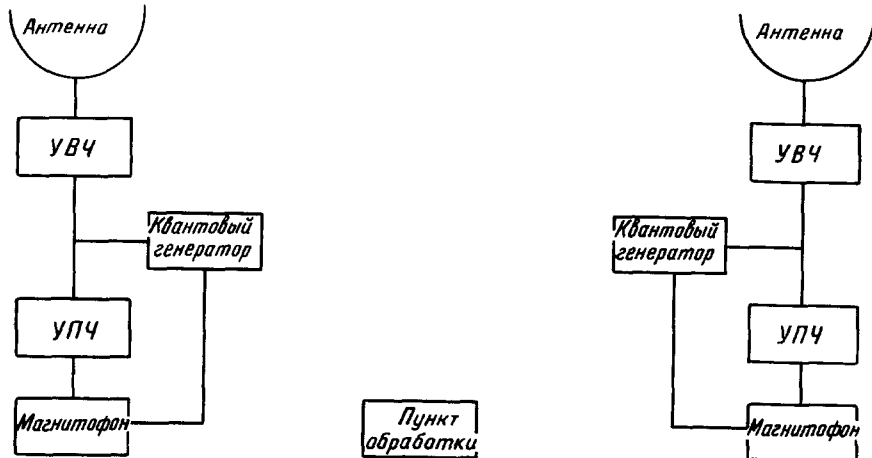


Рис. 4. Радиоинтерферометр с записью на магнитную ленту.

независимых записей к единому времени. В самом деле, при записи сигналов в полосе  $B$  необходимо, чтобы относительный сдвиг по времени между отдельными записями не превышал времени корреляции, которое приблизительно равно  $1/B$ . Если  $B = 1 \text{ Мгц}$ , то относительное смещение по времени не должно превосходить  $10^{-6} \text{ сек}$ . В то же время современные системы Службы времени обеспечивают сравнение двух удаленных друг от друга часов с точностью порядка  $10^{-3} \text{ сек}$ , главным образом за счет неопределенности времени распространения радиосигналов, с помощью которых осуществляется это сравнение. Создается парадоксальная ситуация, когда мы, располагая атомными или молекулярными часами, обеспечивающими точность хода лучше  $10^{-10}$ , не можем выверить их между собой с точностью лучшей, чем  $10^{-3} \text{ сек}$ , из-за нестабильности скорости распространения радиосигналов! Таким образом, стремясь исключить эту нестабильность путем отказа от линии связи, мы снова столкнулись с нею в несколько ином аспекте. Существует несколько способов преодоления этой трудности. Наиболее очевидным кажется транспортировка часов в одно место с целью их сверки, а затем обратная транспортировка на обсерваторию. Для того чтобы такие сверки производились достаточно редко (скажем, один раз в год), стабильность часов должна быть повышена на пять-шесть порядков, что, по-видимому, превышает возможности современной техники. Интересно, что при такой стабильности потребуется учет релятивистских поправок за счет скорости самолета (если транспортировка часов осуществляется на самолете) и за счет различия гравитационного потенциала в разных точках Земли. Можно производить сверку часов также с помощью специальных ИСЗ. В принципе можно довольствоваться и существующей Службой времени.

При этом придется наш интервал неопределенности  $10^{-3}$  сек разбить на тысячу отрезков времени длительностью, равной времени корреляции ( $10^{-6}$  сек), и, получив 1000 различных записей с последовательными сдвигами на  $10^{-6}$  сек, выбрать из них ту, в которой наблюдается корреляция. Эту работу, разумеется, надо автоматизировать, поручив ее электронным вычислительным машинам.

### 3. ИНТЕРФЕРОМЕТР ИНТЕНСИВНОСТЕЙ

Как мы видели, звездный интерферометр системы Майкельсона практически достиг «потолка», т. е. исчерпал свои возможности в смысле разрешающей силы, еще в тридцатых годах. А радиоинтерферометры, основанные на том же принципе, продолжают совершенствоваться и, вероятно,

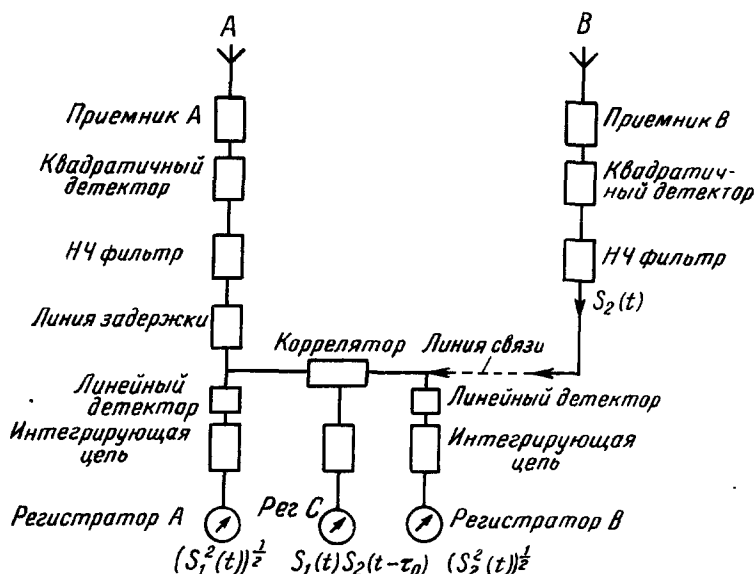


Рис. 5. Радиоинтерферометр интенсивностей.

в ближайшие несколько лет по разрешающей силе превзойдут звездный интерферометр Майкельсона. Тем не менее именно в радиоастрономии впервые был выдвинут новый принцип интерферометрии, который позволит значительно увеличить разрешающую силу оптического интерферометра. В 1949 г., когда еще не был разрешен ни один радиоисточник, даже самый мощный — Кассиопея-А, господствовала так называемая радиозвездная гипотеза о природе космического радиоизлучения. Считалось, что угловые размеры дискретных источников радиоизлучения должны быть сравнимы с угловыми размерами видимых звезд. Поэтому для их разрешения потребовались бы интерферометры с базами в тысячи километров. А радиоинтерферометр Майкельсона с такими базами в то время представлялся неосуществимым, поэтому необходимо было найти другой способ интерферометрии, свободный от недостатков интерферометра Майкельсона. Известный английский радиоастроном Ханбери Браун предложил новый тип интерферометра, известный под названием интерферометра интенсивностей<sup>10</sup>. В этом интерферометре не требуются когерентные гетеродины в двух приемниках, так как в нем используется свойство когерентности шумового спектра, получающегося после квадратичного

детектирования высокочастотного сигнала. Поэтому такой интерферометр не боится фазовых флуктуаций, возникающих в атмосфере или ионосфере, и может быть сделан с очень большими базами. В 1951 г. модель такого интерферометра была успешно испытана при измерении распределения яркости по диску Солнца на частоте 125 Мгц, а затем интерферометр с базой 3,9 км на той же частоте (направление север — юг) был использован для измерения углового размера двух самых мощных радиоисточников: Кассиопея-А и Лебедь-А. Оказалось, что диаметр Лебедя-А порядка 34", Кассиопея-А — больше 2' <sup>11</sup>. Блок-схема интерферометра приведена на рис. 5 <sup>12</sup>. В качестве антенн использовались две решетки из 320 полноволновых диполей, каждая размерами 40 × 13 м<sup>2</sup>. Для изменения длины базы необходимо перемещать одну из антенн, что осуществлялось путем разборки антенны на 32 элемента с последующей сборкой после перевозки на новое место. Приемники с независимыми гетеродинами имели полосу пропускания 200 кГц. После детектора видеочастоты усиливаются в полосе частот от 1 до 2,5 кГц. Видеочастота одного из приемников передается по радиолинии на частоте 83 Мгц ко второй станции, а видеочастота второго приемника задерживается на соответствующее время в линии задержки. Выходы обоих приемников  $S_1$  и  $S_2$  затем подаются в коррелятор, в котором образуется произведение  $S_1(t) \times S_2(t)$ , которое после усреднения по времени в интегрирующей цепочке записывается на регистраторе. В двух других регистраторах записываются средние значения мощности  $[\overline{S_1^2(t)}]^{1/2}$  и  $[\overline{S_2^2(t)}]^{1/2}$ . По трем записям вычисляется нормализованный коэффициент корреляции

$$\varrho^2 = \frac{\overline{S_1(t) \times S_2(t)}}{\{[\overline{S_1^2(t)}]^{1/2} - P_{N_1}\} \{[\overline{S_2^2(t)}]^{1/2} - P_{N_2}\}}, \quad (1)$$

где  $P_{N_1}$  и  $P_{N_2}$  — средние значения выходов за то время, когда источник находится вне диаграммы направленности антенн.

Нормализованный коэффициент корреляции связан с распределением яркости по источнику следующим образом:

$$\varrho^2 = \frac{F_{\cos}^2 \left( \frac{2\pi D}{\lambda} \right) + F_{\sin}^2 \left( \frac{2\pi D}{\lambda} \right)}{F_{\cos}^2(0)}, \quad (2)$$

где

$$F_{\cos} = \int_{-\pi}^{\pi} P(\theta) \cos \left( \frac{2\pi D \theta}{\lambda} \right) d\theta,$$

$$F_{\sin} = \int_{-\pi}^{\pi} P(\theta) \sin \left( \frac{2\pi D \theta}{\lambda} \right) d\theta$$

— фурье-компоненты углового распределения яркости по источнику,  $D$  — длина базы,  $\lambda$  — длина волны. Таким образом, измеряя  $\varrho^2$  при разных базах, мы можем определить не только эффективный угловой диаметр источника, но и распределение яркости.

На рис. 6 показаны результаты измерения коэффициента корреляции  $\varrho^2$  в зависимости от длины базы для радиоисточника Лебедь-А на частоте 125 Мгц <sup>13</sup>. Максимальная длина базы в этих измерениях составляла 5300 длин волн, что соответствует разрешающей способности 30". Кривая на рис. 6 — это вычисленная зависимость коэффициента корреляции  $\varrho^2$  для модели распределения яркости радиоисточника Лебедь-А, изображенной на рис. 7. Как видно из рис. 7, радиоисточник Лебедь-А состоит

из двух компонентов. Наличие вторичного максимума у  $2000 \lambda$  на кривой рис. 6 является указанием на двойственность радиоисточника.

На этом же интерферометре было получено распределение яркости по радиоисточнику Кассиопея-А.

Этими двумя самыми мощными радиоисточниками и ограничилось применение интерферометра интенсивностей в радиоастрономии. Как и ожидалось, интерферометр интенсивностей оказался нечувствительным

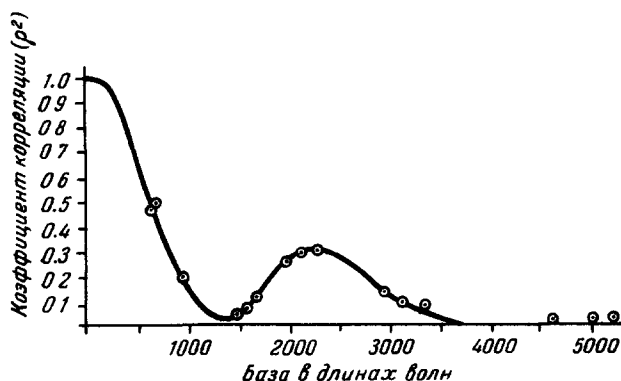


Рис. 6. Зависимость коэффициента корреляции от длины базы для радиоисточника Лебедь-А.

к ионосферным и другим флуктуациям фазы, что открывало почти неограниченные возможности повышения его разрешающей силы. Однако в дальнейшем центр тяжести радиоастрономических исследований переместился в область более коротких — дециметровых и сантиметровых волн. Соответственно уменьшилась роль флуктуаций, связанных с ионосферой.

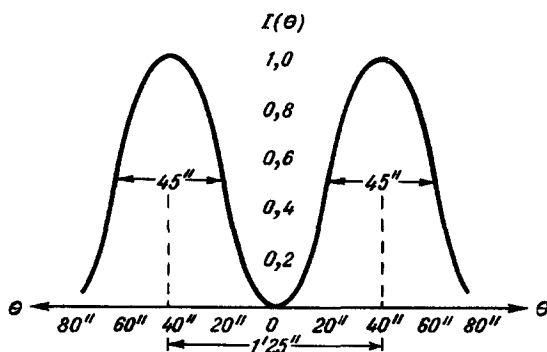


Рис. 7. Модель радиоисточника Лебедь-А, удовлетворяющая результатам измерений с помощью интерферометра интенсивностей.

На дециметровых и сантиметровых волнах большинство источников радиоизлучения значительно слабее, чем на метровых волнах, поэтому проблемы чувствительности приобрели первостепенное значение. А именно в этом отношении интерферометр интенсивностей значительно уступает интерферометру Майкельсона. Из уравнения (1) следует, что отношение сигнала на выходе коррелятора к среднеквадратичному значению флуктуаций за счет некоррелированных шумов  $P_{N1}$  и  $P_{N2}$  (вклю-

чающих собственные шумы приемников и шумы фона) пропорционально  $(P_S/P_N)^2$  при условии, что  $P_S$  — мощность сигнала — много меньше мощности шумов  $P_N$ <sup>10</sup>. В то же время для интерферометра Майкельсона аналогичное отношение пропорционально первой степени  $P_S/P_N$ . Таким образом, при измерении сигналов более слабых, чем шумы, интерферометр интенсивностей ухудшает отношение сигнал/шум. Например, если  $P_S/P_N = 0,01$  (довольно типичное в радиоастрономии соотношение между сигналом и шумом), на выходе интерферометра интенсивностей это



отношение ухудшится до 0,0001, т. е. измерение станет невозможным. Если считать, что надежные измерения можно проводить при отношении сигнал/шум на выходе, равном 1/100, то применение интерферометра интенсивностей целесообразно лишь для источников, которые дают отношение сигнал/шум в антенне  $\geq 1/10$ , что на современном уровне радиоастрономической техники сводится лишь к нескольким десяткам источников, угловые размеры которых уже известны.

С точки зрения технической реализации интерферометр интенсивностей значительно проще и дешевле по сравнению с интерферометром Майкельсона. В частности, требования к линиям радиорелейной связи и системам магнитной записи, описанным выше в применении к интерферометру Майкельсона, значительно упрощаются, так как в этом случае отпадает необходимость сохранения информации о фазе высокочастотного сигнала. В принципе связь между обсерваториями, расположенными на больших расстояниях друг от друга, можно осуществлять по уже существующим радиорелейным линиям связи телевизионного вещания Евровидения и Интервидения и через спутники связи типа «Телестар», в то время как для интерферометра Майкельсона необходимо строить специальные радиорелейные линии, обеспечивающие сохранение фазы высокочастотного сигнала. Поэтому в будущем, когда будут построены радиотелескопы, обеспечивающие большое отношение сигнала к шуму даже для самых слабых из известных ныне источников, исследование угловых размеров этих источников (если они окажутся неразрешенными будущими радиотелескопами) будет целесообразно проводить с помощью интерферометра интенсивностей.

Приблизительно такая ситуация сложилась в настоящее время в оптической астрономии, когда даже наиболее яркие звезды не разрешаются самыми большими телескопами, а возможности интерферометра Майкельсона оказались слишком ограниченными. Тот же Хэнбери Браун, который обосновал принцип работы интерферометра интенсивностей в радиоастрономии, в <sup>10</sup> высказал предположение о возможности измерения угловых диаметров звезд в оптическом диапазоне с помощью интерферометра, основанного на том же принципе, что и радиоинтерферометр интенсивностей. Устройство оптического интерферометра в этом случае просто повторяет устройство радиоинтерферометра (рис. 8). Роль антенн выполняют параболические зеркала, а вместо квадратичного детектора используются фотоумножители (ФЭУ), у которых, как известно, ток пропорционален освещенности фотокатода. С помощью фильтров и усилителей выделяются низкочастотные флуктуации тока ФЭУ, которые и подаются на коррелятор, аналогичный коррелятору радиоинтерферометра.

Существование корреляции между флуктуациями освещенности двух ФЭУ, на которые падает свет от одного источника, было обнаружено в эксперименте, который специально поставили Хэнбери Браун и Твисс <sup>14</sup>. В этом эксперименте определялось отношение показаний на выходе

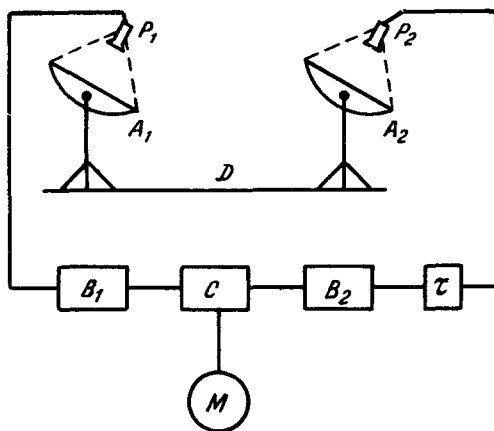


Рис. 8. Звездный интерферометр интенсивностей.

коррелятора  $S_I$  к среднеквадратичному значению флуктуаций на выходе коррелятора  $N_I$  для двух случаев: совмещенные (оптически) катоды и разнесенные на расстояние 1,8 см. Оказалось, что в случае совмещенных катодов это отношение было  $+4,2 \div +7,6$  (по теории  $S_I/N_I = +5,2 \div +8,4$ ), а для разнесенных катодов  $S_I/N_I = -0,4 \div +1,7$ , в то время как теоретическое значение  $S_I/N_I$  в этом случае равнялось нулю. Таким образом, было продемонстрировано хорошее согласие результатов эксперимента с теорией, предсказывающей существование корреляции между фотонами в двух когерентных (т. е. исходящих от общего источника) лучах света.

Это сообщение вызвало довольно оживленную дискуссию. Эксперимент был повторен другими авторами с несколько отличной методикой. Вместо коррелятора применялся счетчик совпадений импульсов от обоих ФЭУ и сравнивалось число полученных совпадений с ожидаемым числом случайных совпадений<sup>15, 16</sup>. В этих экспериментах не было обнаружено отклонения числа совпадений от ожидаемого числа случайных совпадений, что привело авторов<sup>15</sup> к убеждению, что не может быть корреляции между моментами попадания фотонов на фотокатод, определенными по моменту выбивания фотоэлектрона. Утверждалось даже, что факт существования такой корреляции потребовал бы коренного пересмотра некоторых фундаментальных принципов квантовой механики. Хэнбери Браун, Твисс<sup>17, 18</sup> и Перселл<sup>19</sup> показали, что результаты этих экспериментов в тех условиях, в которых они проводились, не противоречат теории. Они поставили новый эксперимент с использованием счетчика совпадений при надлежащих условиях и продемонстрировали хорошее согласие<sup>20</sup> со своей теорией и с принципами квантовой механики и термодинамики в ответ на критику Фелжетта<sup>21</sup>.

#### 4. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Возникновение дискуссии по вопросу, который не затрагивает каких-либо новых, еще не известных физике явлений, обусловлено сравнительной сложностью и даже тонкостью принципа действия интерферометра интенсивностей. На первый взгляд возможность корреляции между огибающими сигналов, принятых в пространственно-разнесенных точках, представляется в высшей степени сомнительной. Еще большее непонимание встречает утверждение о том, что разрешающая способность интерферометра интенсивностей равна  $\lambda/D$ , как и интерферометра Майкельсона. В самом деле, любой случайный стационарный процесс  $\xi(t)$  (а большинство типов естественного излучения можно с большой точностью считать стационарными случайными процессами) может быть представлен в виде<sup>22</sup>

$$\xi(t) = E(t) \cos \Phi(t), \quad (3)$$

где

$$E(t) = \sqrt{\xi^2(t) + \eta^2(t)},$$

а

$$\Phi(t) = \arctg \frac{\eta(t)}{\xi(t)},$$

$$\eta(t) = -\frac{1}{\pi} \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T}^T \frac{\xi(t)}{\tau - t} d\tau$$

— сопряженный с  $\xi(t)$  стационарный случайный процесс, полученный из  $\xi(t)$  с помощью преобразования Гильберта. Определенные таким образом случайные процессы  $E(t)$  и  $\Phi(t)$  называются соответственно огибающей и фазой случайного процесса  $\xi(t)$ . Если случайный процесс

$\xi(t)$  — узкополосный, т. е. его энергетический спектр сосредоточен в относительно узкой полосе частот около центральной частоты  $\omega_0$  (именно такого рода процессы получаются в большинстве измерительных приборов), то

$$\xi(t) = E(t) \cos[\omega_0 t - \varphi(t)]. \quad (4)$$

В этом случае огибающая  $E(t)$  и фаза  $\varphi(t)$  — случайные функции, медленно меняющиеся со временем по сравнению с  $\omega_0 t$ . Можно показать, что характерное время изменения  $E(t)$  и  $\varphi(t)$  порядка  $1/B$ , где  $B$  — полоса частот.

В линейном или квадратичном детекторе выделяется только огибающая или ее квадрат. В частности, в радиоинтерферометре интенсивностей (см. рис. 5) на входе квадратичного детектора сигнал имеет вид (4). Функция квадратичного детектора заключается в возведении  $\xi(t)$  в квадрат и выделении медленно меняющейся составляющей

$$[\xi(t)]^2 = \frac{1}{2} E^2(t) \{1 + \cos 2[\omega_0 t - \varphi(t)]\}.$$

Второе слагаемое отбрасывается фильтром и остается лишь

$$[\xi_1(t)]_{\text{нч}}^2 = \frac{1}{2} E^2(t)$$

— медленно меняющаяся составляющая.

Поэтому на выходе квадратичного детектора полностью отсутствует информация о фазе и частоте  $\omega_0$  сигнала на его входе. Почему же тогда разрешающая способность определяется отношением длины волны  $\lambda$  к длине базы  $D$ ? Ведь на коррелятор поступают лишь сигналы  $[\xi(t)]_{\text{нч}}^2$ , не содержащие частоты  $\omega_0$  ( $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$ )! Покажем, что если источник излучения имеет конечный размер, информация о частоте  $\omega_0$  содержится и в огибающей. Для этого нам надо рассмотреть, как формируется огибающая в случае конечного размера источника. Пусть источник расположен перпендикулярно к базе; его яркость равномерна в пределах  $\pm \theta/2$  и равна нулю при  $|\psi| > \theta/2$  ( $\theta \ll 1$ ). Элемент источника  $\Delta\psi_k$  дает на одном пункте базы составляющую

$$\xi_k\left(t - \frac{D\psi_k}{2c}\right) = a_k\left(t - \frac{D\psi_k}{2c}\right) \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{D\psi_k}{2c}\right) - \varphi_k\left(t - \frac{D\psi_k}{2c}\right)\right],$$

и на втором пункте

$$\xi_k\left(t + \frac{D\psi_k}{2c}\right) = a_k\left(t + \frac{D\psi_k}{2c}\right) \cos\left[\omega_0\left(t + \frac{D\psi_k}{2c}\right) - \varphi_k\left(t + \frac{D\psi_k}{2c}\right)\right].$$

От всего источника будем иметь соответственно

$$\sum \xi_k\left(t - \frac{D\psi_k}{2c}\right) \quad \text{и} \quad \sum \xi_k\left(t + \frac{D\psi_k}{2c}\right), \quad (5)$$

где  $\psi_k$  пробегает значения от  $-\theta/2$  до  $+\theta/2$ . В интерферометре Майкельсона производится перемножение этих двух величин, выделение медленно меняющейся составляющей и усреднение, т. е.

$$U = \sum \xi_k\left(t - \frac{D\psi_k}{2c}\right) \xi_i\left(t + \frac{D\psi_i}{2c}\right).$$

Так как излучение от каждого элемента источника независимо от излучения других элементов, то  $\overline{a_k a_i} = 0$  и

$$U = \frac{1}{2} \sum a_{k_1} a_{k_2} \cos\left[\omega_0 \frac{D\psi_k}{c} - (\varphi_{k_1} - \varphi_{k_2})\right].$$

Индексы 1 и 2 относятся к моментам времени  $t - (D\psi/2c)$  и  $t + (D\psi/2c)$ .

Огибающая  $a_k$  и фаза  $\varphi_k$  узкополосного случайного процесса — медленно меняющиеся функции времени, поэтому можно положить

$$a_k \left( t - \frac{D\psi_k}{2c} \right) a_k \left( t + \frac{D\psi_k}{2c} \right) \approx a_k^2(t),$$

$$\varphi_k \left( t - \frac{D\psi_k}{2c} \right) - \varphi_k \left( t + \frac{D\psi_k}{2c} \right) \approx 0;$$

тогда получим

$$U = \frac{1}{2} \sum \overline{a_k^2(t) \cos \omega_0 \frac{D\psi_k}{c}} = \frac{1}{2} \sum \overline{a_k^2(t) \cos \omega_0 \frac{D\psi_k}{c}}.$$

Так как яркость источника равномерна в пределах  $\pm \theta/2$ , то  $\overline{a_k^2(t)}$  не зависит от  $k$ . Вынося  $\overline{a_k^2(t)}$  за знак  $\Sigma$  и заменяя сумму интегралом, получим

$$U = \frac{1}{2} \overline{a^2(t)} \int_{-\theta/2}^{\theta/2} \cos \omega_0 \frac{D\psi}{c} d\psi \approx \frac{\overline{a^2(t)} \theta c}{D\omega_0}, \quad (6)$$

или

$$U = \overline{a^2(t)} \frac{\theta \lambda}{D}. \quad (7)$$

Рассмотрим теперь процесс обработки сигнала в интерферометре интенсивностей. В этом случае сигналы (5) по отдельности возводятся в квадрат, а затем перемножаются после отбрасывания высокочастотных составляющих. В результате возведения в квадрат вместо (5) получим

$$\sum_k \xi_k^2 + \sum_{\substack{k, l \\ k \neq l}} 2\xi_k \xi_l.$$

Первое слагаемое дает члены вида  $[1 + \cos(2\omega_0 t + \psi)]$ , которые не представляют для нас интереса, так как содержат лишь постоянную составляющую и двойную частоту. Второе слагаемое дает сумму членов вида  $a_k a_l [\cos \beta + \cos(2\omega_0 t + \delta)]$ , где  $\beta = \frac{\omega_0 D}{2c} (\psi_k - \psi_l) - (\varphi_k - \varphi_l)$ .

Это как раз то, что нам нужно, так как  $\beta$  медленно меняется со временем и содержит член  $\omega_0 D/2c$ , который определяет разрешение интерферометра. Слагаемое двойной частоты мы опять отбросим. С учетом сказанного интересующий нас сигнал на выходе квадратичного детектора запишем в виде

$$\sum_{k, l} a_k a_l \cos \left[ \frac{\omega_0 D}{2c} (\psi_k - \psi_l) - (\varphi_k - \varphi_l) \right]. \quad (8)$$

Из (8) видно, что сигнал на выходе квадратичного детектора действительно содержит информацию о частоте принимаемого излучения в случае, если  $\psi_k \neq \psi_l$ , т. е. для источников конечных угловых размеров.

Теперь мы можем найти напряжение на выходе интерферометра интенсивностей, которое получается путем перемножения сигналов (8) с обоих пунктов и усреднения в корреляторе:

$$U = \frac{1}{2} \times$$

$$\times \sum a_{k_1} a_{k_2} a_{l_1} a_{l_2} \left\{ \cos \left[ \frac{\omega_0 D}{c} (\psi_k - \psi_l) - (\varphi_{k_1} - \varphi_{k_2}) + (\varphi_{l_1} - \varphi_{l_2}) \right] + \cos [(\varphi_{k_1} + \varphi_{k_2}) - (\varphi_{l_1} + \varphi_{l_2})] \right\}. \quad (9)$$

Индексы 1 и 2 относятся к моментам времени  $t - (D\psi/2c)$  и  $t + (D\psi/2c)$ . Так как  $a$  и  $\varphi$  — медленно меняющиеся функции, можно положить  $a_1 \approx a_2$  и  $\varphi_1 \approx \varphi_2$ :

$$U = \frac{1}{2} \sum \overline{a_k^2 a_l^2} \left\{ \cos \left[ \frac{\omega_0 D}{c} (\psi_k - \psi_l) \right] + \cos 2(\varphi_k - \varphi_l) \right\} = \\ = \frac{1}{2} \sum \overline{a_k^2 a_l^2} \cos \left[ \frac{\omega_0 D}{c} (\psi_k - \psi_l) \right] + \frac{1}{2} \sum \overline{a_k^2 a_l^2} \cos 2(\varphi_k - \varphi_l).$$

Так как фазы  $\varphi_k$  и  $\varphi_l$  независимы, среднее значение второго слагаемого равно нулю, а  $\overline{a_k^2 a_l^2} = [\overline{a^2(t)}]^2$ .

Аналогично первому случаю получим окончательно

$$U = [\overline{a^2(t)}]^2 \frac{\theta \lambda}{D}. \quad (10)$$

Из этого выражения следует, что разрешающая способность интерферометра интенсивностей совпадает с разрешающей способностью интерферометра Майкельсона. Важное отличие заключается в том, что в качестве множителя в (10) стоит квадрат среднего значения  $a^2(t)$ , т. е. квадрат мощности сигнала. Этот факт имеет фундаментальное значение для определения чувствительности. В интерферометре Майкельсона отношения мощности сигнала к мощности шума на входе и на выходе связаны между собой линейной зависимостью. В противоположность этому в интерферометре интенсивностей эти отношения связаны между собой квадратичной зависимостью, поэтому если  $S/N \ll 1$ , то на выходе отношение сигнала к шуму будет пропорционально  $(S/N)^2$ , в соответствии с выражением (10), что ведет к сильному снижению чувствительности при слабых сигналах, о чем говорилось раньше.

Другое важное различие интерферометров двух типов также видно из приведенных выше формул. Речь идет об аппаратурных и атмосферных флуктуациях фазы сигнала. Эти флуктуации приводят к тому, что  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  уже не будут равны между собой; их разность будет переменной во времени, поэтому в случае интерферометра Майкельсона в выражении (6) к аргументу косинуса добавится флуктуирующая фаза. Если фазовые флуктуации будут больше  $180^\circ$ , то среднее значение косинуса будет равно нулю и  $U = 0$ , т. е. работа интерферометра станет невозможной. В аналогичное выражение (9) для интерферометра интенсивностей к аргументу косинуса прибавляется разность  $\Delta\varphi_k - \Delta\varphi_l$ . Очевидно, эта разность даже при очень больших флуктуациях фазы чрезвычайно мала. В самом деле, в аппаратуре  $\Delta\varphi_k = \Delta\varphi_l$ , а в атмосфере их различие ничтожно мало, так как угловые размеры источника  $\theta \ll 1$ . Из сказанного выше следует, что интерферометр интенсивностей практически не подвержен влиянию фазовых флуктуаций, которые ограничивают применение интерферометра Майкельсона.

В радиоастрономии чувствительность интерферометра интенсивностей ограничивается собственными шумами аппаратуры и, в меньшей степени, шумами фона. Поэтому применение малошумящих усилителей может обеспечить измерение более слабых источников. При переходе к более коротким волнам, например в оптический диапазон, ситуация меняется коренным образом. В этом случае основным источником шумов становятся принципиально неустраняемые квантовые флуктуации самого сигнала, поэтому никакими улучшениями аппаратуры невозможно повысить чувствительность. По сравнению с радиодиапазоном в оптике энергия кванта на пять порядков больше, поэтому при одинаковом потоке энергии число падающих на приемник квантов будет на пять порядков

меньше; соответственно увеличится относительная дисперсия количества квантов.

В связи с этой особенностью представляет интерес работа интерферометра интенсивностей, построенного из таких чисто «корпускулярных» приборов, как счетчики квантов и счетчики совпадений. Выше мы рассказывали об эксперименте такого рода и возникшей в связи с ним дискуссии. В этом эксперименте два счетчика, соединенных со схемой совпадений, освещаются одним источником света. Подсчитывается число совпадений и сравнивается с ожидаемым числом случайных совпадений, обусловленных конечным временем разрешения счетчиков<sup>15-18</sup>. В сущ-

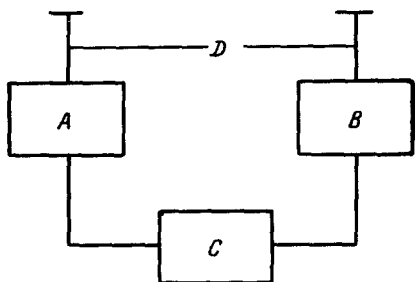
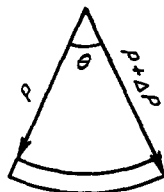


Рис. 9. Интерферометр интенсивностей со счетчиком совпадений.

ности, этот эксперимент подобен известному опыту Боте, в котором определялись корпускулярные свойства рентгеновских лучей. В опыте Боте было найдено, что наблюдавшееся число совпадений не превышало ожидаемого числа случайных совпадений, что свидетельствует о том, что кванты попадали либо в один, либо в другой счетчик по очереди.

Пусть источник излучения частиц с импульсом в интервале  $p, p + \Delta p$  имеет угловой размер  $\theta$ ; это эквивалентно тому, что импульсы приходящих частиц заключены в конусе шириной  $\theta$ . Частицы регистрируются двумя счетчиками  $A$  и  $B$ , расположенными на расстоянии  $D$  друг от друга (рис. 9). Счетчики  $A$  и  $B$  соединены между собой схемой совпадений  $C$ , которая регистрирует совпадение частиц в счетчиках  $A$  и  $B$  в том случае, если разность времени прихода частиц в счетчики  $A$  и  $B$

не превосходит разрешающего времени схемы совпадений  $T$ . Пусть на счетчики  $A$  и  $B$  падает одинаковое количество  $n$  частиц в секунду. Классические частицы попадают в счетчики  $A$  и  $B$  независимо, и вероятность случайного совпадения будет равна произведению вероятностей попадания частицы в каждый счетчик за время  $T$ , поэтому число совпадений будет равно  $n_c^{cl} = (nT)^2$ . Таким образом, число совпадений для классических частиц определяется лишь разрешающим временем  $T$  и не зависит ни от расстояния между счетчиками, ни от углового размера  $\theta$ . Поэтому эти совпадения называют случайными.

Для квантовых частиц мы должны учесть соотношения неопределенности и тот факт, что они подчиняются статистике, отличной от статистики классических частиц (статистика Больцмана). Частицы с полуполым спином подчиняются статистике Ферми — Дирака (электроны, позитроны, протоны, нейтроны,  $\mu$ -мезоны), характеризующейся тем свойством, что в одном и том же квантовом состоянии может находиться не более одной частицы. Частицы с целым спином описываются статистикой Бозе — Эйнштейна (фотоны,  $\pi$ -мезоны,  $\alpha$ -частицы), в которой число частиц в каждом квантовом состоянии не ограничено. Классические частицы имеют вполне определенные траектории, поэтому всегда можно отличить одну частицу от другой по их координатам; классические частицы всегда различимы. В квантовой механике отдельным частицам соответствуют волновые пакеты, занимающие конечный объем в пространстве.

Если объемы, соответствующие отдельным частицам, не перекрываются, частицы различимы и подчиняются классической статистике. Частицы, у которых волновые пакеты перекрываются, неразличимы, тождественны, находятся в одном и том же квантовом состоянии и поэтому должны подчиняться статистике Ферми или статистике Бозе.

В нашем опыте со счетчиками частицы будут неразличимы в том случае, когда поперечный размер волнового пакета  $\Delta x$  будет больше расстояния между счетчиками  $D$ , а продольный размер  $\Delta z$  — больше  $vT$ , где  $v$  — скорость частицы (для простоты мы ограничимся двумерным случаем). Размеры волнового пакета задаются соотношениями неопределенности

$$\Delta x = \frac{h}{\Delta p_x}, \quad \Delta z = \frac{h}{\Delta p_z}$$

Если  $\theta \ll 1$  и  $\Delta p \ll p$ , то  $\Delta p_x \approx p\theta$ ,  $\Delta p_z \approx \Delta p$ .

Условия тождественности частиц в нашем опыте примут вид

$$\frac{h}{\Delta p_x} > D, \quad \frac{h}{\Delta p_z} > vT,$$

или

$$\frac{h}{pD} > \theta, \quad (11)$$

$$\frac{h}{\Delta p \cdot v} > T. \quad (12)$$

Для фотонов  $p = hv/c$ ,  $v = c$ , и условия (11), (12) принимают известный вид:

$$\frac{c}{vD} = \frac{\lambda}{D} > \theta, \quad (11')$$

$$\frac{1}{\Delta v} > T, \quad (12')$$

первое из которых является известной формулой для разрешающей силы интерферометра (ср. (7) и (10)), а второе является условием «узкополосности» сигнала, необходимым при рассмотрении работы интерферометра.

Частицы, удовлетворяющие условиям (11), (12), находятся в одном и том же квантовом состоянии (предполагается, что все частицы поляризованы; в случае электронов, например, это означает, что все электроны имеют одинаковую проекцию спина) и, следовательно, подчиняются квантовой статистике. Остальные частицы, не удовлетворяющие условиям (11), (12), различимы и могут быть описаны классической статистикой. Следовательно, из всех  $n$  частиц, падающих на каждый счетчик в единицу времени,  $n_{\text{кл}}$  частиц подчиняются классической статистике, а  $n_{\text{кв}}$  частиц — квантовой:  $n = n_{\text{кл}} + n_{\text{кв}}$ . Относительное число «квантовых» частиц  $n_{\text{кв}}/n$ , очевидно, равно отношению

$$\delta = \begin{cases} \frac{\frac{h}{pD} \frac{h}{\Delta p v}}{\theta T} & \text{при } \frac{h}{pD} < 1, \quad \frac{h}{\Delta p v} < 1, \\ 1 & \text{при } \frac{h}{pD} > 1, \quad \frac{h}{\Delta p v} > 1. \end{cases} \quad (13)$$

В случае статистики Ферми совпадение двух «квантовых» частиц невозможно, так как в одном квантовом состоянии может быть не более одной частицы (принцип Паули). Следовательно, число совпадений  $n_{\text{с}}^{\text{ф}}$  фермионов (в статистике Ферми — Дирака) будет складываться только из совпадений «классических» частиц, количество которых равно  $n(1 - \delta)$ , и совпадений «классических» частиц с «квантовыми»:

$$n_{\text{с}}^{\text{ф}} = [n(1 - \delta)T]^2 - \delta nT(1 - \delta)nT = (nT)^2(1 - \delta) = n_{\text{с}}^{\text{кл}}(1 - \delta). \quad (14)$$

Для бозонов (в случае статистики Бозе — Эйнштейна) аналогичным способом можно найти

$$n_c^b = n_c^{cl} (1 + \delta). \quad (15)$$

Таким образом, число совпадений фермионов меньше, а бозонов — больше, чем число случайных совпадений классических частиц. Это отличие квантовых частиц от идеальных классических частиц газа может быть описано введением эффективного взаимодействия частиц, связанного с квантовомеханическими обменными эффектами и приводящего к взаимному «отталкиванию» фермионов или «притяжению» бозонов<sup>23</sup>. Благодаря отталкиванию фермионов вероятность их совпадения в пространстве уменьшается, что приводит к уменьшению числа совпадений в опыте со счетчиками. Для бозонов, наоборот, притяжение между частицами приводит к их группировке, повышающей вероятность совпадений в нашем опыте. Из приведенных выше рассуждений видно, что квантовые эффекты начинают проявляться в тех случаях, когда на одно квантовое состояние может приходиться больше одной частицы, т. е. когда начинается «вырождение». Степень «вырождения» можно определить параметром

$$\delta = \frac{h^2}{p\Delta p \cdot D\theta T}.$$

Если  $\delta \ll 1$ , то практически все совпадения будут случайными. По мере возрастания  $\delta$  число совпадений будет отклоняться от случайного в ту или другую сторону, в зависимости от вида частиц. Естественно, что это свойство параметра  $\delta$  может быть использовано для измерения одной из физических величин, входящих в него ( $p$ ,  $\Delta p$ ,  $v$ ,  $D$ ,  $\theta$ ,  $T$ ,  $h$ ). В частности, в интерферометре измеряется угловой размер  $\theta$ , а параметр  $\delta$  изменяется путем изменения базы  $D$ .

## 1) Ф о т о н ы

Для фотонов

$$\delta = \frac{\lambda}{D\theta} \frac{1}{\Delta v \cdot T}. \quad (16)$$

Следовательно, при измерении углового размера  $\theta$  необходимым условием нормальной работы интерферометра является достаточно большая величина  $1/\Delta v \cdot T$ , т. е. сравнительно узкая и высокое разрешение схемы совпадений. С увеличением частоты растет и величина  $\Delta v$ , поэтому применение интерферометра становится затруднительным. В таких измерениях случайные совпадения играют роль «шума», а квантовые — «сигнала». Случайные совпадения определяются классическими, т. е. корпускулярными свойствами частиц, а квантовые — их волновыми свойствами. Естественно, что чем выше частота, тем короче длина волны, тем меньшую роль играют волновые свойства. На практике такой интерферометр может применяться в астрофизике лишь в видимой и инфракрасной областях спектра. Для рентгеновских и  $\gamma$ -лучей счетчики являются удобным средством измерений, однако  $\Delta v$  здесь настолько велико, что волновые свойства теряются на фоне корпускулярных. В самом деле, разрешающее время схем совпадений обычно не меньше  $10^{-9}$  сек. А ширина полосы в рентгеновской области порядка  $10^{17}$  сек<sup>-1</sup>, следовательно,  $1/\Delta v T = 10^{-8}$ . В оптической области  $1/\Delta v \cdot T$  может достигать единицы для очень узких линий. Возможно, что и в рентгеновской области будут открыты чрезвычайно узкие линии (например, типа лазерных линий). Тогда интерференционная методика со счетчиками совпадений может оказаться очень удобной для измерения ширины такой линии.



## 2) Электроны

Для электронов (нерелятивистских)  $p = mv$ . Разрешающая способность по углу определяется из (14):

$$\frac{h}{mvD} > \theta \quad \text{или} \quad \lambda/D > \theta,$$

т. е. она такая же, как и для фотонов, но роль длины волны играет де-Бройлевская длина волны  $h/mv$ . Из (12) получим второе условие работы интерферометра

$$\Delta E_k T < h, \quad (17)$$

где  $\Delta E_k$  — ширина энергетического спектра электронов. Для параметра  $\delta$  имеем

$$\delta = \frac{\lambda}{D\theta} \frac{h}{\Delta E_k T}. \quad (18)$$

Как и раньше, определяя  $\delta$ , мы можем измерять одну из величин, входящих в (18). Аналогичные соотношения справедливы и для всех других частиц (протонов, нейтронов, мезонов, нейтрино и пр.).

В астрофизике такого рода измерения представляют интерес лишь для частиц, не обладающих зарядом, так как заряженные частицы при движении в магнитных полях Галактики изменяют направление движения, что эквивалентно увеличению угла  $\theta$ . Частицы, представляющие интерес для астрофизики, имеют очень большие энергии и, следовательно, малую длину волны. Поэтому таким способом можно было бы измерять очень малые угловые размеры. Например, нейтронная звезда, имеющая диаметр порядка 10 км, на расстоянии 10 пс видна под углом  $\theta = 10^{-8}$  сек дуги. Для разрешения нейтронной звезды в рентгеновской области  $\lambda = 1$  Å потребуется база  $D = 3$  км. Однако для обеспечения достаточного отличия количества совпадений от случайного необходимо принимать в очень узком интервале частот  $\Delta\nu$ , что пока невозможно из-за слабости источников рентгеновского излучения и сравнительно небольшой эффективной площади счетчиков. Столь же малыми угловыми размерами могут обладать сверхзвезды. Они могут быть источниками не только света, рентгеновских и  $\gamma$ -лучей, но и мощными излучателями нейтрино. Трудности регистрации нейтрино общеизвестны; тем более трудно регистрировать их совпадения. Что касается нейтронов, то они имеют слишком малое время жизни для того, чтобы пройти галактические или межгалактические расстояния.

5. ИЗМЕРЕНИЕ ДИАМЕТРОВ ЗВЕЗД ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ  
ИНТЕНСИВНОСТЕЙ

Подробное изложение теории метода измерения диаметров звезд с помощью интерферометра интенсивностей и обсуждение необходимых параметров аппаратуры даны в <sup>24,25</sup>. В работе <sup>26</sup> показано, что из-за низкой чувствительности измерения с интерферометром интенсивностей ограничены лишь звездами, видимыми невооруженным глазом. В то же время разрешающая способность, которая более определяется ограничениями радиотехнических методов, чем оптических, достаточна для того, чтобы измерить любую звезду с достаточной поверхностной яркостью. На работе интерферометра не сказываются атмосферные флуктуации. Очень холодные звезды с достаточной поверхностной яркостью полностью разрешаются каждым зеркалом интерферометра интенсивностей, поэтому метод применим лишь для звезд более ранних классов, чем K5. В этом

случае может применяться модифицированный вариант интерферометра с одним зеркалом, в котором световой поток делится на две части, попадающие на отдельные фотоумножители. В такой модификации интерферометр можно использовать для измерения ярких звезд до класса М5.

Для проверки принципа и расчетов в конце 1955 г. — начале 1956 г. интерферометр интенсивностей был применен для измерения углового диаметра Сириуса ( $\alpha$  Большого Пса) <sup>27, 28</sup>. В качестве зеркал использовались два стандартных армейских прожектора диаметром 156 см. В фокусе каждого зеркала был установлен фотоумножитель с максимальной чувствительностью у 4000 Å. Флуктуации тока обоих ФЭУ усиливались в полосе 5—45 Мгц и подавались на коррелятор, состоящий из фазовых модуляторов, усилителей и синхронных детекторов. Произведение двух

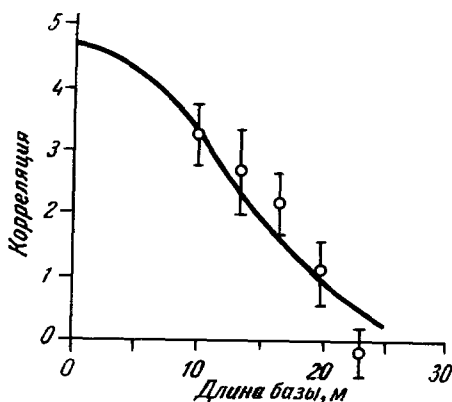


Рис. 10. Зависимость корреляции от длины базы для Лир.

токов, полученное в корреляторе и являющееся мерой корреляции между флуктуациями интенсивности света, падающего на оба фотокатода, записывалось счетчиком оборотов интегрирующего мотора М (см. рис. 8). Другой мотор записывал среднеквадратичное значение амплитуды флуктуаций на выходе коррелятора. Таким образом регистрировалось отношение сигнала к шуму на выходе.

С короткой базой (2,56 м) было измерено отношение сигнала к шуму; оно оказалось равным  $8,50 \pm 0,67$  при полном времени наблюдения 345 мин. Расчетное отношение сигнала к шуму для этой базы равно 9,58; следовательно, было найдено удов-

летворительное согласие с расчетом. На больших базах отношение сигнала к шуму уменьшалось: 5,35 м — 3,56; 6,98 м — 2,65; 8,93 м — 0,83. Измеренный угловой диаметр Сириуса с учетом потемнения к краю равен  $0'',0071 \pm 0'',00055$  и находится в согласии с теоретическим значением  $0'',0069 \pm 0'',00044$ .

После успешного испытания макета интерферометра в измерениях углового диаметра Сириуса был спроектирован большой инструмент, предназначенный для измерения всех звезд южного полушария спектральных классов более ранних, чем F0, ярче фотографической величины +2,5. Новый звездный интерферометр интенсивностей имеет два зеркала диаметром 6,7 м, установленных на кольцевом рельсовом пути диаметром 190 м, что соответствует максимальному разрешению  $0'',0005$  <sup>29</sup>. Строительство интерферометра заканчивается в Обсерватории Наррабри (Австралия). В 1963 г. была проведена серия предварительных наблюдений яркой звезды Веги ( $\alpha$  Лир) с целью испытания всех элементов инструмента <sup>30</sup>. Результаты наблюдений Веги были первыми непосредственными измерениями диаметра звезды такого раннего спектрального класса, как A0.

В этих наблюдениях измерения велись в полосе шириной 80 Å с центром на  $\lambda = 4385$  Å. Флуктуирующие составляющие тока фотоумножителей, расположенных в фокусе обоих зеркал, усиливались в полосе частот 10—120 Мгц и затем перемножались в электронном корреляторе. На выходе коррелятора в цифровой форме печаталось среднее значение функции корреляции за 100 сек. Наблюдения велись на пяти различных базах от 10 до 23 м (рис. 10), общее время наблюдений около 28 час. Приведенная на рис. 10 зависимость коэффициента корреляции от длины

базы соответствует с учетом потемнения к краю угловому диаметру Веги  $\theta = 0'',0037 \pm 0'',0002$ . Яркостная температура на  $\lambda = 4400 \text{ \AA}$  равна  $9600 \pm 300^\circ \text{ K}$  в хорошем согласии с измерениями цветовой температуры. Радиус Веги в 3,2 раза превосходит радиус Солнца. Сравнивая угловой диаметр Веги, полученный в этих измерениях, с наименьшим угловым диаметром, измеренным с помощью интерферометра Майкельсона, мы видим, что разрешающая способность повысилась почти в 10 раз. Уже в предварительных измерениях определены угловые диаметры звезд ранних спектральных классов.

Дальнейшие усилия по совершенствованию интерферометра интенсивностей должны быть направлены на повышение его чувствительности. Например, для измерения углового диаметра сверхзвезды 3C-273 чувствительность интерферометра в Наррабри должна быть выше на 10 звездных величин. Очевидным путем является увеличение диаметра зеркал. Другим методом могут быть выделение ярких эмиссионных линий и расширение полосы частот флуктуаций фототока ФЭУ.

В радиоастрономии интерферометр интенсивностей может с успехом применяться для измерения сравнительно мощных радиоисточников очень малых угловых размеров. Другое возможное применение — измерение угловых размеров радиоисточников на длинных волнах со спутников и ракет за пределами земной ионосферы.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. V. I. Sligh *Nature* **199**, 682 (1963).
2. Затменный метод определения диаметра звезд, УФН **49**, 489 (1953).
3. C. Hazard, *Mont. Not. Roy. Astron. Soc.* **124**, 343 (1962).
4. S. Bowyer, E. T., Byram, T. A. Chubb, H. Friedman, *Science* **146**, 912 (1964).
5. A. A. Michelson, F. G. Pease, *Astrophys. J.* **53**, 249 (1921).
6. B. Anderson, W. Donaldson, H. P. Palmer, B. Rowson, *Nature* **205**, 375 (1965).
7. Bolton, Gardner, Mackly, *Nature* **199**, 682 (1963).
8. Н. С. Кардашев, *Астрон. ж.* **41**, 282 (1964).
9. Н. С. Кардашев, Л. И. Матвеев, Г. Б. Шоломицкий, *Изв. вузов (Радиофизика)* **8**, 641 (1965).
10. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Phil. Mag.* **45**, 603 (1954).
11. R. Hanbury Brown, R. C. Jennison, M. K. Das Gupta, *Nature* **170**, 1061 (1952).
12. R. C. Jennison, M. K. Das Gupta, *Phil. Mag.* **1**, 55 (1956).
13. R. C. Jennison, M. K. Das Gupta, *Phil. Mag.* **1**, 65 (1956).
14. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Nature* **177**, 27 (1956).
15. E. Brannen, H. I. S. Ferguson, *Nature* **178**, 481 (1956).
16. A. Adam, L. Janossy, P. Varga, *Acta Physica Hungarica* **4**, 301 (1955).
17. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Nature* **178**, 1447 (1956).
18. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Nature* **179**, 1128 (1957).
19. E. M. Purcell, *Nature* **178**, 1449 (1956).
20. R. Q. Twiss, A. G. Little, R. Hanbury Brown, *Nature* **180**, 324 (1957).
21. P. B. Fellgett, *Nature* **179**, 956 (1957).
22. Б. Р. Левин, *Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике*, М., Изд-во «Сов. радио», 1957.
23. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, М., Изд-во «Наука», 1964, стр. 188.
24. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Proc. Roy. Soc.* **A242**, 300 (1957).
25. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Proc. Roy. Soc.* **A243**, 291 (1957).
26. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Proc. Roy. Soc.* **248**, 199 (1958).
27. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Nature* **178**, 1046 (1956).
28. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Proc. Roy. Soc.* **A248**, 222 (1958).
29. H. Messel, *Nature* **186**, 270 (1960).
30. R. Hanbury Brown, C. Hazard, J. Davis, L. R. Allen, *Nature* **201**, 1111 (1964).