

РАДИОАСТРОНОМИЯ

Г. М. Товмасян

О повышении чувствительности интерференционных радиотелескопов

Сообщение II

(Представлено В. А. Амбарцумяном 24.VIII.1957)

В нашей предыдущей работе (¹) была рассмотрена одна из возможностей повышения чувствительности интерференционных радиотелескопов. Для этой цели предлагалось подать выход интерференционного радиотелескопа с фазовым переключением на резонансную колебательную систему с собственной частотой, равной частоте лепестков интерференционной картины, получаемой в результате прохождения точечного источника радиоизлучения на данном склонении через диаграмму направленности антенн радиотелескопа. В работе были изложены качественные преимущества предлагаемого метода, а именно: а) повышение чувствительности радиотелескопа, б) повышение разрешающей силы радиотелескопа по склонению и в) повышение разрешающей силы радиотелескопа по прямому восхождению в некоторых благоприятных случаях.

В настоящей работе приводятся результаты несколько более подробного исследования преимуществ метода резонансного накопления принимаемого радиоизлучения точечных источников.

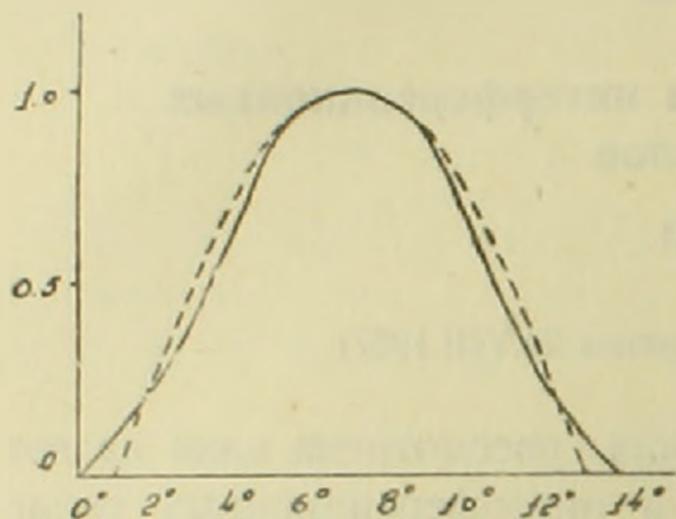
Рассмотрим воздействие выходного напряжения интерференционного радиотелескопа, работающего с переключением фазы, на резонансную колебательную систему, настроенную на период лепестков интерференционной картины. В качестве силы, воздействующей на колебательную систему, можно принять синусоиду, имеющую частоту лепестков интерференционной картины и модулированную диаграммой направленности антенн радиотелескопа. Наибольшее расхождение между периодами лепестков одной интерференционной картины составляет, при наблюдениях в меридиане, всего $0,4\%$ ^{*}, что, как мы увидим

* Здесь и далее все конкретные расчеты приводятся для антенн радиоинтерферометра Бюраканской обсерватории на длине волны 1,5 м. Каждая антенна интерферометра имеет 4 ряда полуволновых вибраторов по 16 вибраторов в ряду.

далее, находится ниже предела полосы пропускания системы. Для дальнейших расчетов удобнее выражение диаграммы направленности синфазной антенны (2)

$$F(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \varphi\right)}{\sin \varphi} \cdot \frac{\sin\left(\frac{P\pi}{2} \sin \varphi\right)}{P \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \varphi\right)}$$

в пределах главного лепестка антенны при наблюдениях в меридиане заменить параболой:



— глобный лепесток диаграммы направленности антенны
 --- параболою $\frac{4t}{1400} - \frac{4t^2}{1400^2}$
 (t - в секундах времени)

Рис. 1.

$$F(t) = \frac{4t}{T} - \frac{4t^2}{T^2}, \quad (1)$$

здесь t — часовой угол, а T — выраженный в часовых углах полный раствор главного лепестка диаграммы направленности антенны. Погрешность при такой замене равна приблизительно 3% (рис. 1).

Таким образом, выражение воздействующей на колебательную систему силы можно написать в виде:

$$f(t) = AF(t) \cos \omega t. \quad (2)$$

Перед тем как оценить выигрыш чувствительности, получаемый при применении предлагаемого метода наблюдения, рассмотрим вид огибающих выходного напряжения контура при подаче на него сигнала (2). Заменяв рассмотрение воздействия высокочастотного амплитудно-модулированного сигнала на фильтр высоких частот рассмотрением воздействия огибающей этого сигнала на фильтр нижних частот (3), для огибающей выходного напряжения контура получаем выражение:

$$u_{\text{вых}}(t) = F(t) - \frac{4T_0}{T} \left(1 - \frac{2t}{T} + \frac{2T_0}{T}\right) + \frac{4T_0}{T} \left(1 + \frac{2T_0}{T}\right) e^{-\frac{t}{T}}, \quad (3)$$

где $T_0 = \frac{2Q}{\omega_0}$, ω_0 — собственная частота резонансной системы, равная

в нашем случае при наблюдениях источника на экваторе $\frac{2\pi}{140} T$ — время прохождения источника через диаграмму интерферометра.

Рассмотрение этого выражения показывает, что вид огибающей выходного напряжения зависит от величины T_0 , определяемой добротностью контура. На рис. 2 приведено семейство кривых (3) с различными значениями T_0 . Пунктиром обозначен момент T , после которо-

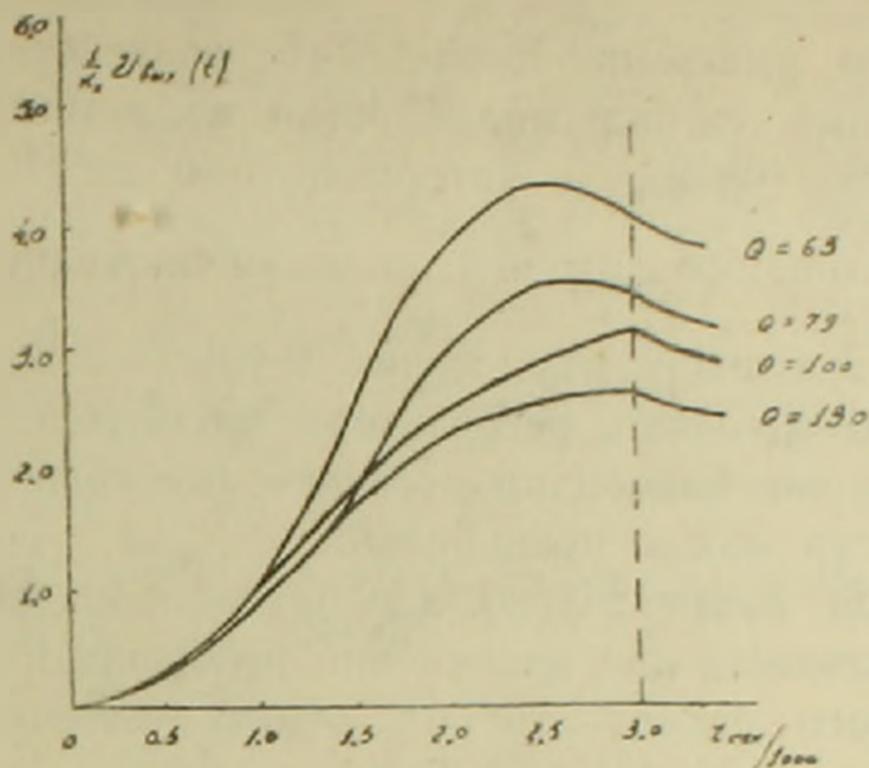


Рис. 2.

го, по выходе источника из диаграммы антенн, начинается затухание возбужденных в контуре колебаний.

Наиболее благоприятен режим работы, когда колебания контура раскачиваются до максимальной возможной амплитуды, вплоть до выхода источника из диаграммы антенн. Согласно рис. 2, такой режим работы соответствует добротности контура порядка 100. При такой добротности на контур в два раза слабее действуют сигналы с частотами, отстающими от резонансной частоты на 1%.

Повышение чувствительности радиointерферометра в предлагаемом методе получается за счет доведения постоянной времени выходного устройства от первоначального значения τ , определяемого периодом лепестка интерференционной картины до времени T прохождения источником диаграммы направленности интерферометра. Если бы время T воздействия сигнала на контур было равно постоянной времени $\tau_0 = \frac{6Q}{\omega_0}$ контура и если бы сигнал был чисто синусоидальным, то выигрыш чувствительности был бы равен:

$$\sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}} \quad (4)$$

Однако при принятой добротности Q и собственной частоте ω_0 контура постоянная времени системы больше T . Амплитуда колебаний в контуре не достигает 95% установившегося значения и остается меньше последнего в отношении:

$$\frac{1 - e^{-87}}{0,95} \quad (5)$$

где δ — затухание контура. В таком же отношении должен быть меньше и получаемый выигрыш. Кроме того, воздействующий на систему синусоидальный сигнал модулирован по амплитуде. Разложив выражение (2) в ряд Фурье в интервале от 0 до T для амплитуды основной составляющей разложения, находим значение $\frac{2}{3} A$. Ампли-

туды других составляющих разложения Фурье на порядок и выше меньше амплитуды основной, резонансной, частоты и, кроме того, их частоты находятся вне полосы пропускания контура и потому их воздействием на контур можно пренебречь.

Таким образом, окончательно, для определения получаемого выигрыша чувствительности при применении резонансного метода накопления принимаемого радионизлучения слабых точечных источников получаем выражение:

$$k = \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{1 - e^{-\delta T}}{0,95} \right) \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}}. \quad (6)$$

Для случая антенн Бюраканского радиотелескопа на длине волны 1,5 м величина выигрыша чувствительности равна:

$$k \approx 12. \quad (7)$$

Прямое восхождение обнаруженного источника радиоизлучения можно определить с достаточной точностью следующим образом. Поскольку известно количество лепестков интерференционной картины вмещающихся в диаграмму направленности антенн, то прямое восхождение определится отсчитыванием назад половины этого числа лепестков, начиная с последнего возросшего лепестка, после которого начинается свободное затухание колебаний в системе. При этом возможно, что при наблюдении слабых источников будут записаны только последние два-три нарастающих по амплитуде лепестка и момент прохождения этих источников через меридиан не будет зарегистрирован на записи.

Теперь рассмотрим изменение воздействия источников на колебательную систему по мере перехода к источникам, все более далеко отстоящим от основного склонения, на которое настроена система. При воздействии на колебательную систему периодического сигнала с частотой ω , отличной от собственной частоты ω_0 системы, напряжение на конденсаторе эквивалентного контура будет определяться выражением:

$$u = \frac{2A\omega_0^2}{3\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\delta^2}} \left[\cos(\omega t - \psi) - e^{-\delta t} \left(\frac{\delta}{\omega_0} \cos \psi \sin \omega_0 t + \right. \right. \\ \left. \left. + \cos \psi \cos \omega_0 t + \frac{\omega}{\omega_0} \sin \psi \sin \omega_0 t \right) \right] -$$

$$\begin{aligned}
& -2A \sum \frac{\omega_0^2}{n^2 \pi^2 \sqrt{[\omega_0^2 - (\omega + n\Omega)^2]^2 + 4(\omega + n\Omega)^2 \delta^2}} \cdot \left\{ \cos [(\omega + n\Omega)t - \psi_{1n}] - \right. \\
& \left. - e^{-\delta t} \left(\frac{\delta}{\omega_0} \cos \psi_{1n} \sin \omega_0 t + \cos \psi_{1n} \cos \omega_0 t + \frac{\omega + n\Omega}{\omega_0} \sin \psi_{1n} \sin \omega_0 t \right) \right\} - \\
& -2A \sum \frac{\omega_0^2}{\pi^2 n^2 \sqrt{[\omega_0^2 - (\omega - n\Omega)^2]^2 + 4(\omega - n\Omega)^2 \delta^2}} \times \\
& \times \left\{ \cos [(\omega - n\Omega)t - \psi_{2n}] - e^{-\delta t} \left(\frac{\delta}{\omega_0} \cos \psi_{2n} \sin \omega_0 t + \cos \psi_{2n} \cos \omega_0 t + \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{\omega - n\Omega}{\omega_0} \sin \psi_{2n} \sin \omega_0 t \right) \right\},
\end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned}
\operatorname{tg} \psi &= \frac{2\omega\delta}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \operatorname{tg} \psi_{1n} = \frac{2(\omega + n\Omega)\delta}{\omega_0^2 - (\omega + n\Omega)^2}, \quad \operatorname{tg} \psi_{2n} = \frac{2(\omega - n\Omega)\delta}{\omega_0^2 - (\omega - n\Omega)^2} \\
&(n = 1, 2, 3 \dots).
\end{aligned}$$

При частоте воздействующего сигнала ω , мало отличающейся от собственной частоты ω_0 системы, что соответствует рассматриваемым далее случаям, можно принять $\frac{\omega}{\omega_0} \approx 1$. Допуская все возможные приближения, выражение (8) можем написать в виде:

$$\begin{aligned}
u &= \frac{2A\omega_0^2}{3\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\delta^2}} (1 - e^{-\delta t}) \cos(\omega_0 t - \psi) - \\
& - \frac{2A\omega_0^2}{\pi^2 \sqrt{[\omega_0^2 - (\omega \pm \Omega)^2]^2 + 4(\omega \pm \Omega)^2 \delta^2}} (1 - e^{-\delta t}) \cos(\omega_0 t - \psi) - \\
& - \frac{2A\omega_0^2}{4\pi^2 \sqrt{[\omega_0^2 - (\omega \pm 2\Omega)^2]^2 + 4(\omega \pm 2\Omega)^2 \delta^2}} (1 - e^{-\delta t}) \cos(\omega_0 t - \psi).
\end{aligned} \quad (9)$$

Рассмотрение этого уравнения показывает, что для источников, имеющих частоту лепестков интерференционной картины ω_1 такую, что

$$\omega_1 \pm \Omega = \omega_0,$$

второй член правой части будет действовать в резонанс с колебательной системой. Определяемая этим членом конечная амплитуда колебаний контура пропорциональна:

$$K_{12} \approx \frac{2}{\pi^2} Q (1 - e^{-\delta T}).$$

При той же воздействующей частоте первый член правой части выражения (9) будет возбуждать в контуре колебания с амплитудой

$$K_{11} \approx \frac{\omega_0}{3\Omega} (1 - e^{-\delta T}).$$

Амплитудой, определяемой третьим членом, можно пренебречь и, следовательно, амплитуда колебаний контура, получаемая при воздействии на колебательную систему сигнала с частотой $\omega_1 = \omega_0 \mp \Omega$, приблизительно равна

$$K_1 = K_{12} - K_{11} \approx \left(\frac{2Q}{\pi^2} - \frac{\omega_0}{3\Omega} \right) (1 - e^{-\delta T}). \quad (10)$$

Амплитуда же колебаний, получаемая при воздействии на систему сигнала с частотой ω_0 (собственная частота системы), пропорциональна:

$$K_0 = \frac{2}{3} Q (1 - e^{-\delta T});$$

отсюда

$$\frac{K_1}{K_0} = \frac{3}{2Q} \left(\frac{2Q}{\pi^2} - \frac{\omega_0}{3\Omega} \right); \quad (11)$$

откуда для параметров нашей системы имеем

$$\frac{K_1}{K_0} = 0,2, \quad (12)$$

При воздействии на колебательную систему сигнала с промежуточной частотой ω_{\min} ($\omega_0 < \omega_{\min} < \omega_1$ или соответственно $\omega_0 > \omega_{\min} > \omega_1$) коэффициенты при первых двух членах правой части выражения (9) станут равными друг другу и выигрыш системы сведется к минимальному для этого промежутка, определяемому третьим членом правой части выражения (9). При этом отношение $\frac{K_{\min}}{K_0}$ порядка 10^{-3} .

Для источников, имеющих частоту лепестков интерференционной картины такую, что

$$\omega_2 \pm 2\Omega = \omega_0,$$

с колебательной системой будет резонировать третий член правой части выражения (9). При этом

$$\frac{K_2}{K_0} \approx 0,1. \quad (13)$$

Определим теперь частоту ω_n лепестков интерференционной картины тех источников радиочлучения, которые дадут выигрыш в два раза меньший, чем источники с ω_0 . Можем написать

$$\frac{K_0}{K_n} = \frac{QV(\omega_0 \pm \omega_n)^2 + 4n^2 \delta^2}{\omega_0^2} = 2.$$

Отсюда, после преобразования, находим:

$$\frac{\omega_n}{\omega_0} = 1 \pm \frac{\sqrt{3}}{2Q};$$

при $Q = 100$

$$\omega_n = \omega_0 \pm \omega_0 \frac{0,87}{100}. \quad (14)$$

Таким образом, амплитуда колебаний колебательной системы упадет вдвое уже при отклонении частоты на 1% от резонансной частоты.

Склонения, соответствующие источникам с частотами лепестков интерференционной картины ω_n и ω_1 , будут соответственно определяться выражениями:

$$\cos \delta_n = \frac{\operatorname{tg} \frac{\Delta\varphi}{2}}{\operatorname{tg} \frac{15 t_0}{2(1 \pm 0,01)}},$$

$$\cos \delta_1 = \frac{\operatorname{tg} \frac{\Delta\varphi}{2}}{\operatorname{tg} \frac{15 T_0 t_0}{T_0 \pm t_0}}; \quad (15)$$

где $\Delta\varphi$ — угловая величина лепестка интерференционной картины, t_0 — период лепестков, а T — часовой угол полного раствора главного лепестка диаграммы направленности антенн для склонения с резонансной частотой лепестков интерференционной картины.

На рис. 3 приведены кривые зависимости выигрыша от частоты воздействующих сигналов при применении резонансной колебательной системы. По оси абсцисс отложены периоды лепестков интерференционной картины, а также

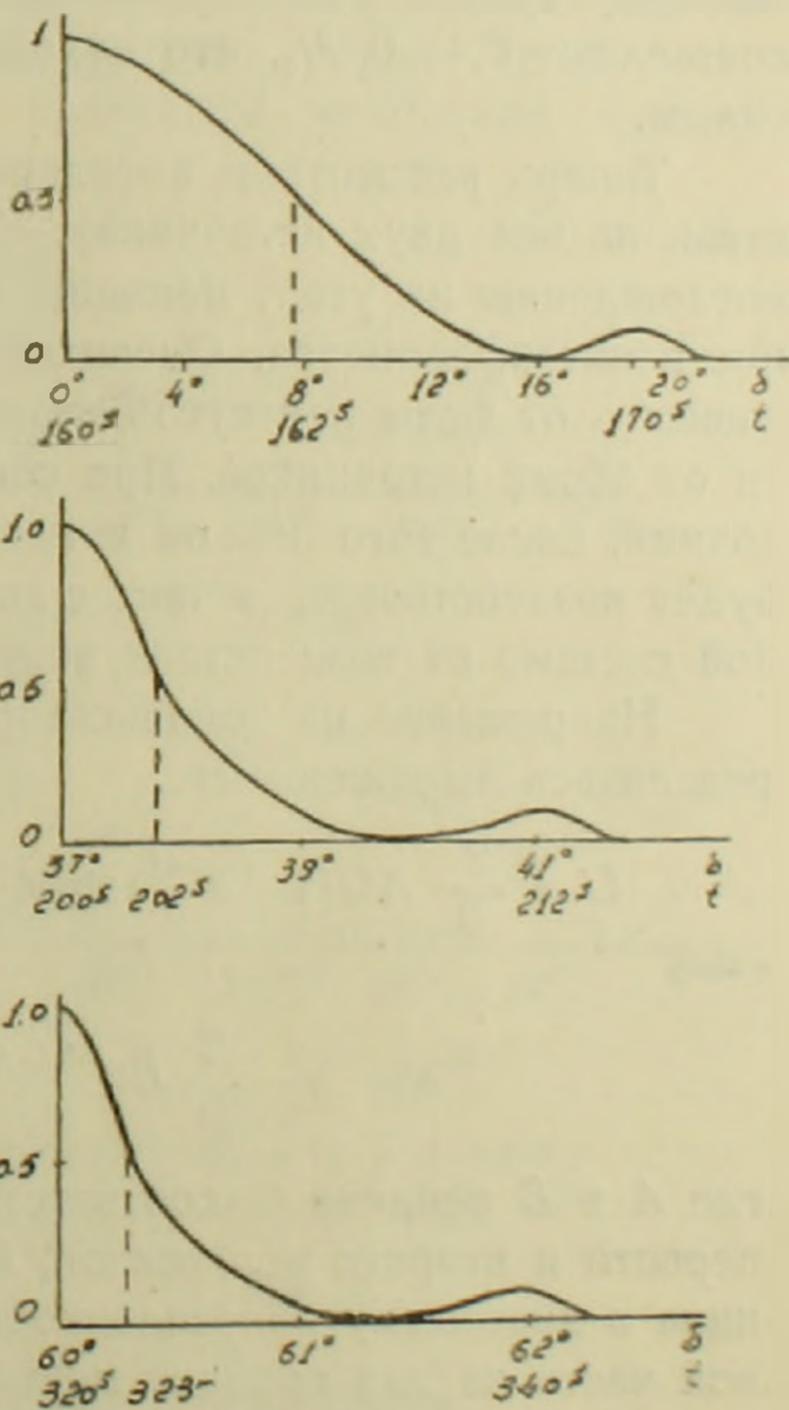


Рис. 3.



соответствующие им склонения. Собственные частоты колебательной системы приняты равными соответственно 1/160, 1/200 и 1/320 гц.

Рассмотрение рис. 3 показывает, что применение метода резонансного накопления принимаемого радиоизлучения дает значительное повышение разрешающей силы радиотелескопа по склонению. Это преимущество метода растет с повышением склонения, и уже на склонении $\delta = 60^\circ$ полоса пропускания системы становится равной $35'$. (Полоса пропускания определяется той частотой воздействующего на систему сигнала, при которой выигрыш в два раза меньше выигрыша, имеющего место при воздействии сигнала с резонансной частотой).

Поскольку обычно у антенн интерференционных радиотелескопов диаграмма направленности по склонению довольно широкая, то при применении предлагаемого метода детальное наблюдение довольно широкой полосы склонений можно произвести при неподвижных антеннах интерферометра одновременным применением нескольких резонансных колебательных систем с несколько отличными собственными частотами.

Из этого же рисунка следует, что для реализации приведенных преимуществ необходима большая стабильность (порядка 0,5—1%) тех параметров резонансной колебательной системы, которые определяют ее собственную частоту. Эксперименты показали, что максимальные флуктуации собственной частоты примененной в Бюракане схемы составляют 0,4—0,5%, что находится в пределах полосы пропускания схемы.

Теперь рассмотрим поведение колебательной системы при воздействии на нее двух источников, удаленных друг от друга по прямому восхождению на угол, меньший угла раствора диаграммы направленности интерферометра. Очевидно, что результат будет очень сильно зависеть от фазы лепестков интерференционных картин, получающихся от обоих источников. При совпадении фазы лепестков второй источник, после того как он войдет в диаграмму направленности антенн, будет воздействовать в такт с колебаниями, возникшими в колебательной системе от воздействия первого источника.

Напряжение на конденсаторе эквивалентного контура будет определяться выражением:

$$U = \frac{2}{3} A Q (1 - e^{-\delta t}) \sin \omega t + \frac{2}{3} B Q (1 - e^{-\delta(t-t_1)}) \sin \omega t - \frac{2}{6} B e^{-\delta(t-t_1)} \sin \omega t_1 \sin \omega (t - t_1), \quad (16)$$

где A и B величины соответственно пропорциональные мощностям первого и второго источников, t_1 — момент вхождения второго источника в диаграмму направленности радиотелескопа. Третий член правой части на два порядка меньше первых двух и им можно пренебречь, так что напряжение будет определяться только двумя первыми членами. Для случая наблюдения таких интенсивных источников, ког-

да на записи видны уже первые лепестки от первого источника, после вхождения второго источника в диаграмму, на экспоненциально растущей огибающей амплитуды колебаний резонансной системы будет заметен излом. Если же лепестки интерференционной картины становятся заметными только тогда, когда уже и второй источник находится в диаграмме направленности антенн, то запись может быть интерпретирована как воздействие одного источника, имеющего интенсивность, равную сумме интенсивностей обоих источников.

Когда же оба рассматриваемых источника радиоизлучения находятся друг от друга на таком угловом расстоянии по прямому восхождению, что колебания, поступающие на вход колебательной системы, находятся в противофазе, напряжение на конденсаторе эквивалентного контура будет равно:

$$U = \frac{2}{3} AQ (1 - e^{-\delta t}) \sin \omega t - \frac{2}{3} BQ (1 - e^{-\delta(t-t_1)}) \sin \omega t + \frac{2}{6} B e^{-\delta(t-t_1)} \sin \omega t_1 \sin \omega (t - t_1). \quad (17)$$

Здесь также можно пренебречь третьим членом правой части. Вид огибающей амплитуды колебаний резонансной системы будет определяться соотношением между мощностями обоих источников, а также временем t_1 . На рис. 4 приведены некоторые примеры огибающей амплитуды колебаний при определенно заданных параметрах A , B и t_1 . Очевидно, что при произвольных величинах A , B и t_1 будет иметь место большое многообразие видов огибающих амплитуды колебаний резонансной системы.

Резюмируя, можно сказать, что по форме огибающей амплитуды колебаний резонансной системы в некоторых случаях можно будет определить число источников, одновременно воздействующих на колебательную систему. Что же касается их разделения, т. е. определения в отдельности их прямых восхождений и

интенсивностей, то практически это почти невыполнимо.

Таким образом, применение резонансной колебательной системы на выходе интерференционного радиотелескопа дает:

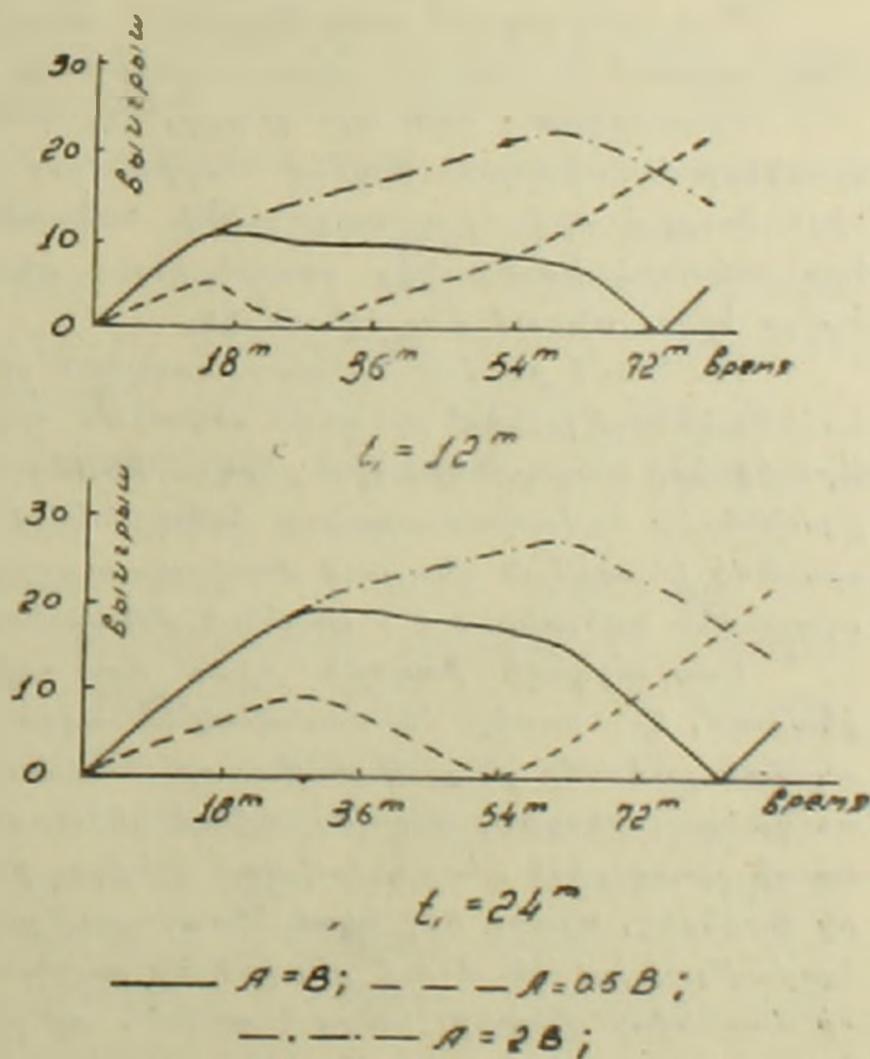


Рис. 4.

а) значительное повышение чувствительности радиотелескопа (на порядок) и

б) существенное повышение разрешающей силы радиотелескопа по склонению (порядка 20' на больших склонениях).

В заключение автор выражает признательность С. Э. Хайкину за руководство настоящей работой.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Академии наук Армянской ССР.

Ն. Մ. ԹՈՎՄԱՍՅԱՆ

Ինտերֆերենցիոն ուղիուստղադիտակի զգայնության բարձրացման մասին

Հաղորդում 11

Տվյալ աշխատանքում քննարկված են մեր նախորդ աշխատանքում ⁽¹⁾ ուղիուստղադիտակի զգայնությունը բարձրացնելու համար առաջարկված մեթոդի քանակական առավելությունները:

Ուղիոնտերֆերոմետրի ելքում ռեզոնանսային տատանողական սխեմայի կիրառման դեպքում ստացվող շահույթը որոշելու համար լուծված է տատանողական սխեմայի համապատասխան հավասարումը:

Շահույթը որոշվում է ⁽⁶⁾ արտահայտությամբ և կախված է տատանողական սխեմայի պարամետրերից և այն ժամանակից, որում ուղիուստղադիտակը անցնում է ինտերֆերոմետրի անտենաների դիագրամով:

Մեր օգտագործած տատանողական սխեմայի և Բյուրականի աստղադիտարանի 1,5 մետր ալիքում աշխատող ուղիուստղադիտակի դեպքում շահույթը հավասար է 10—15:

Դիտարկված է նաև այն դեպքը, երբ տատանողական սխեմայի վրա ազդող ազդանշանների հաճախականությունը տարրերվում է սխեմայի սեփական հաճախականությունից: Ցույց է տրված, որ ազդանշանի հաճախականությունն արդեն մեկ տոկոսով սեփական հաճախականությունից տարրերվելու դեպքում ⁽¹⁴⁾ սխեմայի տատանման ամպլիտուդը երկու անգամ փոքրանում է:

Գծ. 3-ում բերված են տատանողական սխեմայի ամպլիտուդի կախումը ազդանշանի հաճախականությունից՝ սխեմայի սեփական հաճախականության երեք դեպքերի համար: Արտաքինների առանցքների վրա բերված են ինտերֆերենցիոն պատկերների հաճախականություններին համապատասխանող հակումները: Գծագրից երևում է, որ տատանողական սխեմայի կիրառման դեպքում ուղիուստղադիտակի ընտրողականությունը ըստ հակման զգայիորեն ավելանում է և արդեն $\delta=60^\circ$ -ի համար հասնում է 20° :

Էստ ուղղակի ծագման իրար մոտ գտնվող երկու այնպիսի ուղիուստղադիտակների դեպքում, երբ նրանք միաժամանակ են ազդում տատանողական սխեմայի վրա, հավասարման լուծումը ցույց է տալիս, որ տատանողական սխեմայի տատանումների ամպլիտուդի էքսպոնենցիալ աճը խախտվում է: Տատանողական սխեմայի տատանումների ամպլիտուդի պարուրիչի տեսքը կախված է երկու ինտերֆերենցիոն պատկերների թերթիկների ֆազերից, նրանց մեջ եղած հեռավորությունից և երկու աղբյուրների հարյուրերկու հարյուրյունից: Գծ. 4-ում բերված են տատանումների ամպլիտուդի պարուրիչի մի քանի մասնավոր դեպքեր: Ցույց է տրված, որ ընդհանուր դեպքում հնարավոր չէ, նշելով երկու աղբյուրների իրար մոտ գտնվելը, իրարից դատել նրանց:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Г. М. Товмасян, ДАН АрмССР, XXV, № 3, (1957). ² Г. Б. Белоцерковский, Антенны, Оборонгиз, М., 1956. ³ Переходные процессы в электрических цепях при передаче импульсов, под редакцией А. Я. Брейтбарга, изд. Сов. радио, М., 1950.