

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНСТВО СВЯЗИ**

**Федеральное государственное образовательное бюджетное  
учреждение высшего профессионального образования  
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЙ  
им. проф. М.А. БОНЧ-БРУЕВИЧА»**

**Дмитриева В. , Косарев А.В., Межевов П. ,Смирнов Р.В.**

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН И АНТЕННО-  
ФИДЕРНЫЕ УСТРОЙСТВА.**

Учебное пособие

Часть 2

**СПб ГУТ )))**

**Санкт-Петербург  
2017**

УДК 621.396.67(076.5)

ББК 3845я73

К 14

Рекомендовано к печати редакционно-издательским советом СПбГУТ

**Дмитриева В. ..., Косарев А.В., Межевов П..... Смирнов Р.В.**

Распространение радиоволн и антенно-фидерные устройства: Учебное пособие Часть 2. *Косарев А.В., Смирнов Р.В.....* – СПб.: Изд-во «Телеком» ГОУВПО СПбГУТ, 2017.- ?? с.

Содержатся теоретические сведения, необходимые для выполнения расчетных заданий и лабораторных работ по курсу «Распространение радиоволн и антенно-фидерные устройства». Рассматриваются физические модели вибраторных антенн, примеры их численного анализа и практического использования. Содержание учебного пособия ориентировано на использование учебного оборудования, разработанного и изготовленного ООО «УМЦ СПбГУТ». Предназначено для студентов, изучающих дисциплину «Распространение радиоволн и антенно-фидерные устройства».

Косарев А.В., Смирнов Р.В. ....2017  
Государственное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Санкт-Петербургский государственный университет  
Телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича», 2017

## ***1. Спиральные антенны.***

### **1.1. Основные характеристики спиральной антенны. Пространственные гармоники.**

Наряду с рассмотренными в первой части учебного пособия вибраторными на практике широко используются спиральные антенны. Оценки показывают, что они обеспечивают ширину диаграммы направленности порядка  $(40 - 70)^\circ$  и входное сопротивление, активная составляющая которого не превышает 100 Ом, а реактивность 10 Ом.

Основным достоинством спиральных антенн является их широкополосность – с их помощью может быть обеспечено более чем двукратное перекрытие частотного диапазона, в пределах которого не только характеристики направленности, но и степень согласования с питающей линией остаются в пределах заданного диапазона значений.

Главной особенностью спиральных антенн, отличающей их от вибраторных, является эллиптическая (в общем случае) поляризация излученных ими волн.

Основные элементы спиральной антенны показаны на рис.1.а,б,в. Она состоит из металлической спирали, навитой на опорный цилиндр (рис.1.а) и металлического экрана. Для питания спиральной антенны могут использоваться различные фидеры. Ниже рассматривается вариант использования коаксиальной линии. Центральный проводник коаксиала является продолжением спирали. Оплетка кабеля соединена с экраном. Последний служит для согласования антенны с питающим кабелем и ослабления обратного излучения спирали.

Согласование также обеспечивается подбором формы первого витка спирали (рис.1.б). В первом приближении часть его, расположенная в непосредственной близости от экрана, может рассматриваться как отрезок длинной линии, включенной последовательно с входным сопротивлением антенны. Изменение геометрических размеров этого участка приводит к изменению волнового сопротивления и, как следствие, коэффициента отражения от места соединения спирали и центрального проводника коаксиала. Следует отметить, что это не единственный способ согласования, применяемый на практике.

Опорный цилиндр (рис.1.а) не является обязательным элементом антенны. При достаточной механической жесткости спирали он не используется. Если же его применение необходимо, то для его изготовления используются диэлектрические материалы, которые обладают малыми потерями в частотном диапазоне антенны. С электродинамической точки зрения диэлектрический цилиндр может приводить к заметному изменению параметров антенны потому, что наличие диэлектрика меняет структуру электромагнитного поля в окрестности спирали.

Спиральная антенна характеризуется следующими геометрическими параметрами:

- диаметр спирали  $D$ ;
- шаг спирали  $S$ ;
- число витков спирали  $N$ ;

-диаметр экрана  $D_э$ .

Общая длина спирали  $h$  определяется простым соотношением:

$$h = NS \quad (1).$$

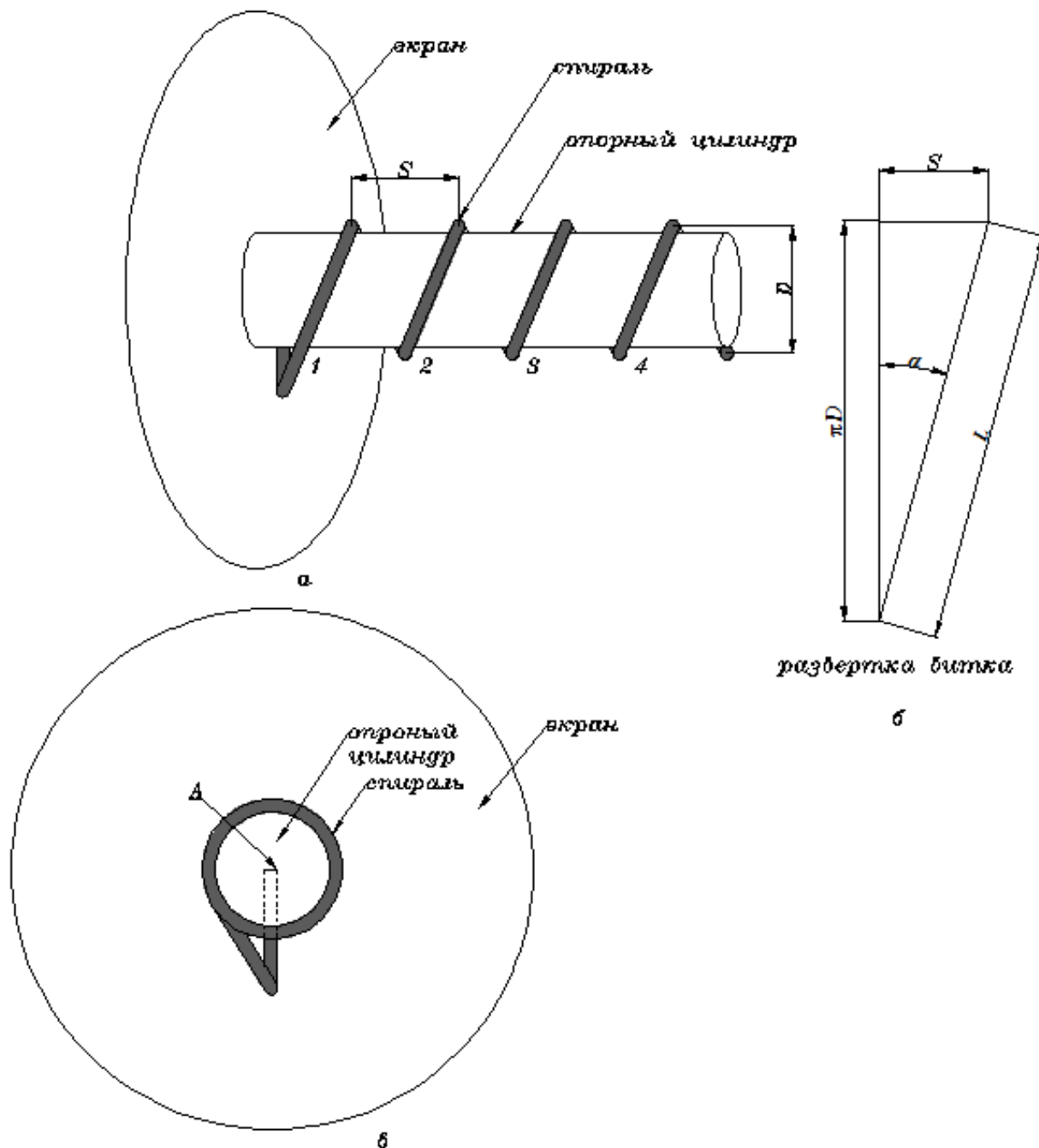


Рис.1.

При анализе спиральной антенны используются дополнительные ее геометрические характеристики. Они поясняются рис.1.в., на котором показана развертка одного витка спирали на плоскость. К ним относятся:

-длина витка спирали  $L$ :

$$L = \sqrt{(\pi D)^2 + S^2};$$

-угол подъема витка спирали  $\alpha$ .

Для определения поля излучения спиральной антенны необходим строгий электродинамический анализ. В этом случае спираль

рассматривается как замедляющая система [1, 2]. Вдоль нее распространяется волна тока, которая возникает под действием приложенного между экраном и проводом спирали напряжения. Скорость этой волны вдоль провода спирали ( $v_0$ ) определяется относительными диэлектрической ( $\epsilon$ ) и магнитной ( $\mu$ ) проницаемостями среды, в которую она помещена. Поэтому наличие опорного диэлектрического цилиндра (рис.1.а, б) уменьшает значение скорости  $v_0$ , по сравнению с воздушным заполнением. Комплексный вектор плотности тока  $\mathbf{J}$  можно определить следующим образом:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_0 e^{-ikx} \quad (2).$$

Здесь: -  $\mathbf{J}_0$  – комплексная амплитуда вектора плотности тока. Не нарушая общности рассуждений можно считать, что проекции этого вектора определяются действительными числами (начальная фаза равна нулю);

$$- k - \text{волновое число: } k = \frac{2\pi}{\lambda};$$

-  $\lambda$  – длина волны тока, определяемая источником возбуждения;

-  $x$  – координата вдоль спирали.

Скорость  $v_0$  определяется известным соотношением:

$$v_0 = \omega/k \quad (3),$$

$\omega$  – частота волны тока, определяемая источником возбуждения.

Бегущая по виткам спирали волна тока является источником электромагнитного поля. Определять это поле необходимо, учитывая периодическую пространственную структуру антенны - пространственный период равен шагу спирали  $S$  на рис.1.а.

Дальнейший анализ предполагает введение вспомогательной цилиндрической системы координат с началом в точке  $O$  (рис.2). Положение точки  $P$  на спирали определяется значениями продольной координаты  $z$ , радиус-вектора  $\rho$  и угла  $\varphi$  и соответствующими единичными ортами  $\mathbf{z}_0$ ,  $\boldsymbol{\rho}_0$  и  $\boldsymbol{\varphi}_0$ .

Спираль заменяется цилиндром, в который она вписывается. Боковая поверхность цилиндра предполагается анизотропно проводящей – проводимость в месте прохождения витка равна бесконечности и нулю в промежутке между ними. Комплексный вектор плотности тока (2) в цилиндрической системе задается двумя проекциями на единичные орты  $\mathbf{z}_0$  и  $\boldsymbol{\varphi}_0$ :  $J_z, J_\varphi$ . Они, в свою очередь, определяется следующим образом:

$$J_p = J_{0p} e^{-i\beta z} F(\varphi, z) \quad (4).$$

Здесь:

-  $J_p$  – комплексная амплитуда одной из двух проекций ( $p$  соответствует либо  $\varphi$ , либо  $z$ );

-  $J_{0p}$  – амплитудное значение проекции;

-  $\beta$  - волновое число, определяющее волновой процесс вдоль оси  $z$  выбранной цилиндрической системы координат;

-  $F(\varphi, z)$  – функция, учитывающая зависимость составляющих  $\mathbf{J}$  от пространственных координат  $\varphi, z$  цилиндрической системы. Координата  $r$  на поверхности цилиндра неизменна (рис.2).

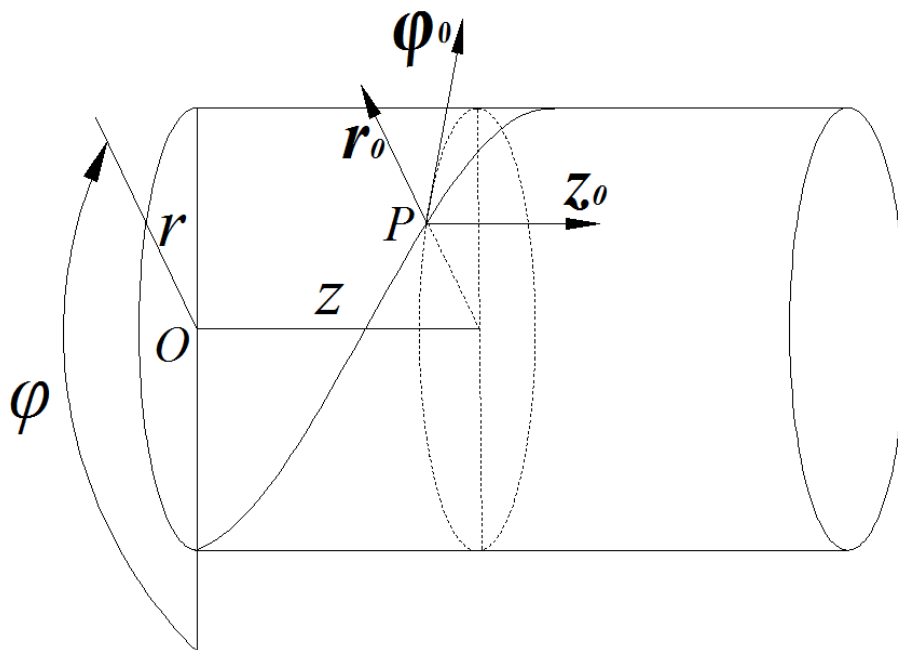


Рис.2.

Фактически проведенная замена необходима только для более удобного описания источника поля в выбранной системе координат.

Следует учитывать, что скорость волны  $v$ , определяемая волновым числом  $\beta$ :

$$v = \omega / \beta \quad (5)$$

вдоль координаты  $z$ , меньше, чем  $v_0$ . Это обусловлено различием геометрических путей, определяемых вдоль спирали (координата  $x$ ) и оси  $z$  (рис.1, 2).

Для дальнейшего анализа необходимо учесть пространственную периодичность спирали. Аналитически эту периодичность можно определить следующим образом. Точка на спирали «переходит сама в себя» при одновременном смещении вдоль оси  $z$  и соответствующем повороте на угол  $\varphi$ . При этом между  $\varphi$  и  $z$  должно выполняться простое соотношение:

$$\varphi + (2\pi z)/S = const \quad (6).$$

Легко проверить, что при выполнении этого соотношения исходная точка с координатами  $\varphi_0 = 0$ ,  $z_0 = 0$ , например, останется на спиральной линии при их изменении в соответствии с условием (6).

Функция  $F(\varphi, z)$  должна учитывать это свойство. В цилиндрической системе координат она обладает свойством периодичности как по координате  $\varphi$  (период  $2\pi$ ), так и по координате  $z$  (период  $S$ ). Условие (6) определяет ее зависимость от комбинации  $(\varphi + (2\pi z)/S)$ , а не от координаты  $z$  и  $\varphi$  в отдельности. Таким образом, учитывая свойство периодичности, функцию  $F(\varphi, z)$  можно разложить в ряд Фурье:

$$F(\varphi, z) = F(\varphi + (2\pi z)/S) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} F_n e^{in(\varphi + (2\pi z)/s)} \quad (7).$$

$$n=-\infty$$

Здесь  $F_n$  – амплитудный коэффициент.

Подставляя (7) в выражение (4) определяем проекции вектора плотности тока  $J_p(r, \varphi, z)$  в витках спирали следующим образом:

$$J_p(r, \varphi, z) = J_{p0} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} F_n e^{i(n\varphi - (\beta - (2\pi n z)/s))} \quad (8).$$

Отдельные слагаемые суммы (8) носят название пространственных гармоник. Они имеют зависимость от координат  $\varphi$  и  $z$ . Каждая из них может рассматриваться как бегущая вдоль оси  $z$  волна:

$$(J_p(r, \varphi, z))_n = J_{p0} F_n e^{in\varphi} e^{-i(\beta - (2\pi n)/s)z} \quad (9).$$

Волновое число  $\beta_n$ , соответствующее пространственной гармонике с номером  $n$ , определяется, как это следует из выражения (9), следующим образом:

$$\beta_n = \beta - (2\pi n)/s \quad (10).$$

Поскольку индекс  $n$  принимает значения из бесконечного интервала  $-\infty > n > \infty$ , волновые числа  $\beta_n$  пространственных гармоник могут принимать как положительные так и отрицательные значения. Это означает, что волны, соответствующие пространственным гармоникам, могут распространяться как в положительном, так и в отрицательном направлении оси  $z$ .

Амплитуды и фазы волн, соответствующих пространственным гармоникам ( $J_{p0} F_n$ ), зависят от геометрических параметров спирали  $D, S$  и длины волны  $\lambda$  ( $\lambda = c/f$ ;  $f = \omega/2\pi$ ).

Решение задачи об определении поля излучения спирали методами электродинамики показывает, что анизотропным граничным условиям на поверхности цилиндра (рис. 2) удовлетворяет только вся бесконечная суперпозиция пространственных гармоник, а не отдельная ее оставляющая. На практике наблюдается явление, называемое пространственным резонансом. При определенных условиях одна из пространственных гармоник в бесконечной сумме оказывается преобладающей и практически полностью определяет структуру поля излучения антенны. Говорят, что для этой гармоники выполнены условия резонанса, которые определяются геометрическими размерами спирали и длиной волны.

С физической точки зрения условия резонанса можно пояснить следующим образом. Обычно угол подъема витка спирали  $\alpha$  (рис.1. в) не превышает  $20^\circ$ . Поэтому приближенно можно считать, что каждый виток спирали мало отличается от окружности и эквивалентен кольцевой антенне [ 2 ]. При выполнении приближенного равенства:

$$L = n\lambda \quad (11)$$

вдоль витка укладывается целое количество длин волн тока. Распределение тока вдоль витка при этом практически совпадает с распределением тока пространственной гармоники с номером  $n$ . Именно она и резонирует в этом случае.

Легко понять, что условие (11) соответствует тому, что распределение тока во всех витках спирали одинаково и меняется во времени синфазно. За счет излучения все витки оказываются связанными между собой и для волны тока, вследствие этого, наблюдается сильная дисперсия. Это проявляется в том, что волновое число  $\beta_n$  резонирующей гармоники, а, следовательно, длина волны  $\lambda$ , определяющая ее пространственный период и скорость ее распространения  $v$ , сложным образом зависят от частоты  $\omega$ . В результате условие резонанса (11) сохраняется в широком диапазоне частот.

При анализе спиральной антенны можно считать, что каждый ее виток представляет собой отдельный элементарный кольцевой излучатель. Суперпозиция излученных ими полей и определяет свойства антенны в целом. Суммарное поле излучения спиральной антенны определяется в сферической системе координат, ориентация единичных ортов которой относительно оси спирали соответствует рис. 3.

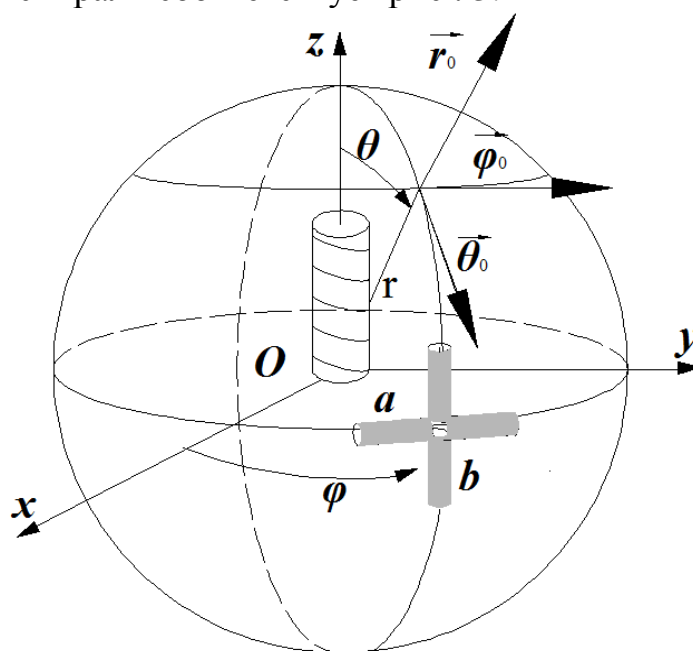


Рис. 4.

### 1.2. Поле излучения кольцевой антенны.

Как упоминалось выше, каждый виток спирали заменяется кольцевой антенной, имеющей форму окружности диаметра  $D$  (рис.1. а), с током, соответствующим выражению (2). Легко понять, что в действительности виток заменяется своей проекцией на плоскость перпендикулярную оси антенны, а ток в контуре определяется только одной проекцией – на ось  $\varphi$ . В итоге вся спираль приближенно представляет собой антенну бегущей волны [1, 2, 3] с числом элементов совпадающим с числом ее витков  $N$ .

В выбранной сферической системе координат (рис. 3) напряженность электрического поля кольцевой антенны в дальней (волновой) зоне определяется двумя составляющими:

$$\mathbf{E} = \varphi_0 \mathbf{E}_\varphi + \theta_0 \mathbf{E}_\theta \quad (12).$$



Решение внешней задачи для кольцевой антенны в общем случае позволяет определить проекции вектора напряженности электрического поля  $E$  следующими выражениями [2, 4]:

$$E_{\theta} = i \frac{30kD \cos \theta}{2r} \int_0^{2\pi} I(\varphi) e^{ik \sin \theta \cos \varphi} (\sin \varphi)^2 d\varphi \quad (13),$$

$$E_{\varphi} = i \frac{30kD}{2r} e^{-ikr} \int_0^{2\pi} I(\varphi) e^{ik(D/2) \sin \theta \cos \varphi} \cos \varphi d\varphi \quad (14).$$

Здесь зависимость в распределении тока от координаты  $x$ , направленной вдоль витка, заменена зависимостью от угловой координаты  $\varphi$  в соответствии с выражением:

$$x = (D/2)\varphi \quad (15).$$

Вследствие осевой симметрии (рис.3) зависимость составляющих поля  $E_{\varphi}$ ,  $E_{\theta}$  от угловой координаты  $\varphi$  отсутствует.

Зависимость от угловой координаты  $\theta$  определяет структуру поля соответствующей пространственной гармонике. Она зависит от соотношения геометрических размеров диаметра спирали  $D$  и длины волны  $\lambda$ .

Строгий электродинамический анализ показывает, что каждая из пространственных гармоник может резонировать в определенном частотном интервале. Так, простейшая волна, которой соответствует индекс  $n = 0$  в сумме (8), существует тогда, когда длина витка  $L$  меньше  $\lambda$  и исчезает, когда нарушается неравенство:

$$\frac{\pi D}{\lambda} > \frac{\cos(\alpha)}{1 - \sin(\alpha)} \quad (16).$$

Рис. 4 иллюстрирует этот случай и соответствует условию  $D \ll \lambda$ . Распределение тока  $I(x)$  вдоль витка спирали можно при этом считать равномерным, а условия (16) – определяющими пространственный резонанс для гармоники с номером  $0$ .

Любым двум диаметрально противоположным точкам на эквивалентной витку кольцевой антенне соответствует равное по величине, но противоположное по направлению значение тока. В результате излучение в направлении нормали к кольцу (вдоль оси спиральной антенны) отсутствует.

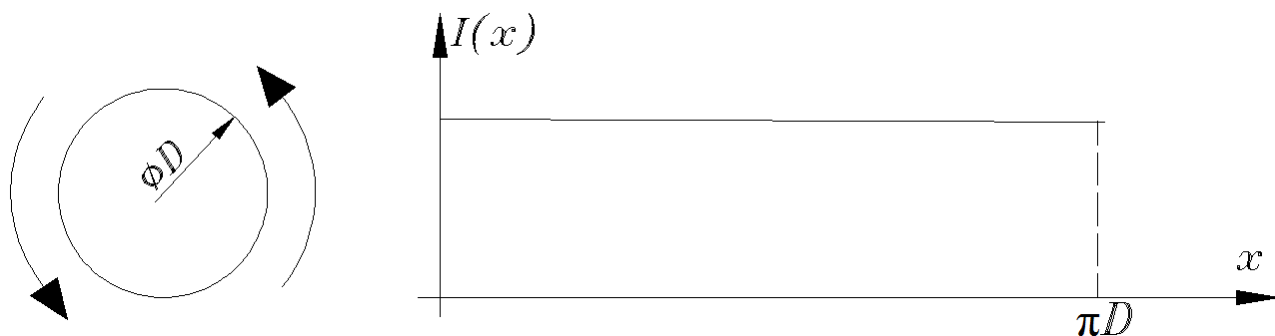


Рис. 4.

Поскольку два диаметрально противоположных элемента кольца представляют собой два противофазных облучателя, разнесенных на

расстояние  $D$ , их поля излучения в направлении, перпендикулярном к оси спирали не компенсируются полностью. В результате реализуется режим "бокового" излучения.

Поскольку ток вдоль витка постоянен, подынтегральное выражение в (14) является нечетной функцией и  $E_\varphi=0$ . Поле излучения в этом случае определяется только одной проекцией  $E_\theta$ . Кольцевая антенна в рассматриваемом случае по своим свойствам эквивалентна элементарному магнитному излучателю [2, 4]. На практике такой режим для спиральной антенны обычно не используется. Поэтому его анализ детальный анализ не проводится.

На рис. 5 показан случай, когда вдоль витка спирали (или эквивалентной ему кольцевой антенны) укладывается один пространственный период распределения тока  $I(x)$  [2, 4]. Он поясняет условие резонанса для пространственной гармоники с номером  $n=1$ .

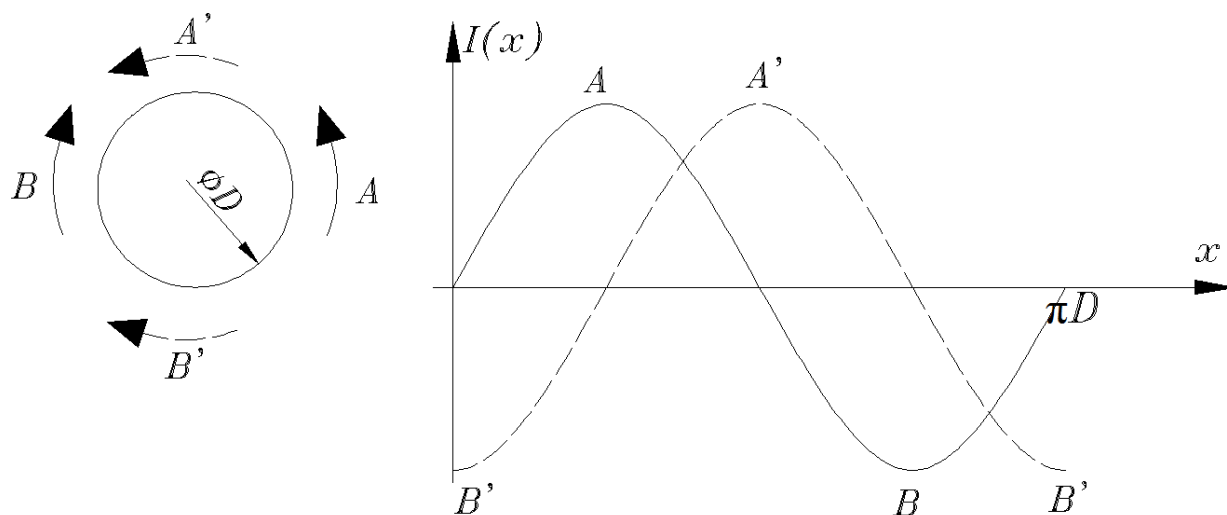


Рис.5.

На распределении тока отмечены две точки  $A$  и  $B$ , разнесенные на половину пространственного периода. Поскольку длина витка равна в точности длине волны  $\lambda$ , на кольцевой антенне им соответствуют две диаметрально противоположные точки с одинаковым по величине и направлению значением тока.

В кольцевой антенне реализован режим бегущей волны, поэтому распределение тока смещается вдоль ее проводника. На рис. 5 пунктиром показаны точки  $A'$  и  $B'$ , соответствующие моменту времени, отстоящему от начального на четверть временного периода. На кольцевой антенне им также соответствуют две диаметрально противоположные точки с одинаковым по величине и направлению значением тока, но повернутые вокруг оси антенны на  $90^\circ$ .

С течением времени, за счет существования бегущей волны тока в спирали, происходит вращение выделенных элементов тока в соответствии с направлением намотки спирали. Синхронно с элементами вращается и вектор напряженности электрического поля  $E$ . В общем случае спиральная антенна в этом режиме формирует электромагнитное поле с эллиптической поляризацией. При выполнении определенных ниже условий, поляризация

излученной волны становится круговой в направлении нормали к витку. Условия существования данного режима определяются неравенством [2, 4]:

$$\frac{\cos(\alpha)}{1 + \sin(\alpha)} < \frac{\pi D}{\lambda} < \frac{\cos(\alpha)}{1 - \sin(\alpha)} \quad (17).$$

Каждая из двух компонент (12) вектора напряженности электрического поля характеризуется своей функцией  $F_\theta(\theta)$ ,  $F_\varphi(\theta)$ , играющей для них роль диаграммы направленности. В случае, когда периметр кольцевой антенны кратен длине волны:

$$\frac{\pi D}{\lambda} = n; \quad n=0, 1, 2... \quad (18),$$

наступает явление резонанса для соответствующей пространственной гармоники и выражения, определяющие  $F_\theta(\theta)$ ,  $F_\varphi(\theta)$  упрощаются и имеют вид [2, 4]:

$$F_\theta = \text{abs}(2ctg(\theta)J_n(n\sin(\theta))) \quad (19),$$

$$F_\varphi = \text{abs}(J_{n-1}(n\sin(\theta)) - J_{n+1}(n\sin(\theta))) \quad (20).$$

Здесь  $J_m(x)$  – функция Бесселя 1 рода порядка  $m$  от аргумента  $x$ . Ясно, что выражения (19), (20) определяются только номером гармоники  $n$  и угловой координатой  $\theta$ .

При изменении длины волны излучения характеристики направленности  $F_\theta(\theta)$ ,  $F_\varphi(\theta)$  уже не могут вычисляться по формулам (19), (20), но из за явления дисперсии условие резонанса (18) сохраняется в широком диапазоне частот и форма зависимостей при этом меняется не существенно. Поэтому они пригодны для практического использования во всем диапазоне значений параметров антенны, определяющем условия резонанса соответствующей пространственной гармоники (условия (17), например, для первой пространственной гармоники).

Предыдущий анализ показал, что поляризация излученной волны в общем случае эллиптическая. Коэффициент поляризации определяется отношением двух проекций вектора напряженности электрического поля [2, 4]:

$$p = \frac{E_\theta}{E_\varphi} = 2ctg(\theta) \frac{J_n(n\sin(\theta))}{J_{n-1}(n\sin(\theta)) - J_{n+1}(n\sin(\theta))} \quad (22).$$

Как и для функций  $F_\theta(\theta)$ ,  $F_\varphi(\theta)$  выражение (22) следует считать приближенным и справедливым во всем диапазоне значений параметров антенны, определяющем условия резонанса соответствующей пространственной гармоники.

Характеристики направленности  $F_\theta(\theta)$ ,  $F_\varphi(\theta)$  допускают непосредственное экспериментальное исследование. Как пример, на рис. 3 показаны два симметричных вибратора  $a$  и  $b$ , расположенных ортогонально друг к другу. Первый из них –  $a$  – реагирует на составляющую  $E_\theta$ , а второй –  $b$  на  $E_\varphi$ . При этом полагается, что спиральная антенна работает в режиме передачи.

Если для регистрации используется также спиральная антенна с направлением намотки, совпадающим с передающей, то уровень принимаемой мощности на ее выходе определяется выражением:

$$F = \sqrt{F_{\varphi}^2 + F_{\theta}^2} \quad (21).$$

### 1.3. Численное исследование характеристик направленности спиральной антенны.

Как упоминалось ранее, спиральная антенна представляет собой антенну бегущей волны - разновидность фазированной решетки осевого излучения [2, 4, 5]. В этом случае диаграмма направленности определяется произведением функции направленности элемента -  $F_{\theta}(\theta)$ ,  $F_{\varphi}(\theta)$  или  $F$  - и множителя решетки  $F_p(\theta)$ :

$$F_p(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{N}{2}k(\gamma L - S \cos(\theta))\right)}{N \sin\left(\frac{1}{2}k(\gamma L - S \cos(\theta))\right)} \quad (23).$$

Здесь  $\gamma = (1 - 1.4)$  - коэффициент, учитывающий дисперсию.

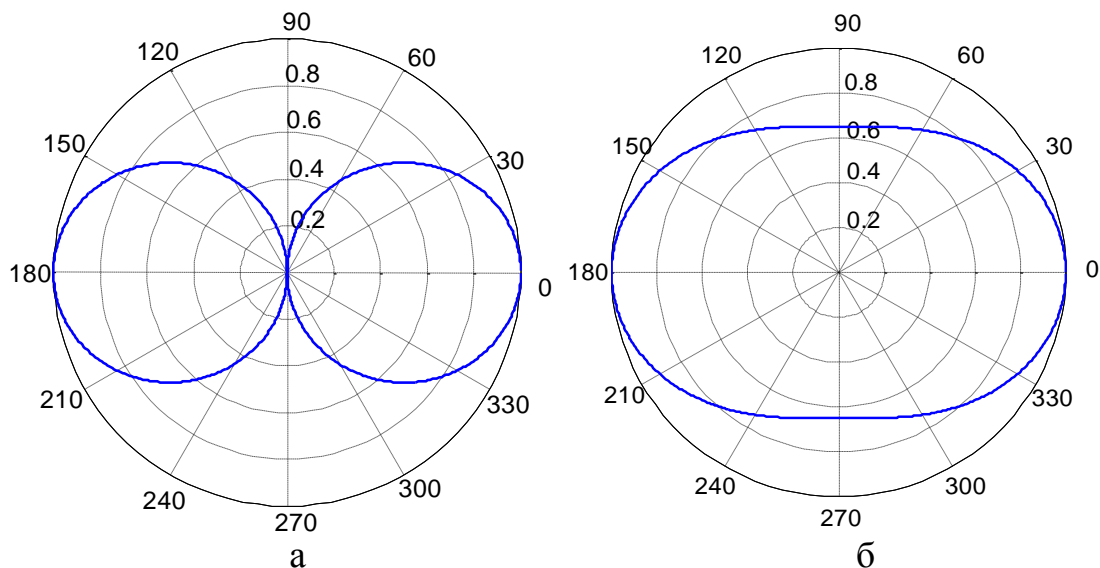
Численный анализ характеристик направленности спиральной антенны может быть выполнен с использованием представленной ниже программы SPIRAL, созданной в среде MATLAB [6].

На рис. 7.а, б, в представлены функции направленности элемента -  $F_{\theta}(\theta)$ ,  $F_{\varphi}(\theta)$  и  $F$  соответственно. Расчеты выполнены для  $n=1$ . Значения остальных параметров приведены ниже:

-число витков  $N=7$ ;

-соотношение между длиной волны и шагом спирали  $\frac{S}{\lambda} = 0,2$ ;

-  $\gamma = 1.2$  - коэффициент, учитывающий дисперсию.



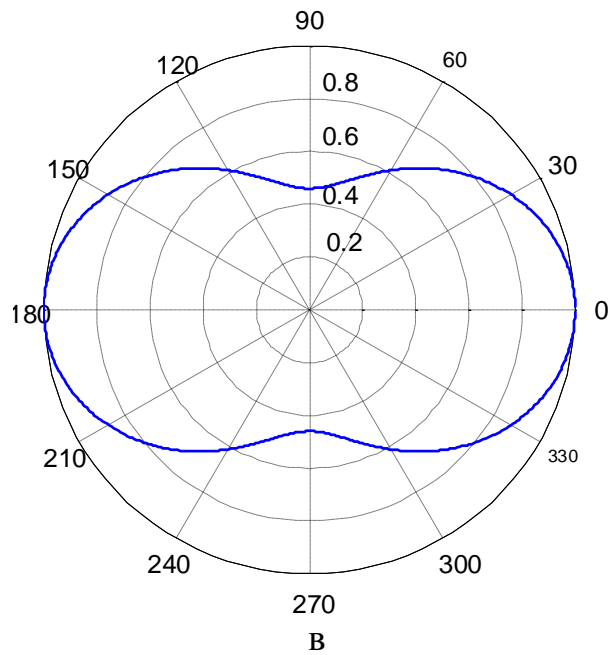


Рис. 7.

На рис. 8 а, б в полярной системе координат представлены соответственно поляризационная характеристика  $p(\theta)$ , определяемая выражением (22) и диаграмма направленности спиральной антенны  $F_p(\theta)$  с  $N=7$  и  $\gamma=1.2$  определяемая выражением (23).

Все преимущества спиральной антенны реализуются в режиме осевого излучения, которому соответствует приведенная на рис. 8. б диаграмма направленности. Строгий анализ показывает, что ширина диапазона частот, в котором сохраняется этот режим, зависит от геометрических размеров спирали. Оптимальное значение угла подъема витка спирали  $\alpha$  (рис.2) составляет значение  $\alpha = 16^\circ$ . Из неравенства (17) можно определить либо значение  $D$  по заданным значениям максимальной и минимальной длин волн диапазона работы антенны, либо границы этого диапазона по известному значению диаметра спирали.

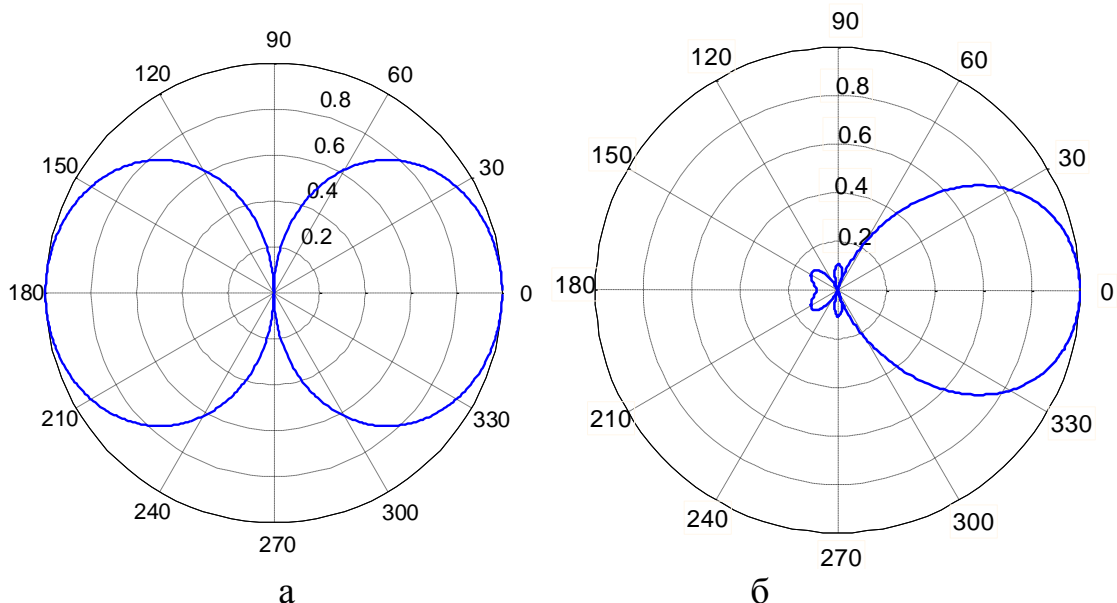


Рис. 8.

Характеристики спиральной антенны могут быть оптимизированы по различным критериям. Естественно, это сужает диапазон допустимых значений ее геометрических параметров, определяемый неравенством (17). Так, если ставится требование обеспечения круговой поляризации излучения антенны, то это приводит к следующему соотношению между ее геометрическими размерами:

$$L = k(S + \lambda) \quad (24).$$

Теория антенн бегущей волны определяет условия, при которых реализуется максимальный коэффициент направленного действия антенны [3, 4, 5]. Для этого необходимо, чтобы сдвиг фаз между первым и последним элементами антенны составлял  $\pi$  радиан. В рассматриваемом случае роль элементов антенны бегущей волны выполняют витки спирали. Для получения максимального значения коэффициента направленного действия необходимо подобрать размеры антенны в соответствии с условием:

$$L = k(S + \lambda + \lambda/2N) \quad (25).$$

Коэффициент  $k$ , входящий в формулы (24), (25) зависит от частоты. Эта зависимость обусловлена сильной дисперсией, проявляющейся в области пространственного резонанса гармоники с  $n = 1$ . Именно она и формирует поле излучения антенны в данном случае. Благодаря наличию дисперсии соотношения (24), (25) выполняются для широкого диапазона частот. В расчетах принимают значение  $k = (0,7 - 1)$ . При этом обеспечивается выполнение условий (24), (25) в диапазоне:

$$0,7\lambda_0 < \lambda < 1,7\lambda_0 \quad (26).$$

Здесь  $\lambda_0$  - средняя длина волны диапазона. Это обстоятельство делает спиральную антенну широкополосной, что и определяет широкий диапазон её практического использования.

Число витков спирали влияет на ширину диаграммы направленности. С увеличением  $N$  диаграмма становится более узкой. Следует отметить, что число витков  $N$  обычно не выбирается менее 4, так как в противном случае не вся энергия излучается и от конца спирали отражается волна тока, что и нарушает режим бегущей волны. Как следствие - нарушается симметрия диаграммы направленности.

Симметрия диаграммы направленности обеспечивается также экраном (рис.1), диаметр которого выбирается порядка  $D_s = \lambda_0$ .

На характеристики спиральной антенны оказывает заметное влияние и материал, из которого выполнена сама спираль. Для нее обычно выбирается материал с высокой проводимостью, поперечное сечение которого представляет собой окружность или прямоугольник. Характерный размер поперечного сечения проводника спирали составляет  $0,1D$ .

Используются и более сложные конструкции спиральной антенны. Для сокращения ее габаритов используют в качестве проводника спирали гребенчатую или спиральную же линию. Она сама представляет собой замедляющую систему. Этим можно заметно уменьшить диаметр спиральной антенны.

Применяются и многозаходные спиральные антенны, состоящие из нескольких спиралей, вложенных друг в друга. Это дает возможность увеличения коэффициента направленного действия антенны и позволяет управлять поляризацией излученной волны.

Благодаря наличию сильной дисперсии резонирующей пространственной гармоники, она хорошо согласуется с питающей линией. Ее входное сопротивление мало изменяется в рабочем диапазоне частот. Активная составляющая входного сопротивления спиральной антенны в режиме осевого излучения имеет величину порядка 100 Ом, а реактивность по абсолютной величине не превышает 50 Ом.

Нарушение условия (17) за счет уменьшения длины волны приводит к резонансу второй пространственной гармоники ( $n=2$ ), которая определяет теперь форму диаграммы направленности антенны. Область ее существования определяется условием [2, 4]:

$$\frac{2}{\sqrt{\frac{4}{3} + \operatorname{tg}(\alpha)^2 - \operatorname{tg}(\alpha)}} < \frac{\pi D}{\lambda} < \frac{3 \cos(\alpha)}{1 + \sin(\alpha)} \quad (27).$$

Рис. 9 иллюстрирует процесс формирования поля излучения второй пространственной гармоники.

В отличие от предыдущего случая  $n=1$  на распределении тока отмечены четыре точки  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$ , разнесенные на четверть пространственного периода. Полагая как и в предыдущем случае, что длина витка равна в точности длине волны  $\lambda$ , точки  $A$ ,  $C$  и  $B$ ,  $D$  на кольцевой антенне диаметрально противоположны и им соответствует одинаковое по абсолютной величине, но противоположное по направлению значение тока (рис. 9).

Как и при резонансе первой пространственной гармоники за счет существования бегущей волны тока в спирали с течением времени происходит вращение выделенных элементов тока в соответствии с направлением намотки спирали. В направлении оси спирали поля от диаметрально противоположных пар элементов ( $A$ ,  $C$  и  $B$ ,  $D$  например) взаимно компенсируются. Поэтому излучение спиральной антенны в этом направлении отсутствует.

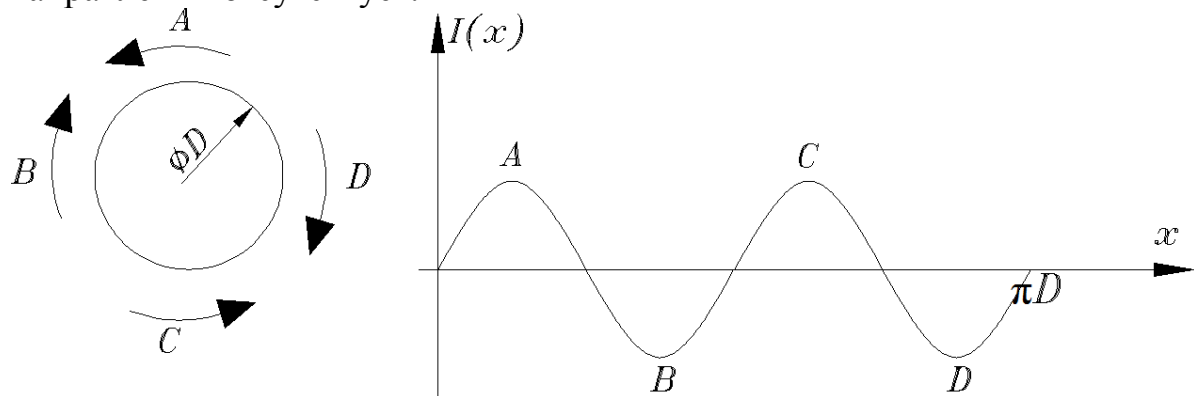


Рис. 9.

Все характеристики направленности, рассмотренные ранее, определяются приведенными выше расчетными формулами, в которых необходимо положить  $n=2$ . На рис.10 приведены результаты численного исследования диаграммы направленности спиральной антенны для этого случая со следующими характеристиками: число витков  $N=7$ ; соотношение между длиной волны и длиной витка  $\frac{L}{\lambda} = 2$ ; соотношение между длиной волны и шагом спирали  $\frac{S}{\lambda} = 0,2$ ;  $\gamma = 1,2$  - коэффициент, учитывающий дисперсию.

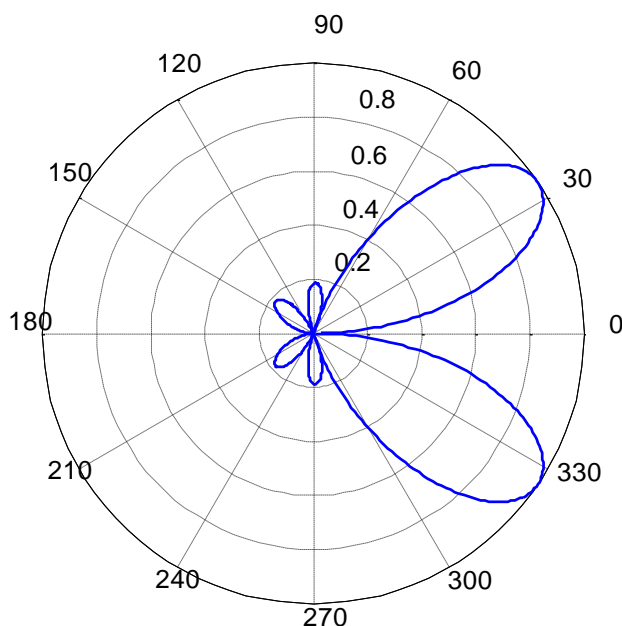


Рис. 10.

Рассмотренный режим работы спиральной антенны получил название режима «конического излучения» [3, 4, 5].

## 2. Фазированные антенные решетки (ФАР).

### 2.1. Сложение полей нескольких отдельных источников в дальней зоне.

Фазированные антенные решетки и, как частный случай, фазированные линейки представляют собой объединение в единую конструкцию нескольких, как правило, одинаковых слабонаправленных антенн. При этом ставится цель значительного сужения главного лепестка диаграммы направленности у такой антенной системы по сравнению с ее элементами.

Для большинства антенн можно связать излучаемую ей мощность  $P$  с  $I_m^2$  ( $I_m$  – комплексная амплитуда тока, протекающего по излучающим элементам антенны). В дальней зоне на расстоянии  $r$  от единственной передающей антенны в направлении главного максимума ее диаграммы направленности (в точке приема) можно определить следующую схему формирования поля [5]:



$$P = AI_m^2 \Rightarrow E = BI_m \frac{e^{-ikr}}{r} = B\sqrt{PA} \frac{e^{-ikr}}{r} \quad (1).$$

Здесь:  $A$ ,  $B$  – коэффициенты пропорциональности, определяемые типом антенны;

- $E$  – одна из комплексных амплитуд проекций вектора напряженности электрического поля или вся его длина в дальней зоне излучения антенны;

- $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число.

Наличие множителя  $\frac{e^{-ikr}}{r}$  указывает на сферическую волну, излучаемую антенной.

Если мощность  $P$  поровну распределить между двумя антеннами, полностью идентичными исходной, включая и ориентацию направлений главного максимума и определять созданное ими поле в той же точке пространства, что и в предыдущем случае, то схема формирования поля выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{P}{2} = \frac{AI_m^2}{2} \Rightarrow E_1 &= BI_m \frac{e^{-ikr}}{r} = B \frac{\sqrt{PA}}{\sqrt{2}} \frac{e^{-ikr}}{r} \\ \frac{P}{2} = \frac{AI_m^2}{2} \Rightarrow E_2 &= BI_m \frac{e^{-ikr}}{r} = B \frac{\sqrt{PA}}{\sqrt{2}} \frac{e^{-ikr}}{r} \end{aligned} \quad (2)$$

---


$$E = \sqrt{2}B\sqrt{PA} \frac{e^{-ikr}}{r} \quad (3).$$

Здесь:  $E_1$  и  $E_2$  – комплексные амплитуды векторов напряженности электрического поля в дальней зоне, соответствующие точке приема. В первую очередь эти величины определяются типом используемых антенн. Дальнейший анализ показывает, что основные характеристики фазированных решеток и линеек определяется в основном взаимным расположением и системой питания их элементов. Поэтому, не нарушая общности анализа, в дальнейших выкладках в качестве такого элемента используются рассмотренные выше спиральные антенны. Это оправдано тем, что они наиболее часто используются в лабораторных макетах учебных лабораторий, поскольку обеспечивают максимально простой способ регулировки фазового сдвига между токами питающими элементы ФАР.

Суммирование полей, созданных антеннами, предполагает их интерференционное сложение (с учетом амплитуд и фаз  $E_1$  и  $E_2$ ). При этом делаются следующие упрощающие предположения [2, 3, 5]:

-направления на точку  $O$  (рис.1), в которой суммируются поля от двух антенн, параллельны друг другу и поэтому расстояния до этой точки от каждой антенны одинаковы – поля от них интерференционно складываются. Для этого необходимо обеспечить выполнение неравенства (рис.1):  $r \gg d$ ;

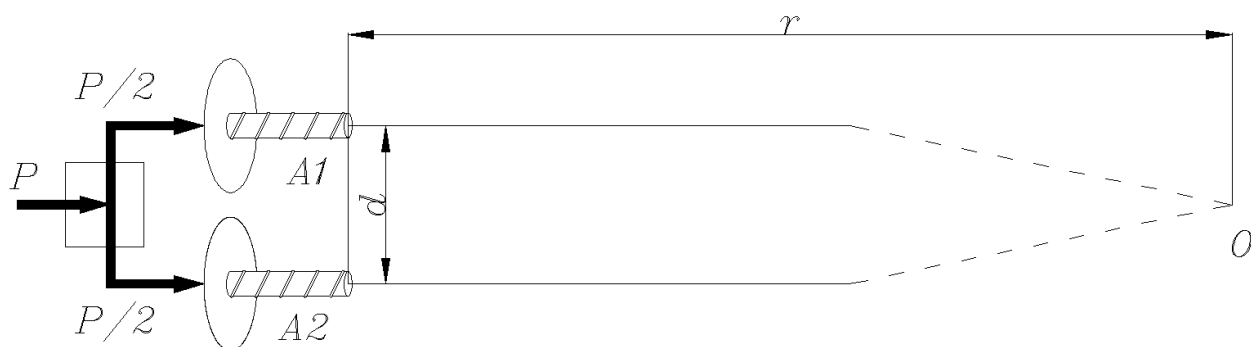


Рис.1

- исключается влияние антенн друг на друга;
- игнорируются потери в материале антенн и соединительных фидерах.

С учетом перечисленных выше упрощений легко заметить, сравнивая (1) и (3), что напряженность электрического поля в дальней зоне в направлении главного максимума диаграммы направленности увеличилась в  $\sqrt{2}$  раз. Если исходную мощность  $P$  поделить между  $N$  антеннами, то это приведет к росту  $E$  в точке приема в  $\sqrt{N}$  раз.

Поскольку при формировании поля исходная мощность не изменялась, то увеличение  $E$  может происходить только в результате перераспределения плотности потока мощности. Происходит его рост в окрестности направления главного максимума диаграммы направленности, за счет уменьшения в других, что и выражается в сужении главного лепестка всей антенной системы. Его ширина главного лепестка может составлять доли градуса и зависит прежде всего от числа элементов  $N$  и расстояния между ними. Сформированная таким образом антенна носит название «фазированная антенная решетка» (ФАР).

Дополнительное преимущество антенн такого типа состоит в том, что они обеспечивают возможность управления направлением главного максимума диаграммы направленности, что делает ФАР особенно перспективными для применения в системах мобильной и спутниковой связи.

## **2.2. Характеристики направленности ФАР с равномерным амплитудным и фазовым распределением.**

На рис. 2 показана ориентация осей сферической  $\theta$ ,  $\varphi$ ,  $r$  и опорной декартовой  $x$ ,  $y$ ,  $z$  системы координат, которые используются для описания поля излучения фазированной линейки составленной из спиральных излучателей. Анализ процессов формирования поля излучения такой антенной системой позволяет полностью объяснить работу ФАР, представляющую собой объединение нескольких таких линеек в единое устройство.

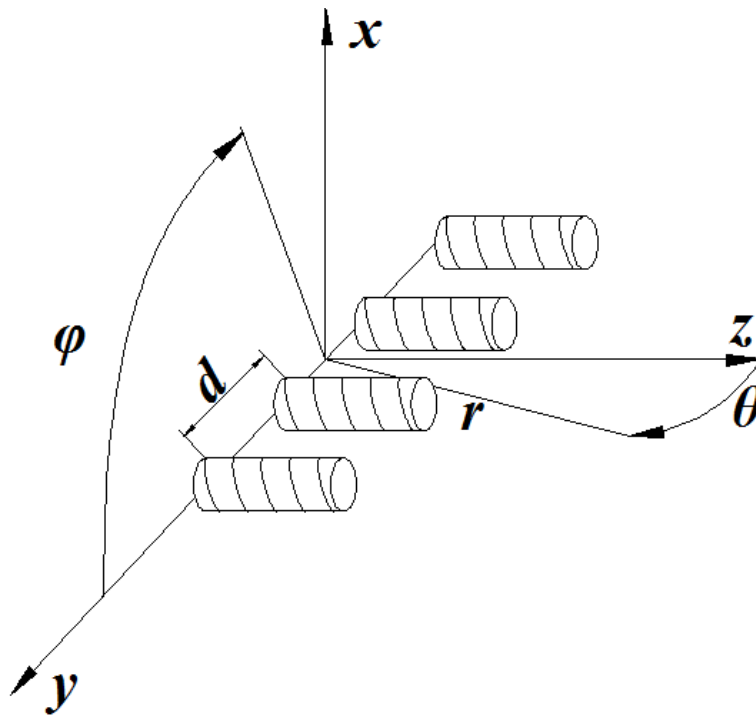


Рис. 2.

Ориентация осей, приведенная на рис.2, совпадает с выбранной ранее в разделе 1 пособия при описании спиральной антенны. Начала систем координат совпадает с серединой линейки.

Из рис. 2 ясно, что формирование диаграммы направленности происходит только в плоскости  $yz$  опорной декартовой системы - при выбранном начале отсчета углов сферической системы это соответствует выбору  $\varphi=0$ .

В плоскости  $xz$  направленность линейки определяется направленностью элемента – спиралью, которая составлена из  $N$  витков [2, 5]. Как показано в предыдущем разделе, поле излучения витка определяется в дальней зоне двумя проекциями вектора напряженности электрического поля  $E_\theta, E_\varphi$ . Зависимость их от угловой координаты  $\theta$  определяется для режима осевого излучения функциями  $F_\theta(\theta), F_\varphi(\theta)$  (1.19, 1.20) при подстановке в них  $n=1$ . Это соответствует условию:

$$\frac{\pi D}{\lambda} = 1 \quad (D \text{ диаметр спирали}) \quad (4),$$

и в итоге:

$$F_\theta(\theta) = abs(2ctg(\theta)J_1(n \sin(\theta))) \quad (5),$$

$$F_\varphi(\theta) = abs(J_0(n \sin(\theta)) - J_2(n \sin(\theta))) \quad (6).$$

Здесь  $J_l(x)$  – функция Бесселя 1 рода порядка  $l$  от аргумента  $x$ .

Спиральная антенна представляет собой объединение нескольких таких витков (числом  $N_l$ ) в единую систему – антенну бегущей волны, а условие (4) приближенно соответствует пространственному резонансу для гармоники с

номером 1 [2, 4]. Реально, за счет дисперсии (зависимости скорости распространения волны тока вдоль спирали от частоты), оказывается, что приведенные формулы (5), (6) с приемлемой для практических оценок точностью справедливы во всем диапазоне существования первой пространственной гармоники, определяемым следующим неравенством (1.17).

Как правило уровень принимаемого сигнала в точке приема  $O$  (рис.1) определяется не длиной отдельной проекции вектора напряженности электрического поля  $E_\theta, E_\varphi$ , а их векторной суммой. Тогда ненормированная характеристика направленности спиральной антенны  $F_s(\theta)$  определяется выражением:

$$F_s(\theta) = (\sqrt{F_\varphi^2(\theta) + F_\theta^2(\theta)})F_p(\theta) \quad (8).$$

Первый сомножитель в (8) пропорционален длине векторной суммы проекций  $E_\theta, E_\varphi$ , а второй представляет собой множитель решетки  $F_p(\theta)$  для спиральной антенны (1.23) [2, 4].

Принцип действия фазированной линейки поясняет рис. 3. на примере четырехэлементной системы, состоящей из спиральных антенн, каждая из которых питается от одного генератора через делительное устройство (на рис. 3 оно не показано).

Частота генератора, питающего всю систему, и размеры спиральных антенн выбраны таким образом, что их поле излучения имеет круговую поляризацию в направлении  $\theta=0$ . Кроме того, длины питающих линий, соединяющих спирали и делитель одинаковы, поэтому равны амплитуды и фазы токов  $I_1 - I_4$  (то есть их комплексные амплитуды) в точке, соответствующей заходу спирали.

Рис. 3 соответствует положению мест соединения спиралей и питающих линий – заходам 31-34 - при которой угол поворота вокруг продольной оси спирали для всех четырех элементов одинаков.

При определении поля в направлении  $\theta=0$  (в точке суммирования  $P_0$  на рис. 3) полагается, что направления от каждой из четырех антенн до этой точки параллельны между собой, если она находится в дальней зоне излучения. В этом случае расстояния от каждого элемента антенной системы одинаковы и поля от отдельных спиральных антенн складываются арифметически, поскольку разность фаз между ними равна нулю. Длина суммарного вектора напряженности электрического поля в этом направлении максимальна и оно соответствует направлению главного максимума диаграммы направленности всей антенной системы. Легко понять, что при этом поляризация поля остается круговой.

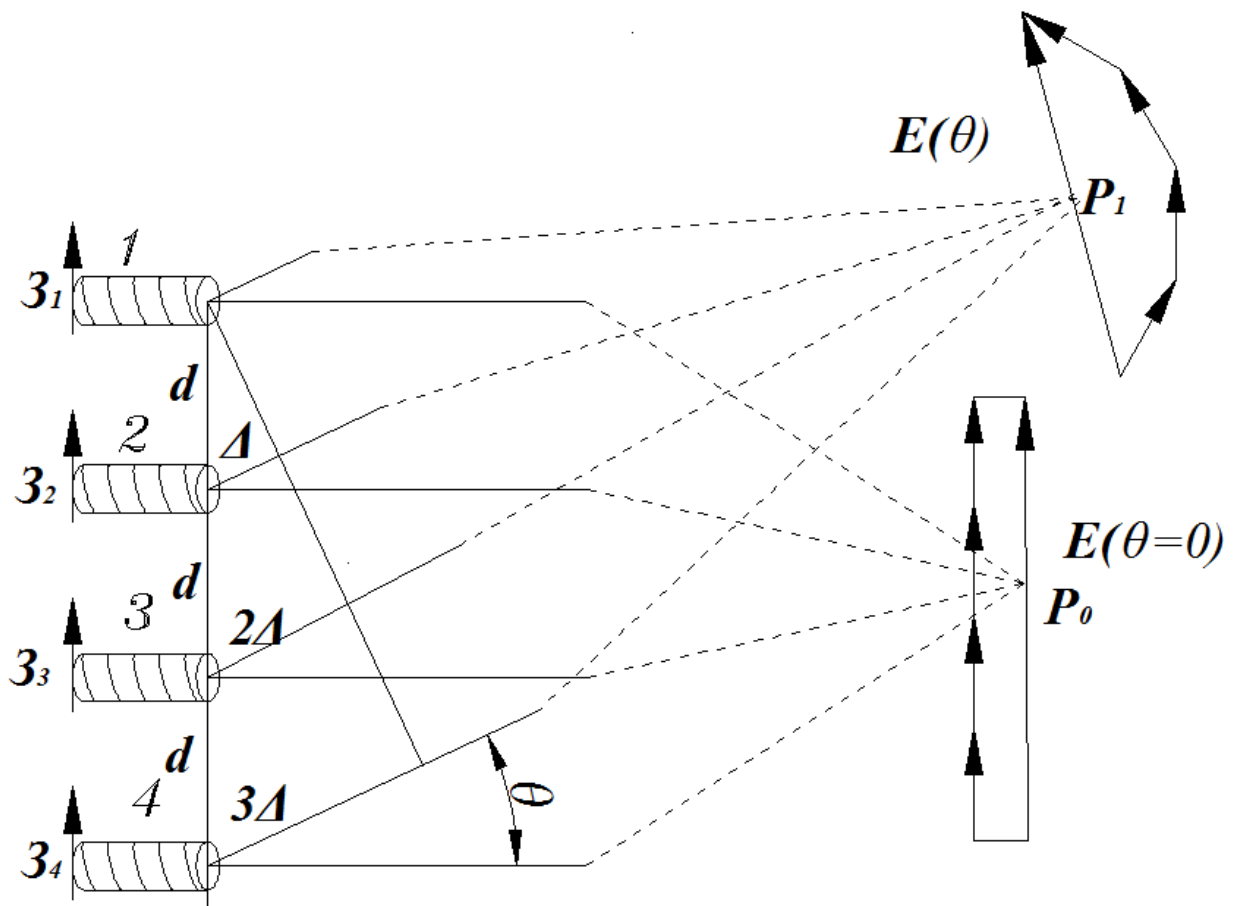


Рис. 3.

При определении поля в направлении  $\theta \neq 0$  (в точке суммирования  $P_1$  на рис. 3) также полагается, что направления от каждой из четырех антенн до этой точки параллельны между собой, если она находится в дальней зоне излучения. Но в этом случае расстояния от спиральных антенн до  $P_1$  (точка суммирования для данного направления) уже нельзя считать равными. В рамках сделанных допущений от спирали к спирали это расстояние возрастает на величину  $\Delta$ :

$$\Delta = d \sin(\theta) \quad (10),$$

что приводит к фазовым сдвигам между полями от отдельных элементов — они складываются уже с учетом фазовых соотношений между ними и длина суммарного вектора уменьшается (рис. 3). Кроме того, поляризация поля перестает быть круговой. Суммирование полей излучения от отдельных источников в дальней зоне при равенстве амплитуд и фаз питающих их токов, записывается следующим образом [5, 7]:

$$E = E_1 (1 + e^{ikd \sin(\theta)} + e^{i2kd \sin(\theta)} + e^{i3kd \sin(\theta)} + \dots + e^{i(N-1)kd \sin(\theta)}) \quad (14),$$

$$E_1(\theta) = E_0 F_s(\theta) \frac{e^{-ikr}}{r}$$

После несложных преобразований легко получить известную формулу [ ]:

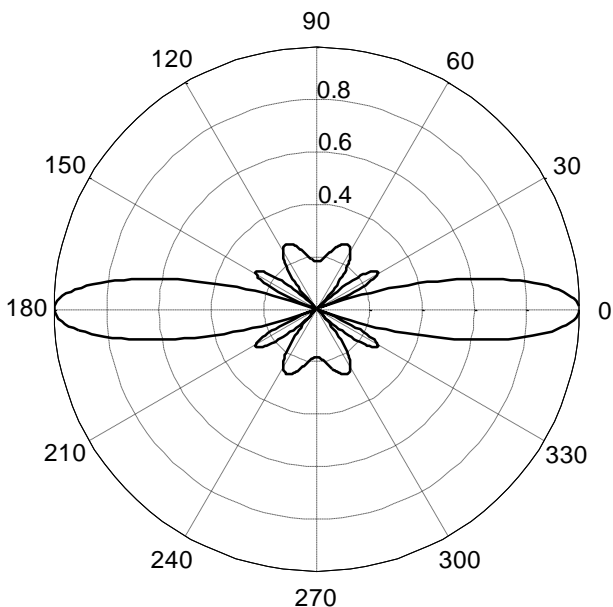
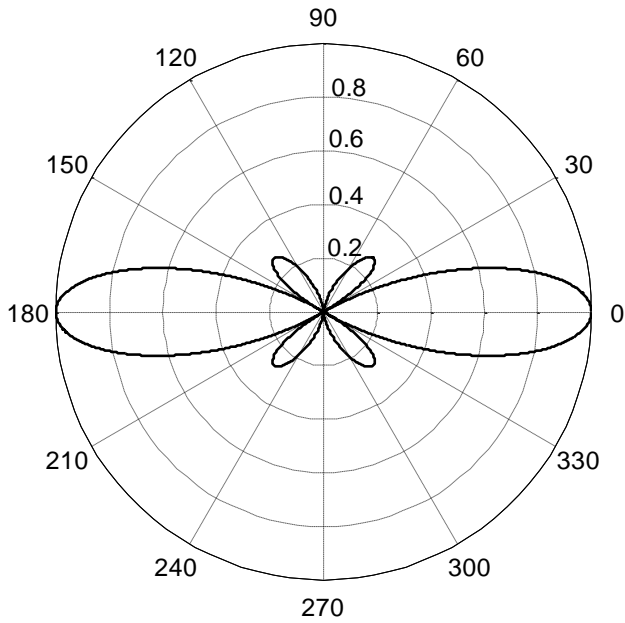
$$E = NE_1(\theta) \frac{\sin\left(\frac{N}{2}(kd \sin(\theta))\right)}{N \sin\left(\frac{1}{2}(kd \sin(\theta))\right)} e^{i\left(\frac{N-1}{2}kd \sin(\theta)\right)} = NE_0 F_s(\theta) F_s(\theta) e^{i\left(\frac{N-1}{2}kd \sin(\theta)\right)} \quad (15).$$

Здесь  $E_0$  – амплитудный коэффициент, связанный с мощностью генератора, осуществляющего питание всей антенной системы, а  $F_s(\theta)$  – нормированная функция, определяющая зависимость диаграммы направленности от геометрии системы излучателей – их числа  $N$  и расстояния между ними  $d$ . Она получила название «множитель системы». Диаграмма направленности фазированной линейки определяется следующим образом:

$$F_d(\theta) = F_s(\theta) F_s(\theta) \quad (16).$$

Свойства множителя системы хорошо изучены [2, 3, 4, 5, 7]. Известно, что увеличение количества элементов  $N$  и увеличение расстояний между ними  $d$  приводят к росту числа боковых лепестков и их уровня (значения множителя системы в точке максимума).

Ниже на рис. 4 а-г приведены результаты численного анализа  $F_s(\theta)$ , представляющие собой графики, построенные в полярной системе координат.



a  $d_n=0.5$ .

б  $d_n=0.7$ .

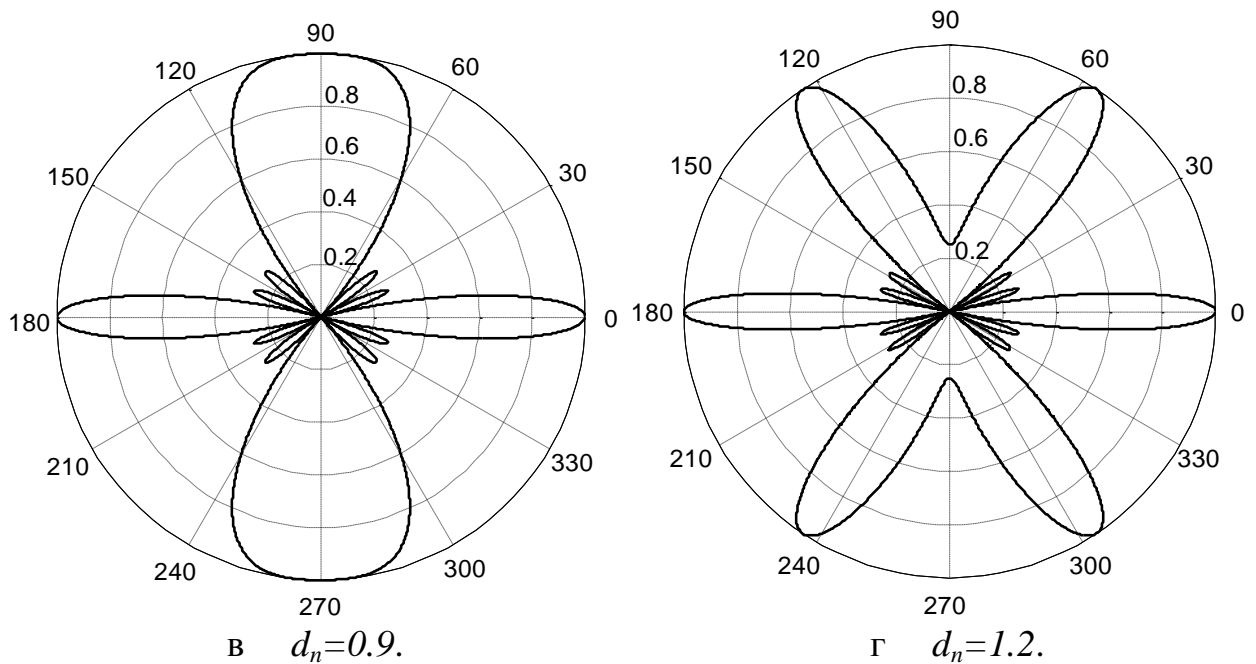


Рис. 4.

Для удобства расчетов введено нормированное расстояние между элементами  $d_n$  в соответствии с очевидным равенством:

$$kd = \frac{2\pi}{\lambda} d = 2\pi d_n \quad (17).$$

На рис. 4.а - г приведены зависимости построенные для  $N=4$  и  $d_n=0.5; 0.7; 1.0; 1.2$  соответственно. Видно, что при  $d_n > 1$  последний боковой лепесток достигает уровня 1. При больших значениях нормированного расстояния между элементами множитель системы может приводить к многолучевости в диаграмме направленности фазированной линейки.

Следует отметить, что уровни последних боковых лепестков значительно ослабляются за счет умножения множителя системы на нормированную диаграмму направленности элемента (16). Поэтому многолучевость, как правило, не проявляется.

### **2.3. Влияние фазового и амплитудного распределения токов, питающих элементы ФАР на ее характеристики направленности.**

Достоинство фазированных антенных решеток и линеек заключается в том, что при обеспечении возможности регулировки фазовых сдвигов между токами, питающими их элементы, направление главного максимума диаграммы направленности можно изменить. В частности, если ток, питающий вторую спираль (рис. 5) будет опережать по фазе ток, питающий первую на величину:

$$\Delta\psi = k\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin(\theta) \quad (18),$$



то поля от этих элементов в точке  $P_1$  сложатся в фазе. При опережении по фазе токов, питающих следующие элементы фазированной линейки (рис. 5) на  $2\Delta\psi$  и  $3\Delta\psi$  соответственно, поля от них также будут совпадать по фазе с полем от первого. В этом случае направление главного максимума всей антенной системы будет приходиться на угол  $\theta$ . Следует отметить, что изменение фазового сдвига от элемента к элементу в рассматриваемом случае происходит по линейному закону.

При использовании в качестве элементов фазированной линейки спиральных антенн фазовый сдвиг между питающими их токами осуществляется за счет вращения элемента вокруг продольной оси. На рис. 5 это соответствует повороту заходов 31-34 на углы  $\Delta\psi_i$  ( $i$  – номер элемента), имеющие следующее значение:

$$\Delta\psi_1 = 0; \quad \Delta\psi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin(\theta_0); \quad \Delta\psi_3 = 2 \frac{2\pi}{\lambda} d \sin(\theta_0); \quad \Delta\psi_4 = 3 \frac{2\pi}{\lambda} d \sin(\theta_0) \quad (19).$$

Если  $i$  – номер элемента, то, в соответствии с (18), его угол поворота:

$$\Delta\psi_i = (i-1)kd \sin(\theta_0) \quad (20).$$

Здесь угол  $\theta_0$  соответствует новому направлению главного максимума антенной системы.

В общем случае для фазированной линейки, состоящей из  $N$  элементов, суммирование их полей в дальней зоне производится следующим образом [5]:

$$E = E_1(\theta)(a_1 + a_2 e^{i(kd \sin(\theta) - \psi)} + a_2 e^{i2(kd \sin(\theta) - \psi)} + a_3 e^{i3(kd \sin(\theta) - \psi)} + \dots + a_N e^{i(N-1)(kd \sin(\theta) - \psi)}) \quad (21)$$

Величина  $E_1(\theta)$  определяется, как и ранее, выражением (14).  $\psi$  – компенсирующий фазовый сдвиг, определяемый вращением спиральной антенны вокруг ее оси. Безразмерные коэффициенты  $a_1$ - $a_N$  служат для определения амплитудного распределения токов, питающих элементы линейки, которое не обязательно должно быть равномерным.

На практике удобнее принять за опорную точку для отсчета компенсирующего фазового сдвига центр линейки (рис.6). В этом случае она будет совпадать с началом сферической системы координат (рис. 2), Направление главного максимума антенной системы здесь обозначено как  $\theta_0$ . В этом случае абсолютная величина необходимых фазовых сдвигов оказывается меньшей по сравнению с определенной ранее, а разность фаз между токами, питающими элементы антенной системы, естественно, не меняется.

В зависимости от четности или нечетности числа элементов  $N$  ( $N=4$  и  $N=5$  на рис.6, нумерация индексом  $i$  – сверху вниз, как и ранее), значения  $\Delta\psi_i$ , необходимые для обеспечения требуемого значения  $\theta_0$ , определяются следующим образом:

$$\Delta\psi_1 = -\frac{3kd}{2}\sin(\theta_0); \Delta\psi_2 = -\frac{kd}{2}\sin(\theta_0);$$

$$\Delta\psi_3 = \frac{kd}{2}\sin(\theta_0); \Delta\psi_4 = \frac{3kd}{2}\sin(\theta_0);$$

$N$ - четное (22);

$$\Delta\psi_1 = -2kd \sin(\theta_0); \Delta\psi_2 = -kd \sin(\theta_0); \Delta\psi_3 = 0;$$

$$\Delta\psi_4 = kd \sin(\theta_0); \Delta\psi_5 = 2kd \sin(\theta_0);$$

$N$ - нечетное (23).

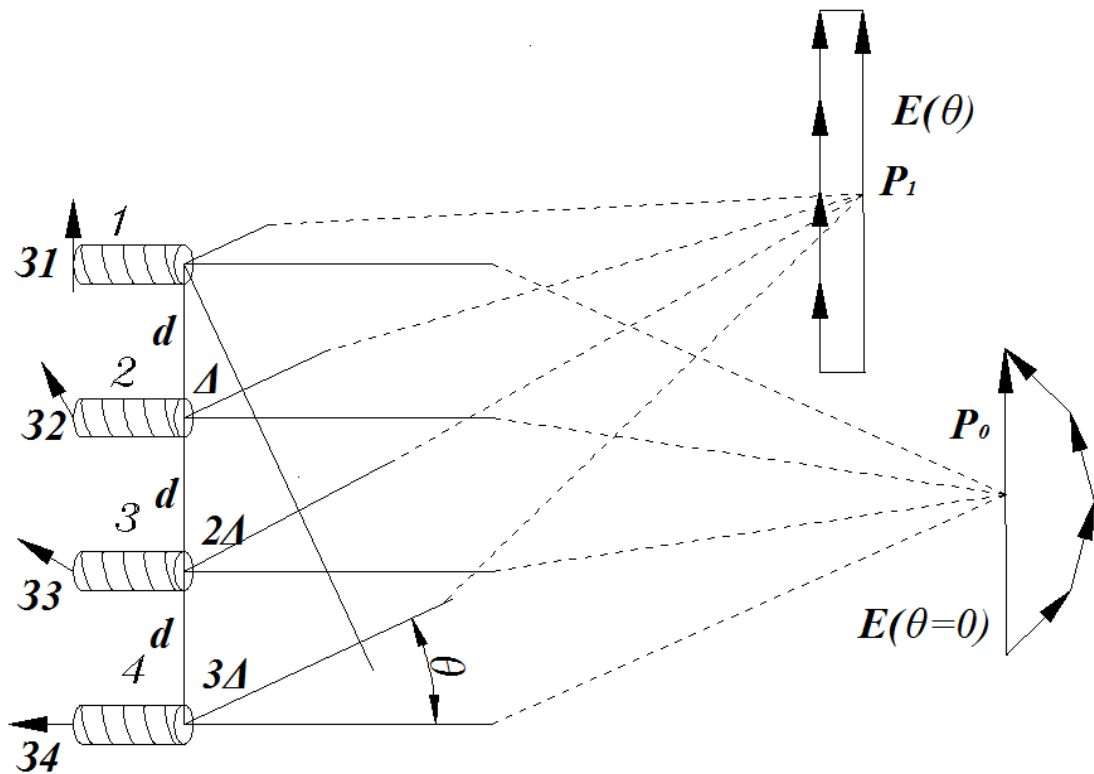


Рис. 5.

Для удобства их определения вводится целочисленный параметр  $J$ , связанный с  $i$  простым соотношением:

$$J_i = (i+1) - \frac{N-1}{2}; \quad (24).$$

На рис. 6 рядом с каждой из спиралей приведены значения  $i$  и  $J$ . Легко понять, что оба эти параметра могут быть использованы для определения места элемента в линейке.

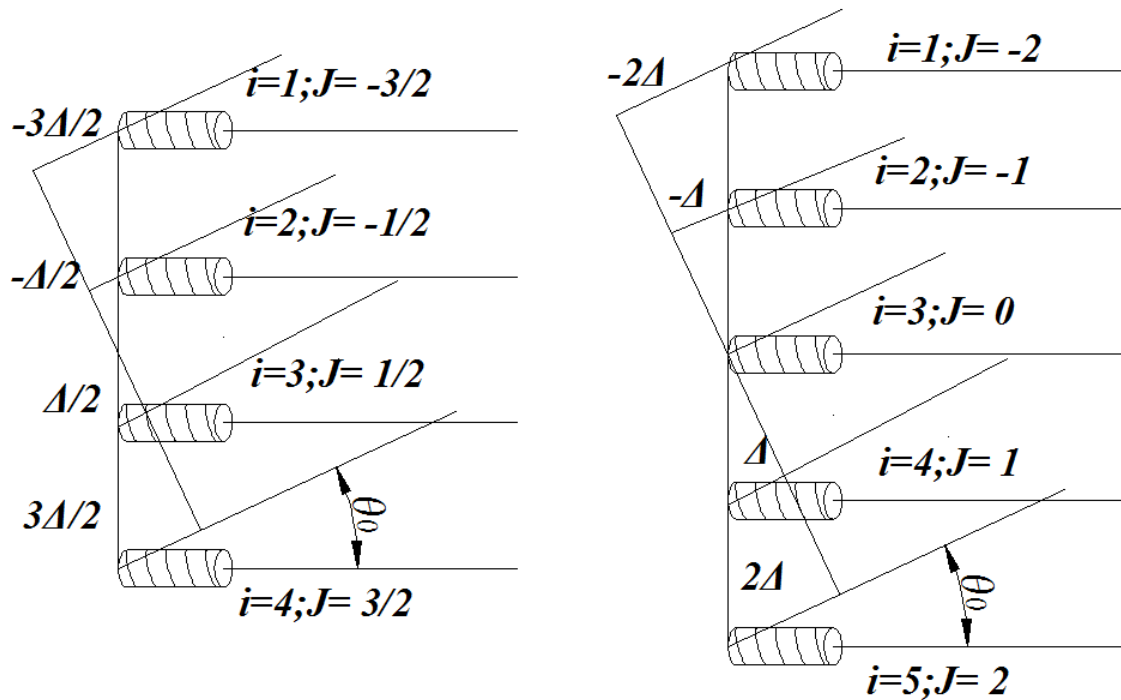


Рис. 6.

На практике кроме рассмотренного выше линейного используются квадратичное и кубичное фазовые распределения. Суммирование полей от отдельных элементов фазированной линейки в дальней зоне производится при этом по аналогии с (21).

С учетом перемещения опорной точки, от которой отсчитывается разность фаз  $\psi_i = (J_i)^s \psi$  между токами, питающими элементы линейки в ее середину (рис. 5), для суммарного поля в дальней зоне можно записать:

$$E = E_1 (a_1 e^{i(J_1 kd \sin(\theta) - (J_1)^s \psi)} + a_2 e^{i(J_2 kd \sin(\theta) - (J_2)^s \psi)} + \dots + a_N e^{i(J_N kd \sin(\theta) - (J_N)^s \psi)}) \quad (25).$$

Здесь значение  $s = 1, 2, 3$  определяет профиль фазового распределения (линейное, квадратичное, кубичное), а величина компенсирующего фазового сдвига  $\Psi$  - амплитудное его значение для каждого элемента, которое выбирается по различным критериям. На рис. 7 для примера построены профили квадратичного и кубичного фазового распределения.

### Профиль фазового распределения.

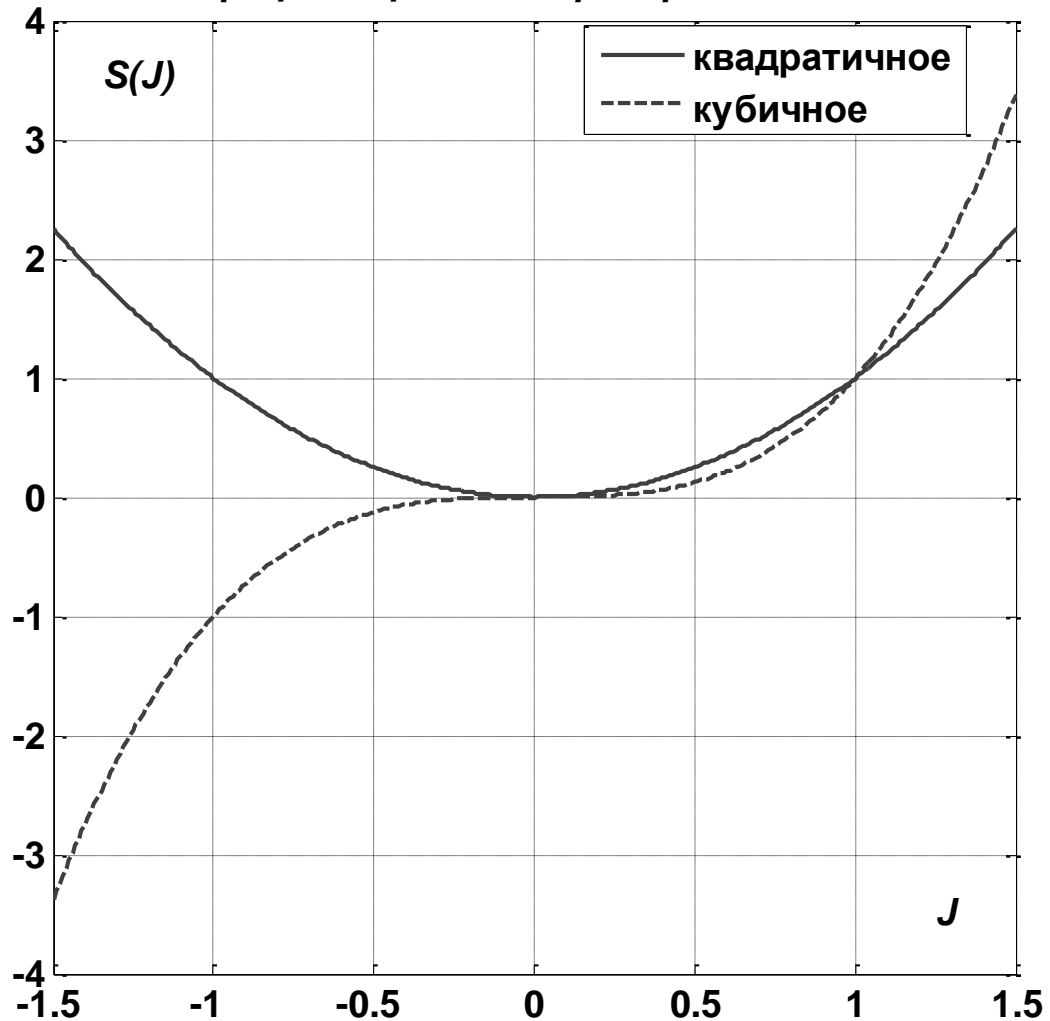


Рис.7.

Весь приведенный выше анализ справедлив для случая, когда поляризация электромагнитных волн, излученных спиральными антеннами, круговая. Реально это условие выполняется только на одной частоте пространственного резонанса для первой гармоники. Но за счет дисперсии (зависимости скорости распространения волны тока вдоль спирали от частоты), оказывается, что с приемлемой для практических оценок точностью круговая поляризация в направлении  $\theta=0$  сохраняется во всем диапазоне существования первой пространственной гармоники, определяемым неравенством (7).

Следует учитывать, что в направлениях, не совпадающих с  $\theta=0$  поляризация эллиптическая. Коэффициент поляризации определяется отношением двух проекций вектора напряженности электрического поля:

$$p = \frac{E_{\theta}}{E_{\varphi}} = 2ctg(\theta) \frac{J_n(n \sin(\theta))}{J_{n-1}(n \sin(\theta)) - J_{n+1}(n \sin(\theta))} \quad (19).$$

Как и для функций  $F_{\theta}(\theta)$ ,  $F_{\varphi}(\theta)$  выражение (18) следует считать приближенным и справедливым во всем диапазоне значений параметров антенны, определяющем условия резонанса соответствующей пространственной гармоники.

Численный анализ характеристик направленности фазированной линейки может быть выполнен с использованием представленной в приложении программы FARSPIRAL, созданной в среде MATLAB. В ее состав входит часть рассмотренной и используемой в [6] программы для анализа спиральной антенны - элемента анализируемой фазированной линейки.

Исходными данными для анализа являются:

- число элементов фазированной линейки  $N$ ;
- степень фазового распределения  $s$ ;
- расстояние между элементами линейки, отнесенное к длине волны- $d$ ;
- компенсирующий фазовый сдвиг  $-psi$ ;
- безразмерные коэффициенты  $a_1-a_N$  определяющие амплитудное распределение токов, питающих элементы линейки.

На рис. 8 а, б, 9 а, б, 10 а, б представлены результаты численного анализа фазированной линейки, состоящей из 4 спиральных антенн (количество витков  $Nl=5$ , шаг спирали, отнесенный к длине волны  $s=0.2$ ). Расстояние между элементами, отнесенный к длине волны  $d=0.4$ .

Диаграммы на рис. 8 а, 9 а, 10 а соответствует линейному, квадратичному и кубичному фазовому распределению с  $psi=45^\circ$  и равномерному амплитудному распределению –  $a_1 = a_2 = a_3 = a_4 = 1$ .

Диаграммы на рис. 8 б, 9 б, 10 б соответствует линейному, квадратичному и кубичному фазовому распределению с  $psi=45^\circ$  и амплитудному распределению определяемому коэффициентами –  $a_1 = 0.3$ ;  $a_2 = 0.7$ ;  $a_3 = 1$ ;  $a_4 = 0.9$ .

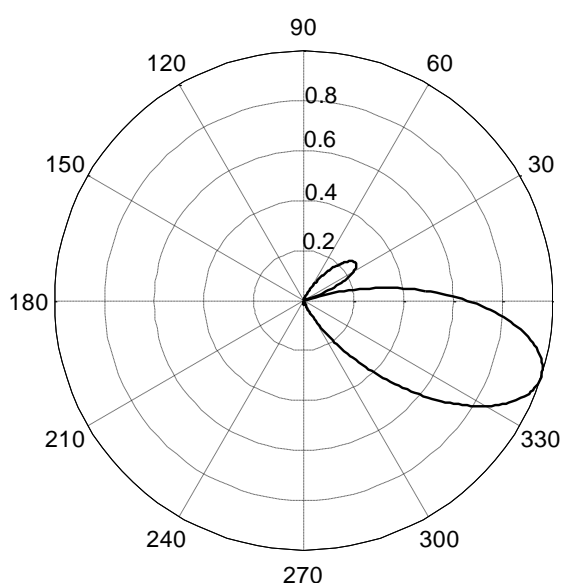


Рис. 8 а

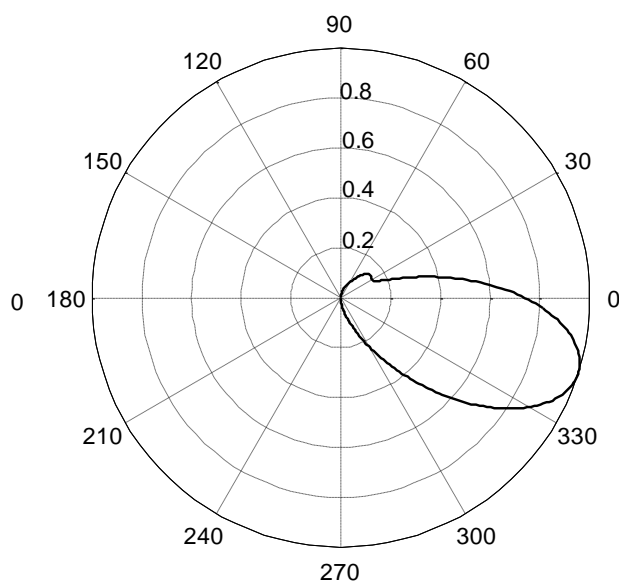


Рис. 8 б

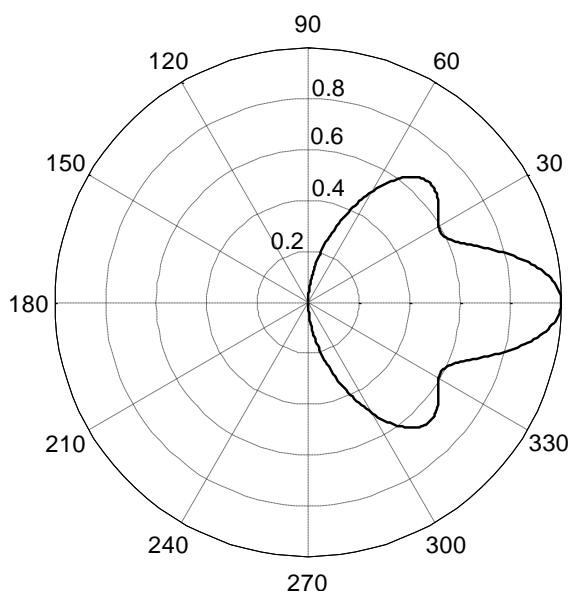


Рис. 9 а

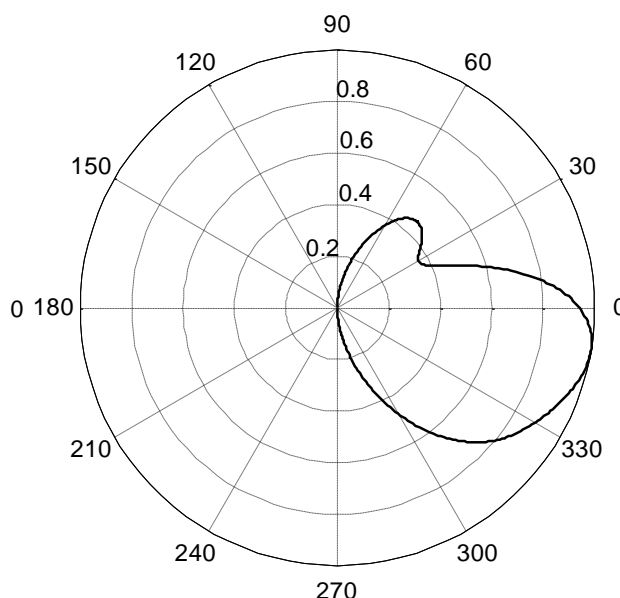


Рис. 9 б

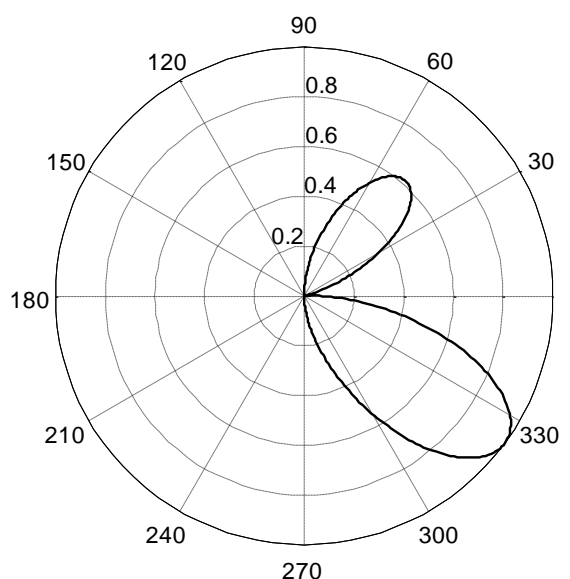


Рис. 10 а

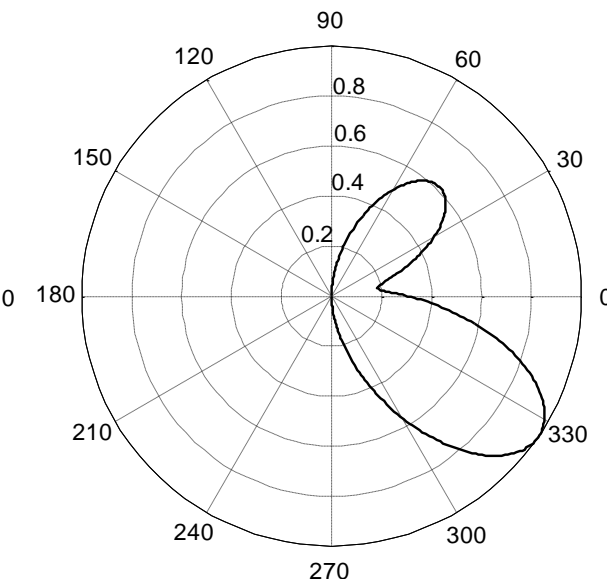


Рис. 10 б

Диаграммы, приведенные на рис. 8 а, 10 а соответствуют нечетным функциям, описывающим профиль фазового распределения (рис. 7). Легко понять основываясь на рассмотренном ранее процессе формирования поля в дальней зоне, что в таком случае должен наблюдаться поворот направления главного максимума диаграммы направленности фазированной линейки относительно нормали к ней, что и демонстрируют приведенные диаграммы. По этой же причине нарушается симметрия боковых лепестков диаграмм направленности.

Диаграмма на рис 9 а соответствует квадратичному профилю (четная функция на рис.7). В этом случае поворот направления ее главного максимума относительно нормали к линейке отсутствует и нарушения симметрии не происходит. Наблюдается отсутствие нулевых значений диаграммы между соседними лепестками.

Диаграммы на рис. 8 б, 9 б, 10 б соответствуют амплитудному распределению токов, питающих спиральные элементы линейки, отличному от равномерного. Значения коэффициентов  $a_1=0.3$ ;  $a_2=0.7$ ;  $a_3=1$ ;  $a_4=0.9$  (амплитудное распределение питающих токов) определяют вклад соответствующего элемента в значение поля линейки в дальней зоне. В расчетах выбран закон амплитудного распределения не обладающий симметрией. Результаты расчета показывают, что в этом случае наряду с поворотом направления главного максимума диаграммы направленности относительно нормали к линейке для линейного и кубического фазового распределения (рис.8 б и 10 б) наблюдается ее поворот и для квадратичного распределения (рис.9 б). Это объясняется отсутствием симметрии в амплитудном распределении. Наблюдается также отсутствие нулевых значений диаграммы между соседними лепестками.

### ***3. Рупорные антенны.***

#### ***3.1. Классификация рупорных антенн. Основные геометрические характеристики.***

Рупорные антенны относятся к классу дифракционных. В основе принципа их действия лежит возможность излучения электромагнитных волн поверхностями, на которых тем или иным способом создано заданное распределение векторов напряженности электрического  $E$  и магнитного  $H$  поля. В основном они применяются в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ) и используются как самостоятельно, так и в составе сложных антенных систем, например, в качестве облучателей для зеркальных параболических антенн, которые рассматриваются в следующем разделе.

Для питания рупорных антенн, как правило, используют волноводы прямоугольного и круглого сечения, по которым распространяется основная волна ( $H_{10}$  или  $H_{11}$  соответственно).

На рис. 1 показан вариант рупорной антенны, питание которой осуществляется с помощью волновода прямоугольного сечения с размерами  $a \times b$ . Сам рупор образован за счет плавного изменения размера широкой стенки волновода от значения  $a$  у горловины до  $ar$  у раскрыва. Показаны две векторных линии магнитного поля основной волны  $H_{10}$ , представляющие собой замкнутые петли, лежащие в плоскости чертежа. Одна из них – внутри питающего волновода, другая – в области рупора. При этом полагается, что структура поля в области рупора сохраняет особенности основанной волны прямоугольного волновода, а деформация петли определяется граничными условиями на его внутренней поверхности.

Из рисунка ясно, что расширение, образующее рупор, происходит плоскости  $H$ , поэтому такая рупорная антенна получила название « $H$ -секториальный рупор». На рис. 1 отмечены основные геометрические размеры  $H$ -секториального рупора:

- длина рупора  $R$ ;
- угол раскрыва  $\Phi$ ;

-ширина раскрыва в плоскости  $H$ -  $ar$ .

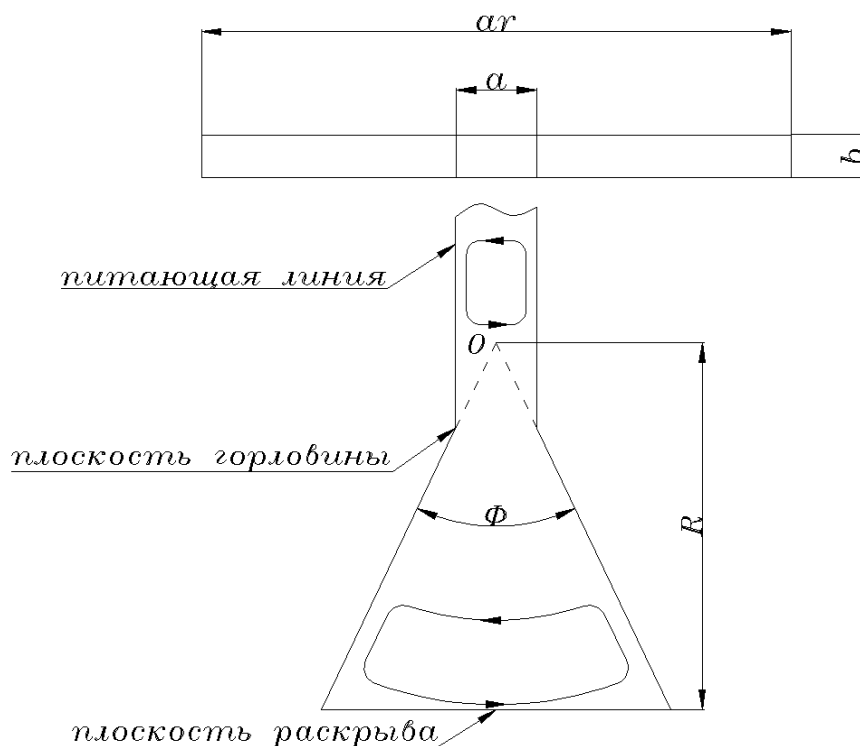


Рис. 1.

Структура поля основной волны прямоугольного волновода подробно изучена [2 -5, 8]. Она представляет собой плоскую неоднородную волну класса  $H$ . Поверхность волнового фронта совпадает с поперечным сечением питающего волновода, в частности, с плоскостью его горловины (рис.1). Важно, что на ней составляющие поля не остаются постоянными – волна неоднородная.

В области между горловиной и раскрывом плоский волновой фронт преобразуется в цилиндрический (рис. 1). Приближенно можно ввести фазовый центр  $O$  являющийся источником этой цилиндрической волны. Тогда  $R_h$  совпадает с ее радиусом у плоскости раскрыва.

Расширение, образующее рупор, может происходить и в плоскости  $E$ . На рис.2 приведен эскиз такой антенны -  $E$ -секториального рупора. Также как и для рассмотренного выше случая можно ввести следующие геометрические размеры: длину рупора  $R$ , угол раскрыва  $\Phi$ , ширину раскрыва в плоскости  $E$ -  $br$ .

Для такой антенны также можно ввести фазовый центр  $O$  являющийся источником цилиндрической волны в области рупора. Тогда  $R$  совпадает с ее радиусом у плоскости раскрыва (рис.2). а деформируется векторная линия  $E$ .



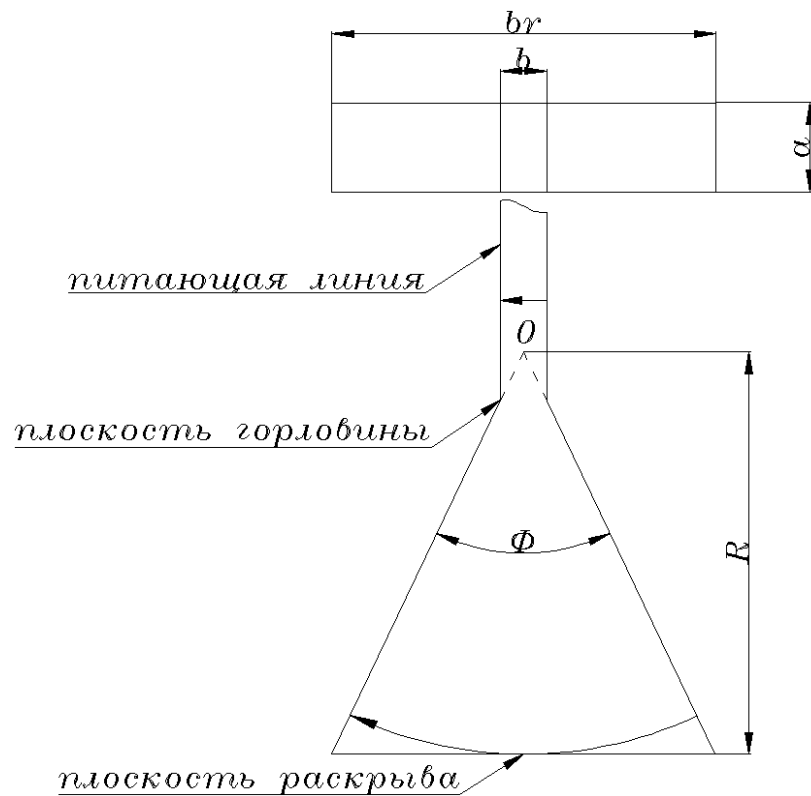


Рис. 2.

На рис.3 а приведен эскиз пирамидального рупора, который питается прямоугольным волноводом с размерами поперечного сечения  $a \times b$ . Переход от горловины до раскрыва происходит за счет расширения как в плоскости Е, так и в плоскости Н. В результате размеры поперечного сечения рупора в плоскости раскрыва -  $A \times B$  (рис. 3 а).

В общем случае в соответствии с приведенным выше анализом можно определить две точки соответствующие двум фазовым центрам для цилиндрических волн в плоскости Е и Н. В области между горловиной и раскрывом формируется поперечная неоднородная волна, волновой фронт которой искривлен уже в двух плоскостях Е и Н. определяется двумя  $R_n$  - Длины рупора  $R_n$  и  $R_e$  соответствующие радиусам волновых фронтов в плоскости раскрыва общем случае отличны друг от друга.

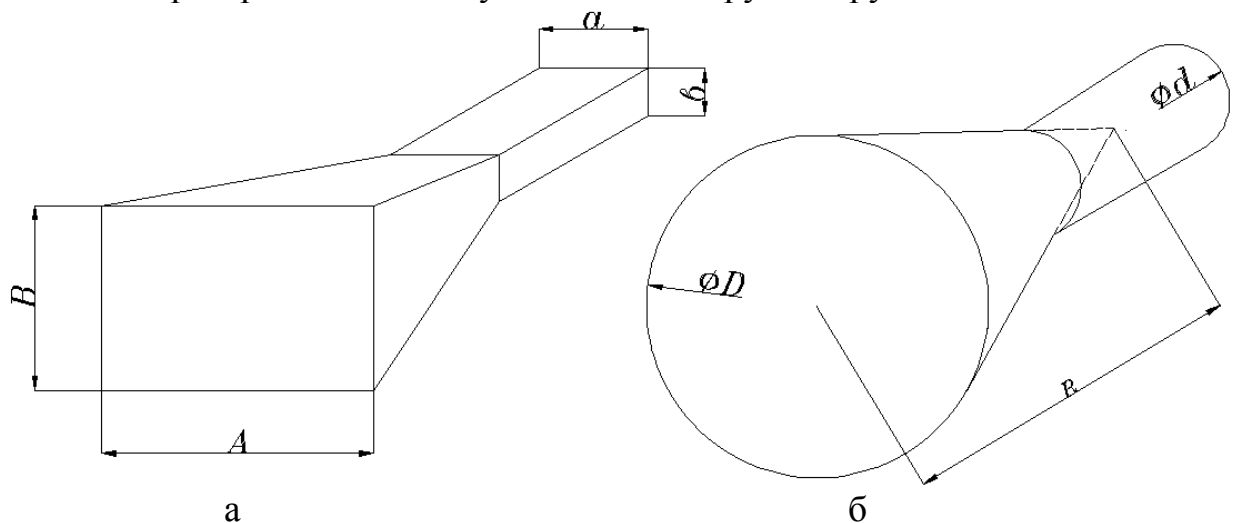


Рис. 3.

Если обеспечить их равенство ( $R_h = R_e$ ), то волновой фронт можно считать сферическим.

Для питания рупорной антенны может использоваться и волновод круглого сечения с основной волной  $H_{11}$  [2 – 5, 8]. В этом случае расширение поперечного сечения волновода приводит к формированию конического рупора, эскиз которого приведен на рис. 3 б. Его геометрическими характеристиками будут являться диаметр раскрыва  $D$  и длина  $R$ . Легко понять, что в этом случае формируется сферическая неоднородная волна, а величина  $R$  соответствует радиусу волнового фронта этой волны на раскрыве.

Отличительной особенностью конического рупора является его осевая симметрия, благодаря которой он может обеспечивать прием и излучение волн с любой поляризацией. Рассмотренные ранее пирамидальный и секториальные Н и Е рупоры рассчитаны только на линейную поляризацию электромагнитных волн.

### ***3.2. Поле излучения синфазно возбужденной поверхности. Излучение из открытого конца волновода.***

Поле излучения рупорной антенны можно определить либо по известному распределению токов на его поверхности, либо окружив его замкнутой поверхностью  $S$  (рис. 4) и связав его с известными значениями касательных составляющих  $E_\tau$ ,  $H_\tau$  на ней. Как определение токов, так и задание касательных составляющих может быть выполнено лишь приближенно. Для теоретического анализа обычно пользуются следующими приближениями.

-полагается, что токи отличны от нуля только на внутренней стороне поверхности проводников, которые образуют рупор;

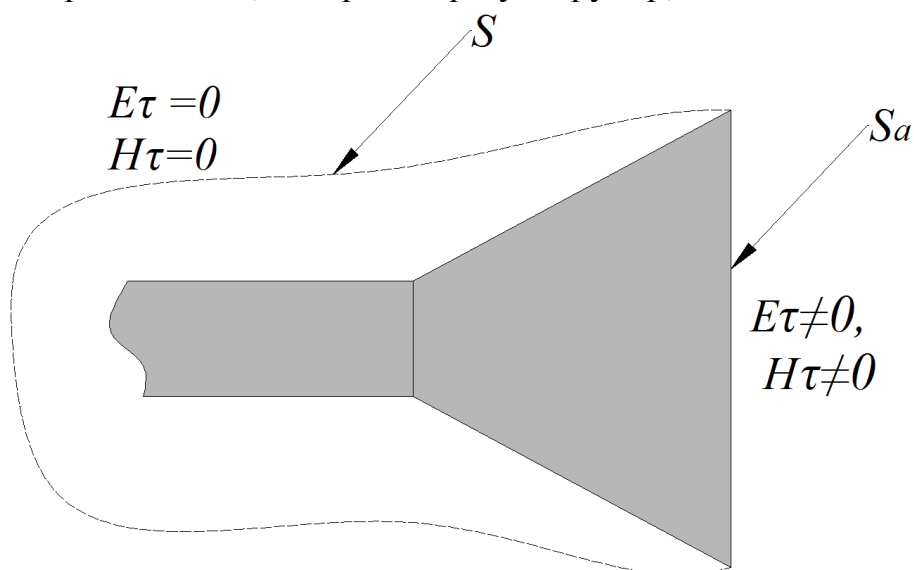


Рис. 4.

-полагается, что касательные составляющие  $E_\tau$ ,  $H_\tau$  отличны от нуля только на части поверхности  $S_a$ , совпадающей с плоскостью раскрыва рупора

–его апертурой. На остальной части замкнутой поверхности, окружающей рупор  $(E_r, H_r)=0$ .

Для определенности свяжем с плоскостью раскрыва прямоугольную систему координат  $XYZ$  и разбьем  $S_a$  на элементы, размеры которых

$$dS_a=(dx dy)$$

выбираются столь малыми, что в их пределах значение составляющих поля остаются неизменным. На рис. 5 показан такой элемент с опорной декартовой системой, совмещенной с его центром.

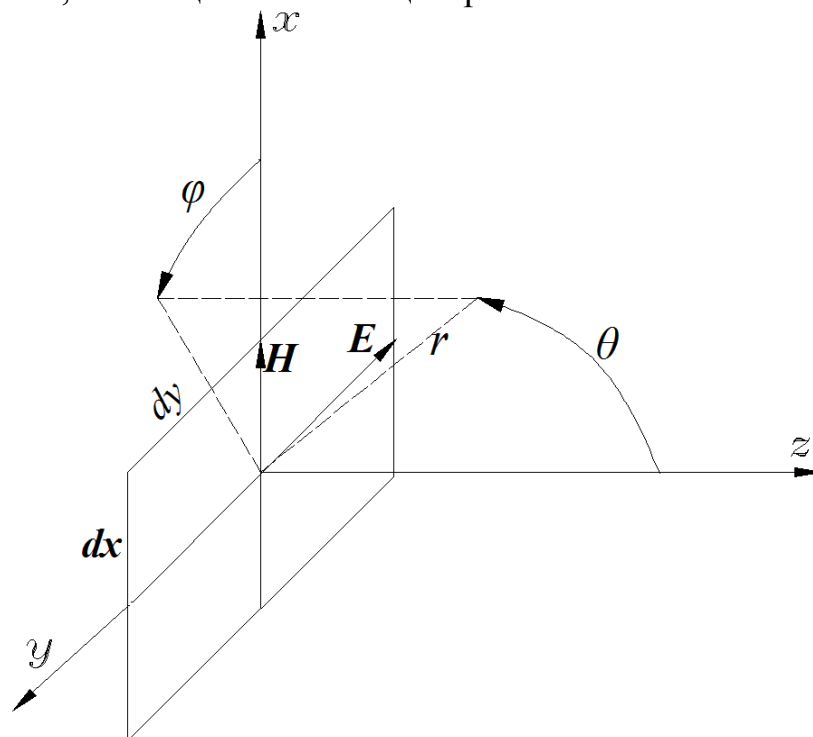


Рис. 5.

Если значения касательных составляющих поля на элементе  $dS_a$  известны, то с ними можно связать элементарный электрический (его определяет  $E_r$ ) и элементарный магнитный (его определяет  $H_r$ ) излучатели [2, 4, 8]. Их объединению соответствует элемент Гюйгенса. Суперпозиция полей этих элементов в дальней зоне определит поле излучения всего раскрыва.

С декартовой системой координат на рис. 5 связана сферическая  $r, \theta, \varphi$ . Обе имеют общий центр. Для дальнейшего анализа можно определить две ортогональные плоскости – Н (плоскость  $XZ$ , соответствующая условию  $\varphi=0$ ) и Е (плоскость  $YZ$ , соответствующая условию  $\varphi=\pi/2$ ).

Из предыдущих рассуждений ясно, что волновой фронт на раскрыве рупора не является плоским и все составляющие поля изменяются – волна не является однородной. В общем виде касательную составляющую вектора напряженности электрического поля можно определить следующим выражением:

$$E_r = E_0 f(x, y) e^{i\psi(x, y)} \quad (1).$$

Здесь:  $f(x, y)$  и  $\psi(x, y)$  – амплитудное и фазовое распределение на волновом фронте. Касательная составляющая напряженности магнитного

поля  $H_\tau$  определяется через характеристическое сопротивление  $Z_x$ , которое имеет разное значение в волноводе, рупоре и свободном пространстве:

$$H_\tau = \frac{E_\tau}{Z_x} \quad (2).$$

Для свободного пространства:

$$Z_x = 120\pi \text{ Ом} \quad (3).$$

Для волновода в одноволновом режиме:

$$Z_x = \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^2}} \text{ Ом} \quad (4).$$

Здесь  $\lambda_{kp}$  - критическая длина волны в волноводе, подводющем питание к рупору;  $\lambda$  - длина волны в свободном пространстве.

В области рупора (за исключением E- секториальной рупорной антенны) величина  $Z_x$  меняется от значения, определяемого формулой (4) у горловины приближаясь к значению (3) у раскрытия.

В [2, 4] показано, что напряженность электрического поля, созданного в дальней зоне элементом Гюйгенса и определенного в сферической системе координат  $r, \theta, \varphi$  (рис. 5) имеет 2 поперечные составляющие:

$$E_\theta = -i \frac{E_0 dS_a}{2r\lambda} \left( 1 + \frac{120\pi}{Z_x} \cos(\theta) \right) \sin \varphi \quad (4);$$

$$E_\varphi = -i \frac{E_0 dS_a}{2r\lambda} \left( \frac{120\pi}{Z_x} + \cos(\theta) \right) \cos \varphi \quad (5).$$

Выражения (4, 5) показывают, что в плоскости E ( $\varphi = \pi/2$ ) напряженность электрического поля определяется единственной проекцией  $E_\theta$ . Выражение (4) позволяет определить диаграмму направленности элемента Гюйгенса в этой плоскости:

$$F_E = abs \left( \frac{\left( 1 + \frac{120\pi}{Z_x} \cos(\theta) \right)}{\left( 1 + \frac{120\pi}{Z_x} \right)} \right) \quad (6).$$

Аналогично, для плоскости H ( $\varphi = 0$ ) диаграмма направленности элемента Гюйгенса определяется выражением:

$$F_H = abs \left( \frac{\left( \frac{120\pi}{Z_x} + \cos(\theta) \right)}{\left( 1 + \frac{120\pi}{Z_x} \right)} \right) \quad (7).$$

На рис. 6 а приведены диаграммы направленности элемента Гюйгенса в плоскости E (сплошная кривая) и H (пунктирная кривая). Расчет выполнен

с использованием представленной в приложении программы GUGENS, созданной в среде MATLAB [6].

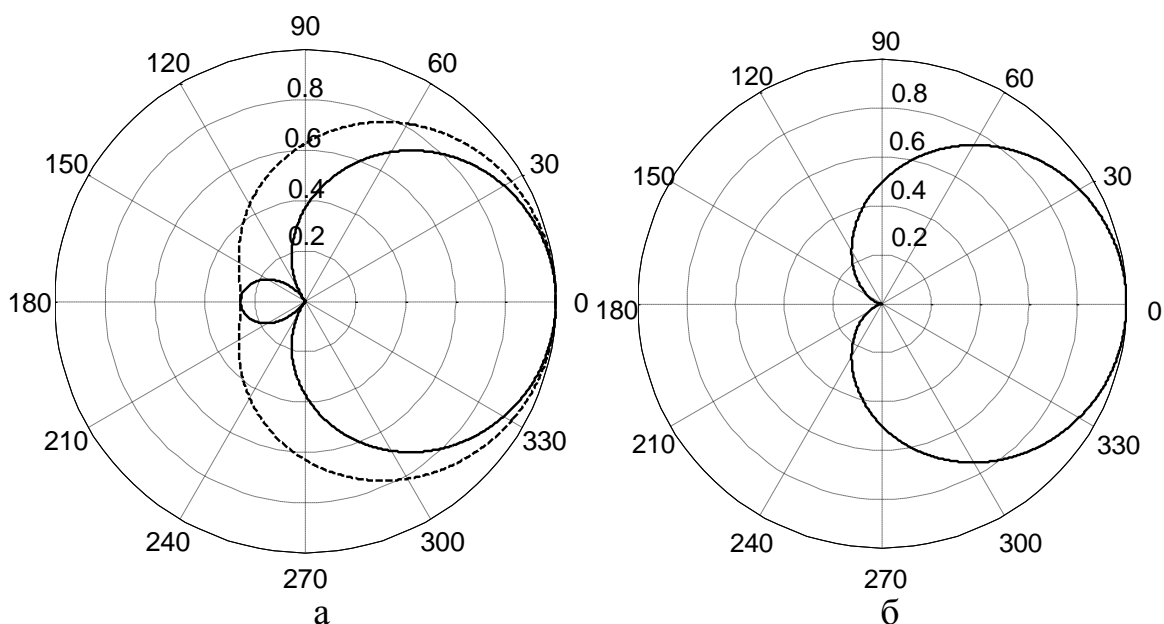


Рис. 6.

При расчете полагалось, что элемент Гюйгенса расположен на волновом фронте основной волны  $H_{10}$  прямоугольного волновода с размерами поперечного сечения (23 x 10)мм. Перед фронтом этой волны – свободное пространство, то есть волновой фронт расположен на открытом торце прямоугольного волновода. Разница в значениях характеристических сопротивлений по разные стороны волнового фронта определяет наличие излучения в направлении  $\theta=180^\circ$ , которое соответствует отражению волны.

На рис. 6 б приведена диаграмма направленности элемента Гюйгенса, расположенного на волновом фронте плоской волны, распространяющейся в свободном пространстве. В этом случае значения характеристических сопротивлений как за волновым фронтом, так и перед ним одинаковы и равны  $120\pi$  Ом. Поэтому, как следует из (6, 7) диаграммы направленности элемента Гюйгенса в плоскостях Е и Н одинаковы и излучение в направлении  $\theta=180^\circ$  отсутствует.

Для определения поля излучения плоской поверхности необходимо определить амплитудное и фазовое распределение  $f(x,y)$  и  $\Psi(x,y)$  на волновом фронте. При анализе рупорных антенн эта задача обычно решается приближенными методами, поскольку точное решение не может быть получено в замкнутом виде.

На первом этапе обычно анализируется излучение из открытого торца волноводов прямоугольного и круглого сечения и полагается [2, 4, 8+], что в них распространяются основные волны  $H_{10}$  и  $H_{11}$ . Структуры поля этих волн показаны на рис. 7, 8 [9]. Сплошные линии соответствуют линиям вектора Е, пунктирные – вектора Н. Стрелками отмечены места в поперечном сечении волновода, для которых рядом изображена соответствующая структура поля.

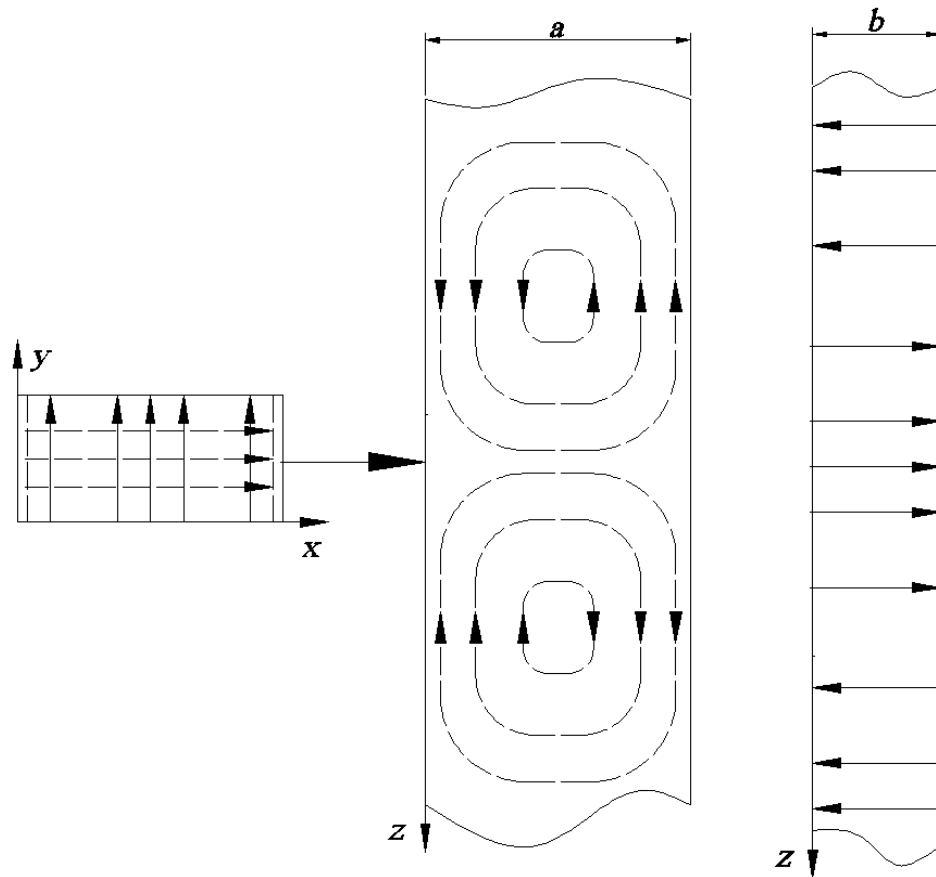


Рис. 7.

Приведенные структуры соответствуют переносу энергии вдоль оси  $z$ . При этом между поперечными составляющими поля отсутствуют фазовые сдвиги. На практике на торцах волноводов удовлетворение граничных условий приводит к отражению волн от них. Величина коэффициента отражения  $g = g_0 e^{i\Psi}$  зависит от многих факторов, учет которых с приемлемой точностью практически невозможен. Поэтому в расчетах обычно используется его среднее значение, измеренное экспериментально:

$$g_0 = 0.2 - 0.3; \quad \Psi = (0.8 - 0.7)\pi \text{ рад}$$

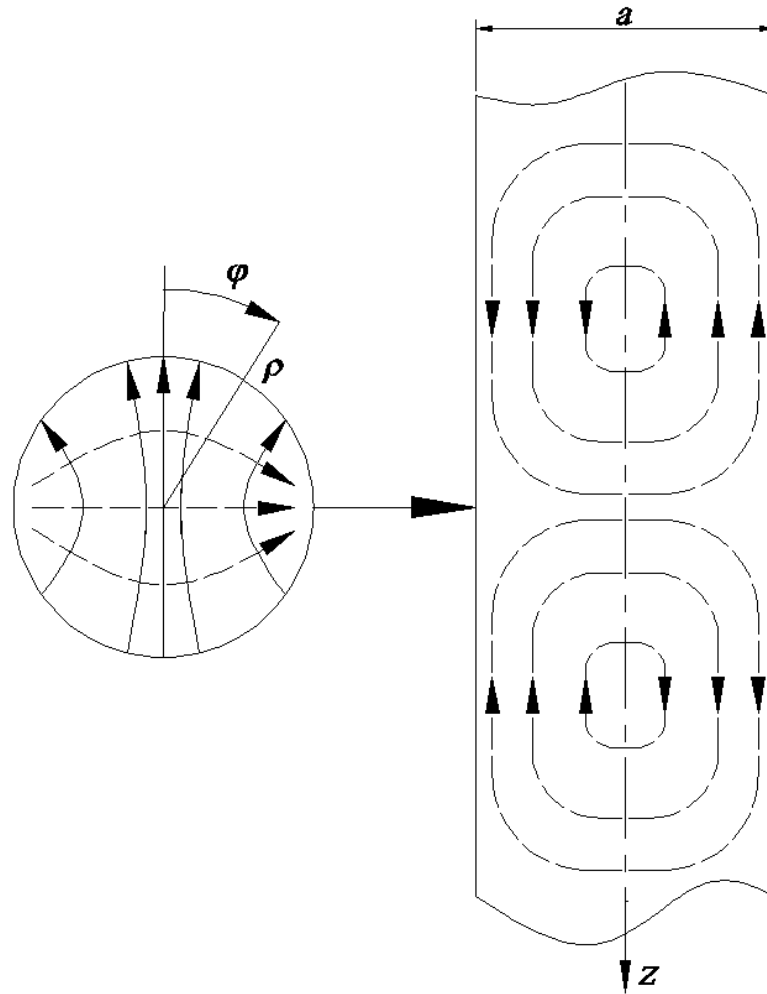


Рис.8.

При излучении из открытого торца волновода кроме отражения на торце волновода возникают волны высших типов, учет которых еще более трудоемок. Как правило, их влиянием пренебрегают. В результате распределение касательных составляющих  $E_y$  и  $H_x$  на раскрыве для волновода прямоугольного сечения определяется следующими формулами:

$$E_y = E_0(1+g)\sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)e^{-i\beta z}; \quad H_x = \frac{E_0}{Z_x}(1-g)\sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)e^{-i\beta z} \quad (8).$$

Для четырех касательных составляющих  $E_\rho$ ,  $H_\varphi$  и  $H_\rho$ ,  $E_\varphi$  волновода круглого сечения справедливы следующие соотношения:

$$E_\varphi = E_0(1+g)J_1'\left(\frac{1,841}{a}\rho\right)\cos(\varphi)e^{-i\beta z}; \quad H_\rho = \frac{E_0}{Z_x}(1-g)J_1'\left(\frac{1,841}{a}\rho\right)\cos(\varphi)e^{-i\beta z}$$

$$E_\rho = \frac{a}{1,841\rho}E_0(1+g)J_1\left(\frac{1,841}{a}\rho\right)\sin(\varphi)e^{-i\beta z};$$

$$H_\varphi = \frac{a}{1,841\rho} \frac{E_0}{Z_x}(1-g)J_1\left(\frac{1,841}{a}\rho\right)\sin(\varphi)e^{-i\beta z} \quad (9).$$

Здесь  $J_1(x)$  и  $J_1'(x) = 0.5(J_0(x) - J_2(x))$  - функция Бесселя первого рода 1 порядка от аргумента  $x$  и ее первая производная, для которой приведена

определяющая ее формула (индексы 0 и 2 у функций Бесселя определяют их порядок).

Характеристическое сопротивление для основных волн волноводов прямоугольного и круглого сечения, входящее в приведенные выше формулы, определяется по формуле (4) при подстановке в нее  $\lambda_{кр}=2a$  ( $a$  - размер широкой стенки волновода) и  $\lambda_{кр}=3,41a$  ( $a$  - радиус волновода) соответственно.

Поле излучения из открытого торца волновода определяется в результате суммирования (интегрирования) вкладов от элементов плоскости горловины в дальней зоне (точка  $P$  на рис. 9). Вклады можно определить соотношениями (4, 5), в которых необходимо учесть амплитудное распределение соответствующих касательных составляющих на волновом фронте – значение  $E_0$  в них не остается постоянным, а меняется в соответствии с выражениями (8, 9). Сам волновой фронт совпадает с плоскостью горловины – белый прямоугольник и окружность на рис. 9.

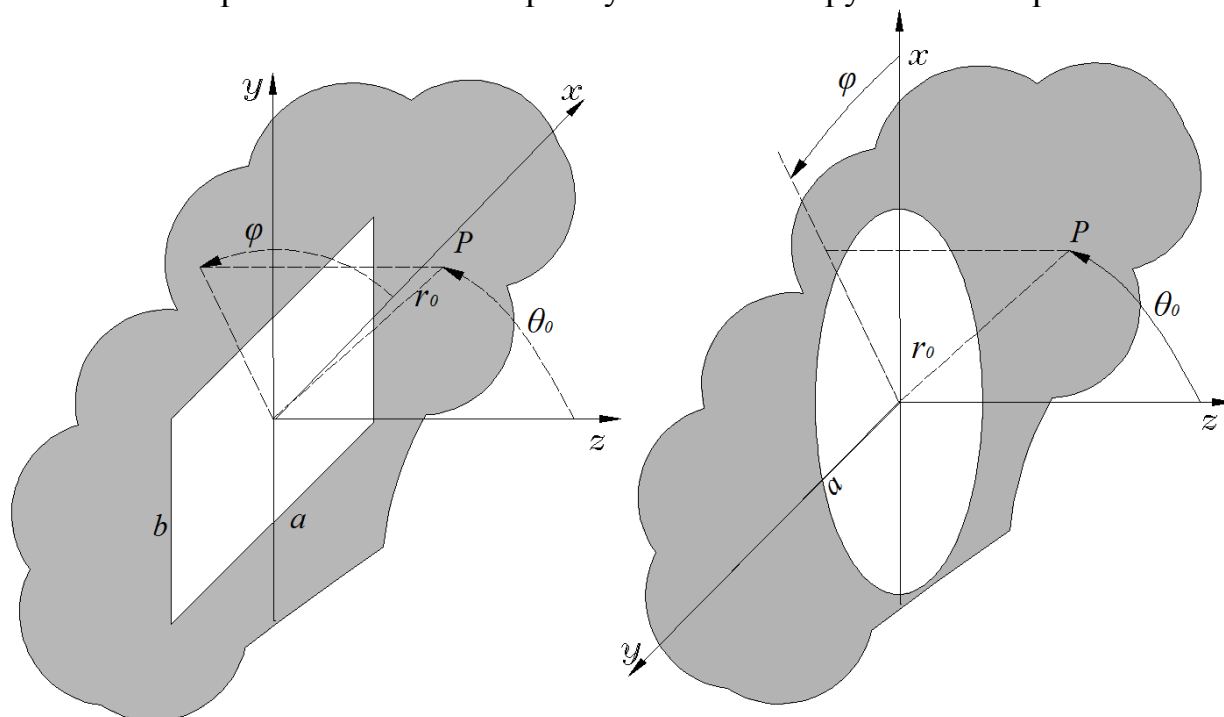


Рис. 9.

Определить поле излучения можно и сопоставив касательным составляющим  $E_\tau$  и  $H_\tau$  линейные плотности магнитного и электрического тока [2, 4, 8]. Поле излучения из открытого торца волновода и в этом случае определяется в результате суммирования (интегрирования) вкладов от суперпозиции этих токов.

Для описания поля используется сферическая система координат  $r, \theta, \varphi$ . На практике обычно анализируется излучение в двух взаимно ортогональных плоскостях E (плоскость  $yOz$ ,  $\varphi=\pi/2$  на рис.9) и плоскость H (плоскость  $xOz$ ,  $\varphi=0$  на рис.9).

В выбранной сферической системе координат в дальней зоне отличны от нуля две поперечные проекции вектора напряженности электрического поля  $E_\theta$  и  $E_\varphi$  [4].



При выполнении интегрирования считается, что значение угла  $\theta$  остается неизменным в пределах излучающей площадки и соответствует  $\theta_0$ , определенному в начале сферической системы (рис. 9). Длина радиус-вектора  $r$  определяется выражением:

$$r = r_0 + \Delta r ; \quad \Delta r = x \cos(\varphi) \sin(\theta) + y \sin(\varphi) \sin(\theta) ; \quad (10).$$

В результате поперечные составляющие поля в дальней зоне создаваемые излучением из открытого торца прямоугольного волновода определяются приведенными ниже выражениями [ ]:

$$E_\theta = E_0 \sin(\varphi) \left[ 1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \cos(\theta) + g \left( 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \cos(\theta) \right) \right] \times \\ \times \frac{\cos\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin(\theta) \cos(\varphi)\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin(\theta) \cos(\varphi)\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2} \times \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin(\theta) \sin(\varphi)\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin(\theta) \sin(\varphi)\right)} \times \frac{e^{-ikr}}{r} \quad (10);$$

$$E_\varphi = E_0 \cos(\varphi) \left[ \cos(\theta) + \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} + g \left( \cos(\theta) - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \right) \right] \times \\ \times \frac{\cos\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin(\theta) \cos(\varphi)\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin(\theta) \cos(\varphi)\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2} \times \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin(\theta) \sin(\varphi)\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin(\theta) \sin(\varphi)\right)} \times \frac{e^{-ikr}}{r} \quad (11).$$

Для волновода круглого сечения эти составляющие определяются следующим образом [ ]:

$$E_\theta = E_1 \sin(\varphi) \left[ 1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3,41a}\right)^2} \cos(\theta) + g \left( 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3,41a}\right)^2} \cos(\theta) \right) \right] \times \\ \times \frac{J_1\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin(\theta)\right)}{\sin(\theta)} \times \frac{e^{-ikr}}{r} \quad (12);$$

$$E_\varphi = E_1 \cos(\varphi) \left[ \cos(\theta) + \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3,41a}\right)^2} + g \left( \cos(\theta) - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3,41a}\right)^2} \right) \right] \times \\ \times \frac{J_1'\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin(\theta)\right)}{1 - \left(\frac{3,41a}{\lambda} \sin(\theta)\right)^2} \times \frac{e^{-ikr}}{r} \quad (13).$$

Приведенные выше формулы позволяют с точностью до постоянного множителя вычислить диаграммы направленности в плоскостях Е и Н. Они определяются условиями  $\varphi=90^\circ$  для плоскости Е и  $\varphi=0^\circ$  для плоскости Н. Легко заметить, что поле излучения для обоих волноводов в этих плоскостях определяется только одной из двух проекций вектора  $\mathbf{E} - E_\theta$  для плоскости Е и  $E_\varphi$  для плоскости Н. Расчет диаграмм направленности излучения из открытого конца волноводов прямоугольного и круглого сечений осуществляется по представленной в приложении программе PLOSHADKA, созданной в среде MATLAB [6].

На рис. 10.а, 10.б приведены диаграммы направленности излучения из открытых торцов волноводов прямоугольного (рис.10.а) и круглого (10.б) сечений. Расчет проводился для относительных размеров поперечного сечения прямоугольного волновода:  $a/\lambda=0.7$ ;  $b/\lambda=0.2$  и относительной величины радиуса волновода круглого сечения  $a/\lambda=0.7$ . Коэффициент отражения от торца волновода в обоих случаях принимался равным  $g=0,4e^{i0,7}$ . Сплошные кривые соответствуют плоскости Е, пунктирные – плоскости Н.

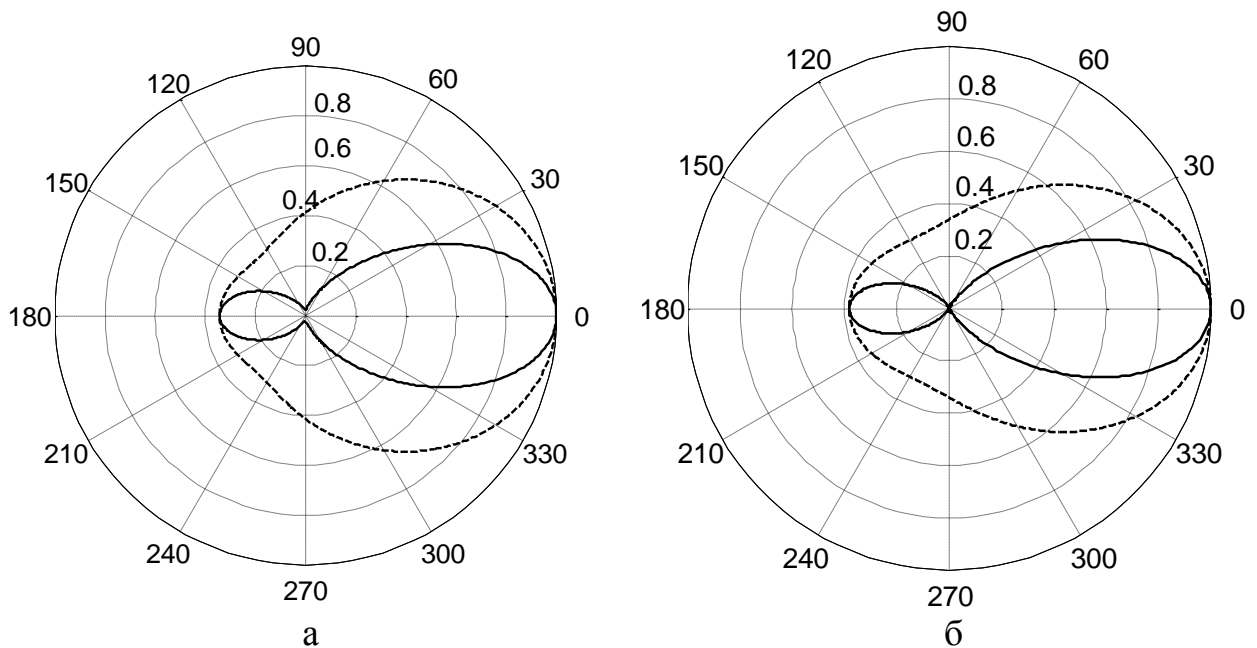


Рис. 10.

Видно, что в обоих случаях присутствует заметный уровень обратного излучения (направление  $\theta=180^\circ$ ) обусловленное разницей в характеристических сопротивлениях для волны в волноводе и в свободном пространстве. Следует также отметить отсутствие уровня нулевого излучения на диаграмме, соответствующей плоскости Н.

### 3.3. Характеристики направленности Н и Е секториальных рупорных антенн .

В [2, 3, 4, 5, 8] подробно изучены процессы, которые обеспечивают формирование распределения поля на поверхности раскрыва Н и Е – секториальных рупорных антенн. При этом считается, что в волноводе,

питающем рупор, распространяется основная волна прямоугольного волновода  $H_{10}$ .

В результате решения уравнений Максвелла показано, что можно пользоваться следующими приближениями - в области между горловиной и раскрытием рупора (рис.1, 2) распространяется цилиндрическая волна, центр фазового фронта которой совпадает с вершиной рупора – точкой  $O$ . При этом в области рупора структура поля изменяется только в плоскости, в которой происходит расширение поперечного сечения – векторные линии на рис.1, 2 искривляются, но новых составляющих поля не появляется. Волна имеет только одну продольную компоненту у вектора напряженности магнитного поля, что позволяет отнести ее к классу  $H$ .

На рис.11 приведен эскиз  $H$ -секториального рупора и показана опорная декартова система координат, в которой определяются амплитудное и фазовое распределение. Ее центр совпадает с центром сферической системы, используемой для описания поля излучения антенны. На рис.11 показаны начала и направления отсчета углов  $\theta$ ,  $\varphi$

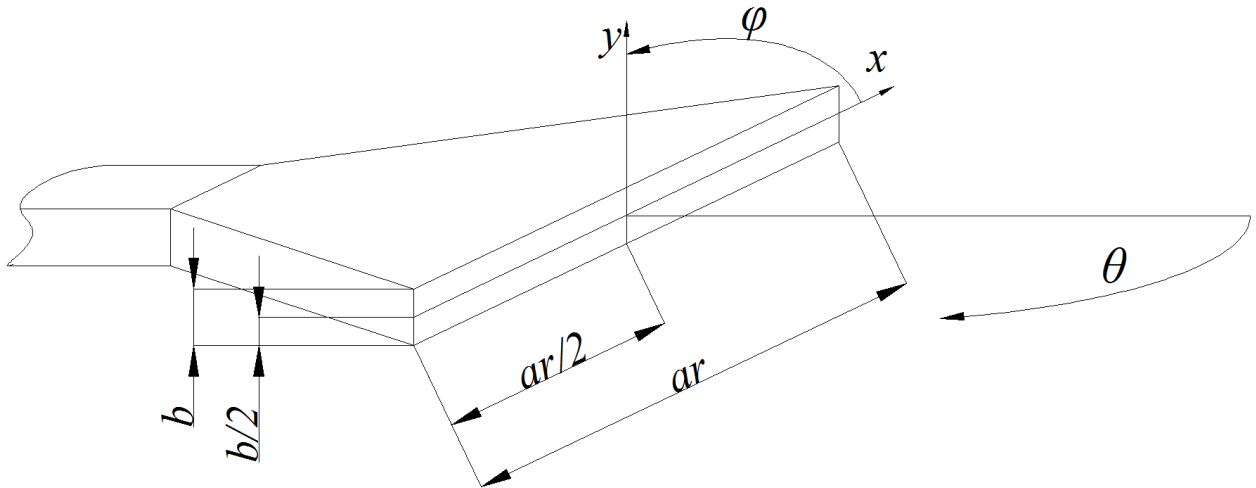


Рис.11.

Характеристическое сопротивление волны  $Z_x$  в рупоре определяется соотношением поперечных составляющих вектора напряженности электрического и магнитного поля. Можно показать, что в первом приближении значение  $Z_x$  в области  $H$ -секториального рупора меняется от величины в плоскости горловины:

$$Z_x = \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \text{ Ом} \quad (14)$$

до значения на раскрытии:

$$Z_x = \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2ar}\right)^2}} \text{ Ом} \quad (15).$$

Также считается, что увеличение размера широкой стенки волновода не приводит к появлению волн высших типов в области.

Таким образом в области рупора за счет деформации структуры поля происходит плавное изменение поперечных составляющих так, что определяемое ими характеристическое сопротивление при увеличении длины рупора  $R$  и выполнении неравенства  $\lambda \ll ar$  стремится к величине  $Z_x = 120\pi Om$ , соответствующей свободному пространству. Поскольку отражение от плоскости раскрыва определяется разницей в значениях характеристических сопротивлений на волновом фронте и в свободном пространстве, при анализе Н-секториального рупора делается упрощающее предположение о равенстве этих значений. Как следствие, отражение от плоскости раскрыва отсутствует и при расчетах не учитывается.

Дополнительно, считается, что в области между раскрывом и горловиной рупора (рис.1, 2) величина характеристического сопротивления плавно изменяется так, что отражением от горловины рупора также можно пренебречь. Это позволяет рассматривать рупор не только как антенну, но и как трансформатор сопротивлений, обеспечивающий его согласование с питающей линией.

При сделанных упрощениях дополнительно следует считать, что на плоскости раскрыва рупора продольная компонента вектора  $\mathbf{H}$  отсутствует. Отличны от нуля только касательные составляющие векторов напряженности электрического и магнитного поля –  $H_x$  и  $E_y$ .

Поле в плоскости горловины рупора характеризуется отличными от равномерных амплитудным и фазовым распределением (1). Для определения  $\Psi(x,y)$  следует рассмотреть рис.12, на котором показано продольное сечение Н-секториального рупора. Кривая  $KOM$  – часть окружности радиуса  $R$  – принадлежит цилиндрическому волновому фронту, а прямая  $K'O'M'$  – касательная к этой окружности в точке  $O'$  – плоскости раскрыва. На волновом фронте фазы рассмотренных ранее элементов Гюйгенса одинаковы – их определяют расстояния между ними и фазовым центром  $O$  ( $OK, OL, OO', OM$ )= $R$  на рис. 12). Для определенности в дальнейшем полагается, что эти фазы равны нулю.

Поскольку волновой фронт и плоскость раскрыва не совпадают между собой, фазовое распределение  $\Psi(x,y)$  на плоскости раскрыва не остается постоянным. Сделанные ранее упрощения позволяют в дальнейшем считать, что фаза не зависит от координаты  $y$  (рис.12). Отсчет фазы вдоль координаты  $x$  ведется от нулевого значения, приходящегося на точку  $O'$  :  $\Psi(0,y)=0$ .

Значение  $\Psi(x,y)$  в произвольной точке  $L'$  определяется цилиндрическим волновым фронтом, проходящим через нее. Из рис. 11 ясно, что его радиус возрастает на величину отрезка  $LL'$  Соответственно возрастает и фаза элементов Гюйгенса на этом фронте на величину [ ]:

$$\psi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} LL' = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{R^2 + x^2} - R).$$

На практике всегда выполняется неравенство  $R \gg x$ , поэтому приведенное выше соотношение можно разложить в ряд Тейлора и ограничиться линейным слагаемым. В результате:

$$\psi(x, y) = \frac{\pi x^2}{\lambda R} \quad (16).$$

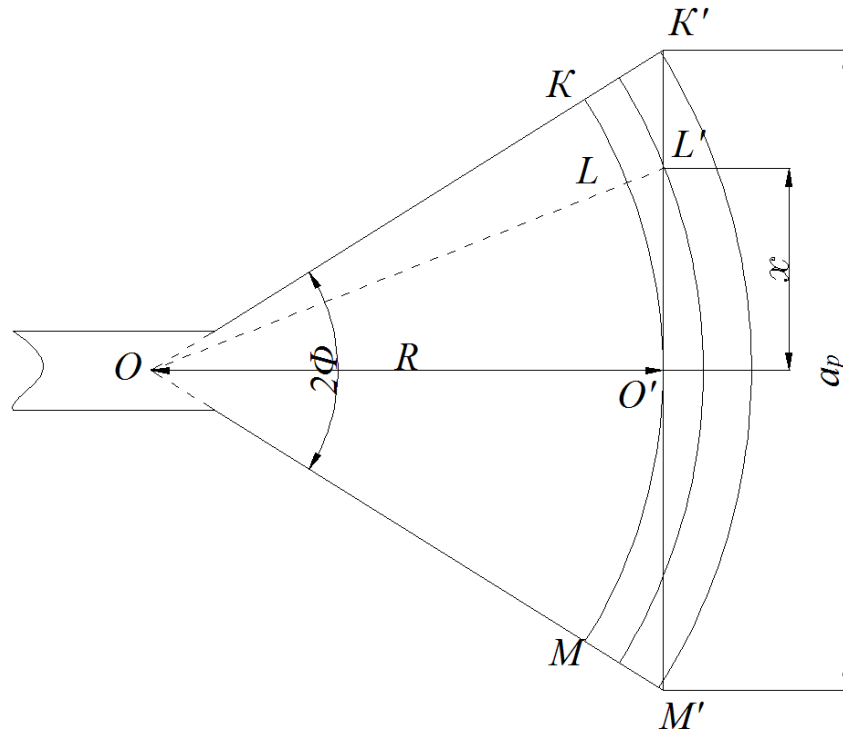


Рис. 12.

Как и в случае открытого торца волновода, амплитудное распределение  $f(x, y)$  определяется структурой поля волны  $H_{10}$ . Окончательно, для касательной составляющей вектора напряженности электрического поля на раскрытии Н-секториального рупора справедливо следующее выражение:

$$E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a_p}\right) e^{-i\frac{\pi x^2}{\lambda R}} \quad (17).$$

При определении поля излучения Н-секториальной рупорной антенны используются та же методика, что и в случае анализа излучения из открытого торца прямоугольного волновода. Начало сферической системы координат, которая используется для описания поля излучения, помещается в центр плоскости раскрытия и совмещается с началом опорной декартовой (рис. 11). Отличие лишь в линейных размерах плоскости и отсутствии отражения от нее – значения характеристического сопротивления по обе стороны волнового фронта при расчетах полагаются одинаковыми.

Также вводятся две плоскости Н и Е. Первая соответствует значению  $\varphi=0$  и для нее из двух поперечных проекции вектора напряженности электрического поля  $E_\varphi$  и  $E_\theta$  отлична от нуля только одна -  $E_\varphi$ . Выражение для нее, приведенное в [2, 4], позволяет с точностью до постоянного множителя определить ненормированную диаграмму направленности в плоскости Н:

$$F_H^H(\theta) = \text{abs}\{(1 + \cos(\theta))(e^{iv_1}[c(u_1) + c(u_2) - i(s(u_1) + s(u_2))] + e^{iv_2}[c(u_3) + c(u_4) - i(s(u_3) + s(u_4))])\} \quad (18).$$

Здесь  $c(z)$  и  $s(z)$  – интегралы Френеля:

$$c(z) = \int_0^z \cos\left(\frac{\pi}{2}x^2\right)dx; \quad s(z) = \int_0^z \sin\left(\frac{\pi}{2}x^2\right)dx \quad (19).$$

При определении переменных использованы нормированные на длину волны  $\lambda$  величины:

$$ar_n = \frac{ar}{\lambda} - \text{нормированная ширина раскрыва в плоскости Н};$$

$$R_n = \frac{R}{\lambda} - \text{нормированная длина рупора}.$$

Остальные величины вычисляются по следующим формулам:

$$v_1 = \frac{\pi}{4} R_n \left( \frac{1}{ar_n} + 2 \sin(\theta) \right); \quad v_2 = \frac{\pi}{4} R_n \left( \frac{1}{ar_n} - 2 \sin(\theta) \right);$$

$$u_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{ar_n}{R_n} - \sqrt{R_n} \left( \frac{1}{ar_n} + 2 \sin(\theta) \right) \right); \quad u_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{ar_n}{R_n} + \sqrt{R_n} \left( \frac{1}{ar_n} + 2 \sin(\theta) \right) \right) \quad (20).$$

$$u_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{ar_n}{R_n} + \sqrt{R_n} \left( \frac{1}{ar_n} - 2 \sin(\theta) \right) \right); \quad u_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{ar_n}{R_n} - \sqrt{R_n} \left( \frac{1}{ar_n} - 2 \sin(\theta) \right) \right)$$

Ненормированную диаграмму направленности в плоскости Е определяет условие  $\varphi = \pi/2$ . Из двух поперечных проекции вектора напряженности электрического поля  $E_\varphi$  и  $E_\theta$  на ней отлична от нуля только одна -  $E_\theta$ . Выражение, приведенное в [2, 4, 8], с точностью до постоянного множителя определяет ее следующим выражением:

$$F_E^H(\theta) = \text{abs} \left( (1 + \cos(\theta)) \frac{\sin(\pi b_n \sin(\theta))}{(\pi b_n \sin(\theta))} \right) \quad (21).$$

$$\text{Здесь } b_n = \frac{b}{\lambda} -$$

Приведенные выше выражения позволяют провести численное исследование диаграмм направленности Н-секториального рупора. Исходными данными для расчета являются нормированная ширина раскрыва в плоскости Н –  $ar_n$ , нормированная длина рупора  $R_n$  и нормированный размер узкой стенки прямоугольного волновода  $b_n$ . Следует отметить, что практически обоснованного критерия для выбора этих величин нет. Необходимый анализ, позволяющий сделать этот выбор, приведен ниже.

На рис. 13 приведен эскиз Е-секториального рупора и показана опорная декартова система координат, в которой определяются амплитудное и фазовое распределение. Как и для Н-секториального рупора, центр совпадает с центром сферической системы, используемой для описания поля

излучения антенны. На рис.13 показаны начала и направления отсчета углов  $\theta, \varphi$

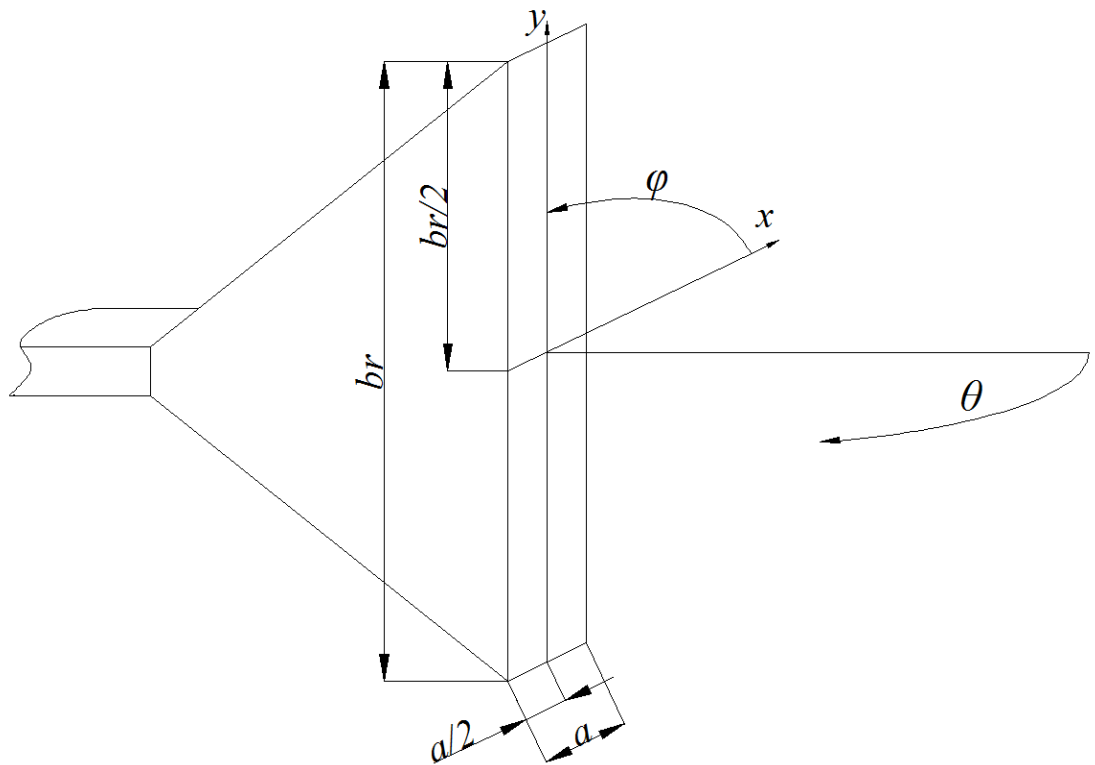


Рис.13

На рис. 14 показано продольное сечение Е-секториального рупора. Как и при анализе Н-секториального рупора, с его помощью определяется фазовое распределение  $\Psi(x,y)$ . Отличие лишь в том, что фаза меняется вдоль координаты  $y$  опорной декартовой системы (рис.13, 14).

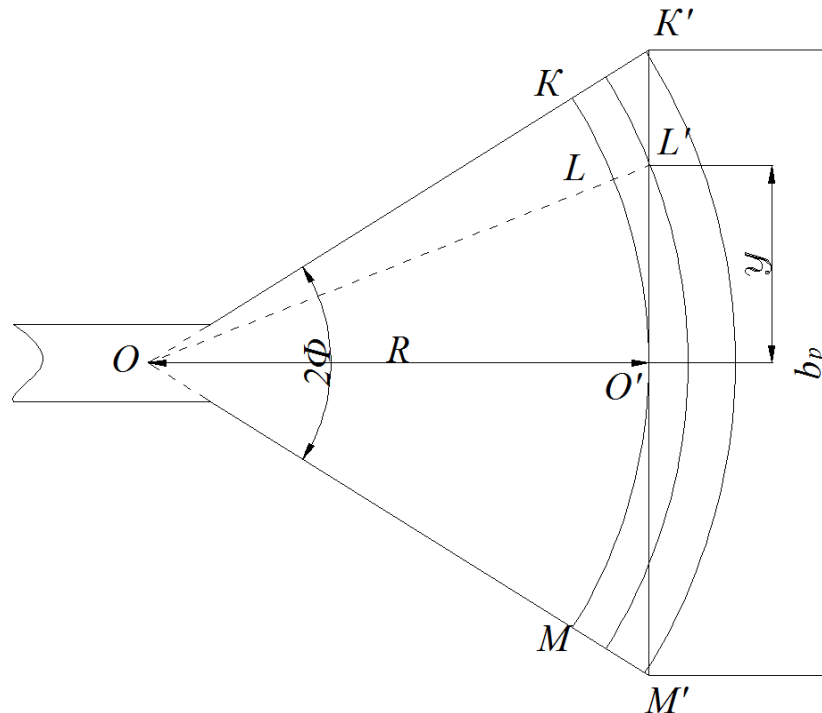


Рис.14.

В итоге:

$$\psi(x, y) = \frac{\pi}{\lambda} \frac{y^2}{R} \quad (22),$$

и для касательной составляющей вектора напряженности электрического поля на раскрыве справедливо следующее выражение:

$$E_y = E_0 e^{-i \frac{\pi x^2}{\lambda R}} \quad (23).$$

Здесь учтено, что в отличие от Н-секториального рупора, поле вдоль оси  $y$  не изменяется.

Как и ранее можно определить две поперечные составляющие вектора напряженности электрического поля в сферической системе координат, а по ним - с точностью до постоянного множителя ненормированные диаграммы направленности  $F_H^E$ ,  $F_E^E$  в плоскостях Н и Е [2, 4, 8]:

$$F_H^E(\theta) = abs \left( (1 + \cos(\theta)) \frac{\cos(\pi a_n \sin(\theta))}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - (\pi a_n \sin(\theta))^2} \right) \quad (24);$$

$$F_E^E = abs((1 + \cos(\theta))(c(w1) + c(w2) - i(s(w1) + s(w2)))) \quad (25).$$

Здесь  $a_n = \frac{a}{\lambda}$  - нормированный размер широкой стенки прямоугольного волновода;

$$w1 = \frac{br_n}{\sqrt{2R_n}} - \sqrt{2R_n} \sin(\theta); \quad w2 = \frac{br_n}{\sqrt{2R_n}} + \sqrt{2R_n} \sin(\theta)$$

$$br_n = \frac{br}{\lambda} - \text{нормированная ширина раскрыва в плоскости Е.}$$

Исходными данными для численного анализа диаграмм направленности Е-секториального рупора являются нормированная ширина раскрыва в плоскости Е -  $br_n$ , нормированная длина рупора  $R_n$  и нормированный размер узкой стенки прямоугольного волновода  $a_n$ . Следует отметить, что и в этом случае практически обоснованного критерия для выбора этих величин нет.

### **3.4. Коэффициенты направленного действия и диаграммы направленности Н и Е - секториальных рупорных антенн.**

Наряду с диаграммами направленности важно и удобной характеристикой антенн являются их коэффициенты направленного действия [3]. Ниже приведены формулы, определяющие эти величины для Н и Е - секториальных рупоров, полученные в предположении, что их мощность излучения может определяться интегрированием не по всей замкнутой поверхности  $S$ , окружающей антенну, а только по ее раскрыву  $S_a$  (рис. 4) [3].

Коэффициент направленного действия для Н-секторного рупора определяется выражением:



$$G_H = \frac{2\pi b_n}{\psi} \left( (c(u) - c(v))^2 + (s(u) - s(v))^2 \right) \quad (26).$$

Здесь аргументы  $u$  и  $v$  интегралов Френеля определяются следующим образом:

$$u = \sqrt{\frac{1}{2R_{n1}}} \frac{1}{\psi_1} (1 + 4\psi_1^2 R_{n1}); \quad v = \sqrt{\frac{1}{2R_{n1}}} \frac{1}{\psi_1} (1 - 4\psi_1^2 R_{n1});$$

$$\psi_1 = \frac{ar_n}{R_{n1}}; \quad R_{n1} = R_n \cos \left( \arctg \left( \frac{ar_n}{2R_n} \right) \right) \quad (27).$$

Выражение, определяющее коэффициент направленного действия для Е-секционного рупора имеет вид:

$$G_E = \frac{32a_n}{\pi\psi_2} \left( c(\psi_2 \sqrt{2R_{n2}})^2 + s(\psi_2 \sqrt{2R_{n2}})^2 \right) \quad (28).$$

$$\psi_2 = \frac{br_n}{R_{n2}}; \quad R_{n2} = R_n \cos \left( \arctg \left( \frac{br_n}{2R_n} \right) \right) \quad (29).$$

В отличие от [4], формулы (26), (27) и входящие в них величины (27), (29) определяются в относительных единицах. Кроме того, размеры сторон рупоров  $OK' = R_{n1}$  выражены через длину рупора  $R_n$ , что значительно удобнее при определении исходных данных для расчета.

Численное исследование коэффициентов направленного действия можно провести по представленной в приложении программе KND, созданной в среде MATLAB. Исходными данными для расчета являются относительные размеры поперечного сечения питающего волновода  $a_n$ ,  $b_n$ , которые необходимо выбрать выполнив при этом условия одноволнового режима. При этом, в отличие от [4], никаких ограничений на выбор этих значений не накладывается.

Расчеты предполагают исследование зависимости КНД от относительного размера раскрыва рупора  $ar_n$  или  $br_n$  при постоянном значении относительной длины рупора  $R_n$ . Эти зависимости приведены на рисунках 14 (для Н-секционного рупора) и 16 (для Е-секционного рупора).

Также имеется возможность исследования зависимости КНД от относительной длины  $R_n$  при постоянном значении относительного размера раскрыва рупора  $ar_n$  или  $br_n$ . Эти зависимости представлены на рисунках 15 (для Н-секционного рупора) и 17 (для Е-секционного рупора). Все расчеты выполнялись для прямоугольного волновода с относительными размерами  $a_n=0.7$ ,  $b_n=0.3$ , обеспечивающими распространение в нем только основной волны  $H_{10}$ .

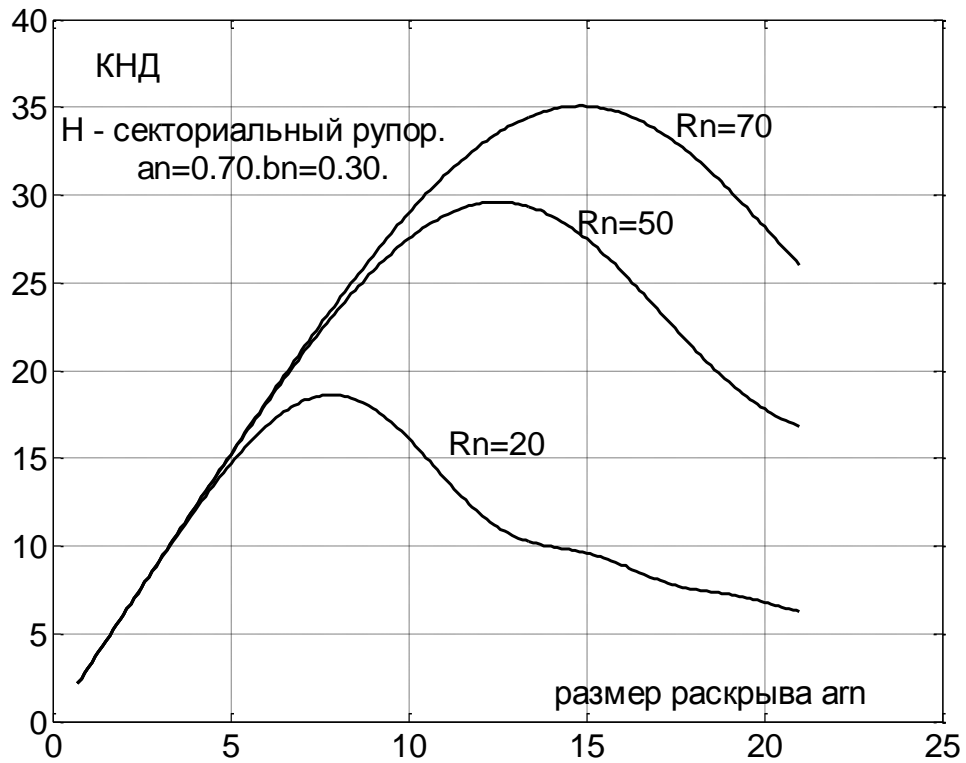


Рис.14.

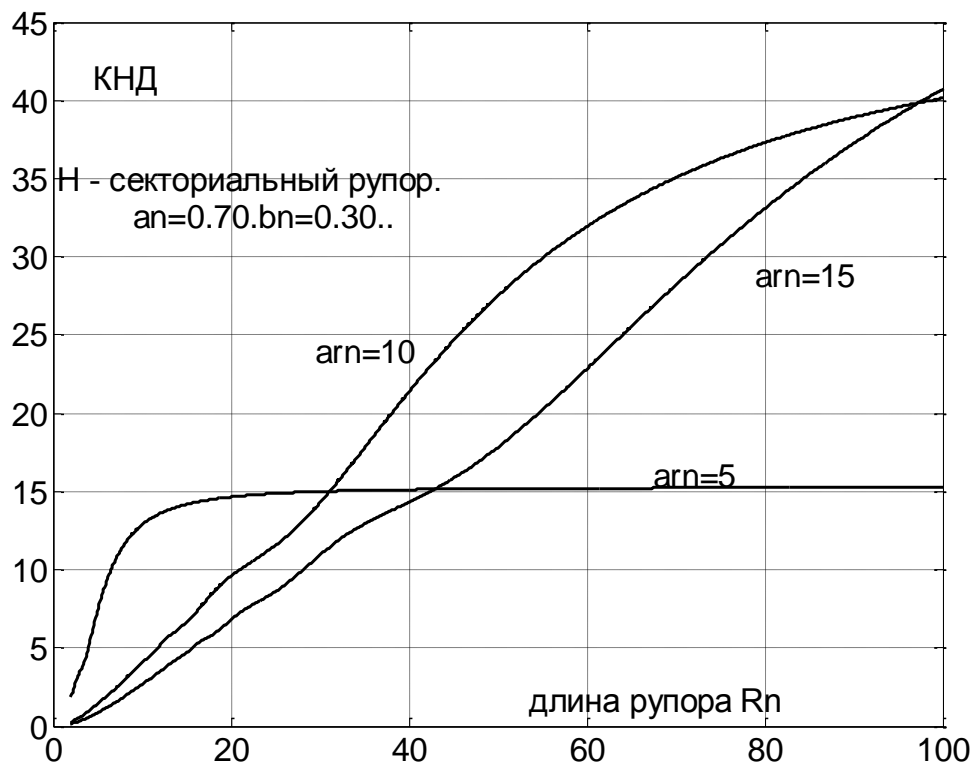


Рис.15.

Легко понять, что увеличение размера раскрыва рупора при неизменном значении его длины соответствует увеличению угла раскрыва  $\Phi$  (рис.12,14), а увеличение длины рупора при неизменном размере раскрыва – его уменьшению.

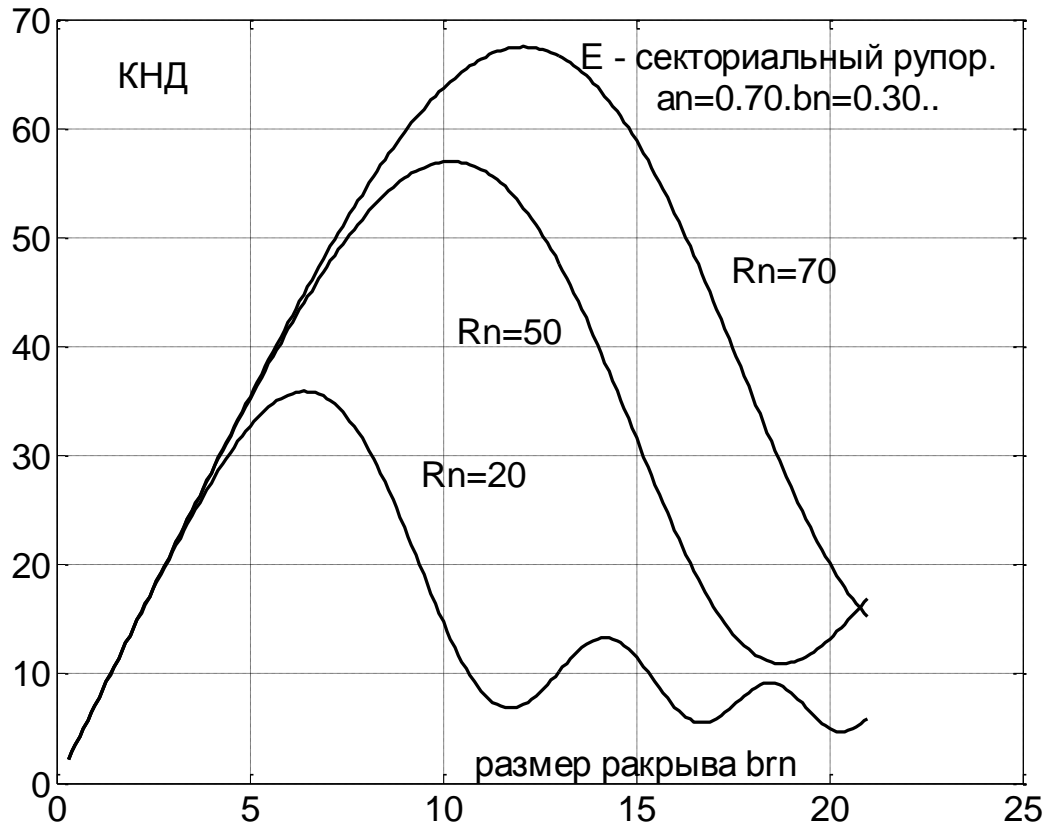


Рис. 16.

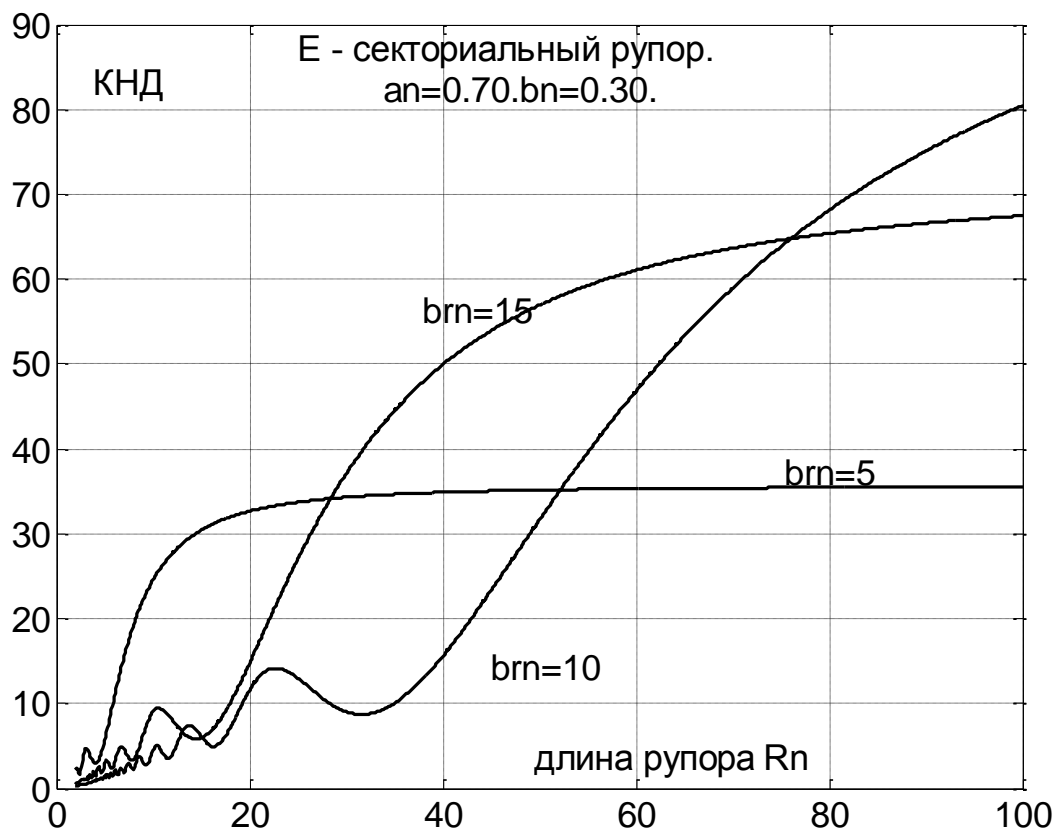


Рис.17.

В приложении приведен текст программ RUPORSH и RUPORSE, созданных в среде MATLAB [6] и позволяющих построить диаграммы направленности Н и Е-секционных рупоров в плоскостях Е и Н. В качестве

исходных данных задаются значения Результаты расчета по этим программам приведены на рис. 18, 19, 20.

В качестве исходных данных для расчета задаются следующие величины:

- относительная длина рупора  $R_n$ ;
- относительный размер раскрыва рупора  $ar_n$  или  $br_n$ ;
- относительный размер стенки волновода  $b_n$  или  $a_n$ .

На рис. 18 приведены диаграммы направленности в плоскости Н, построенные для Н- плоскостного рупора и четырех значений нормированной ширины раскрыва  $ar_n=5, 7, 10, 15$ . Нормированная длина рупора и нормированный размер узкой стенки во всех четырех случаях не менялись:  $R_n=20$ ;  $b_n=0.3$ .

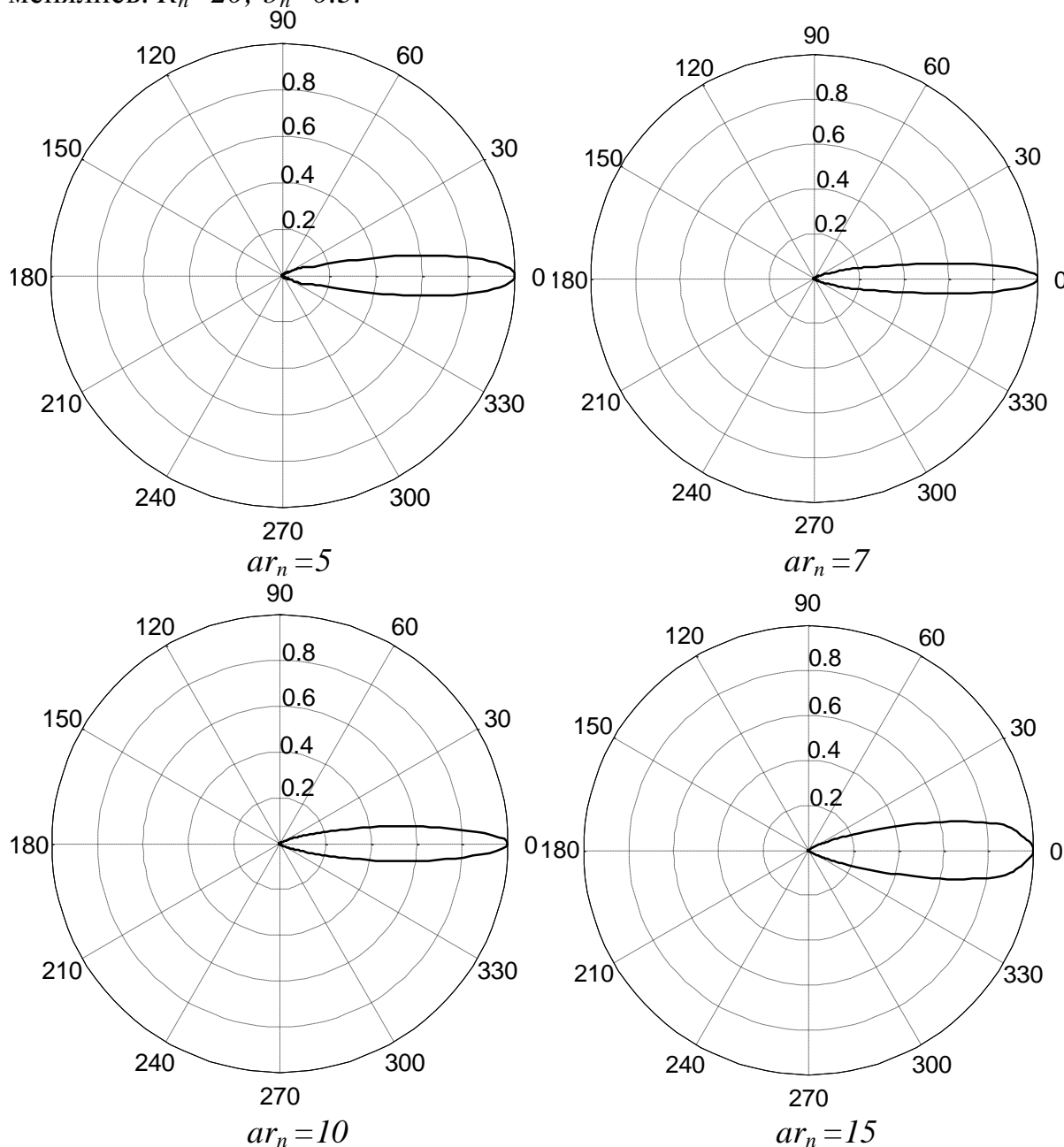


Рис.18

На рис. 18 приведены диаграммы направленности в плоскости Е, построенные для Е-плоскостного рупора и четырех значений нормированной ширины раскрыва  $br_n=5, 7, 10, 15$ . Нормированная длина рупора и нормированный размер широкой стенки во всех четырех случаях не менялись:  $R_n=20$ ;  $a_n=0.7$ .

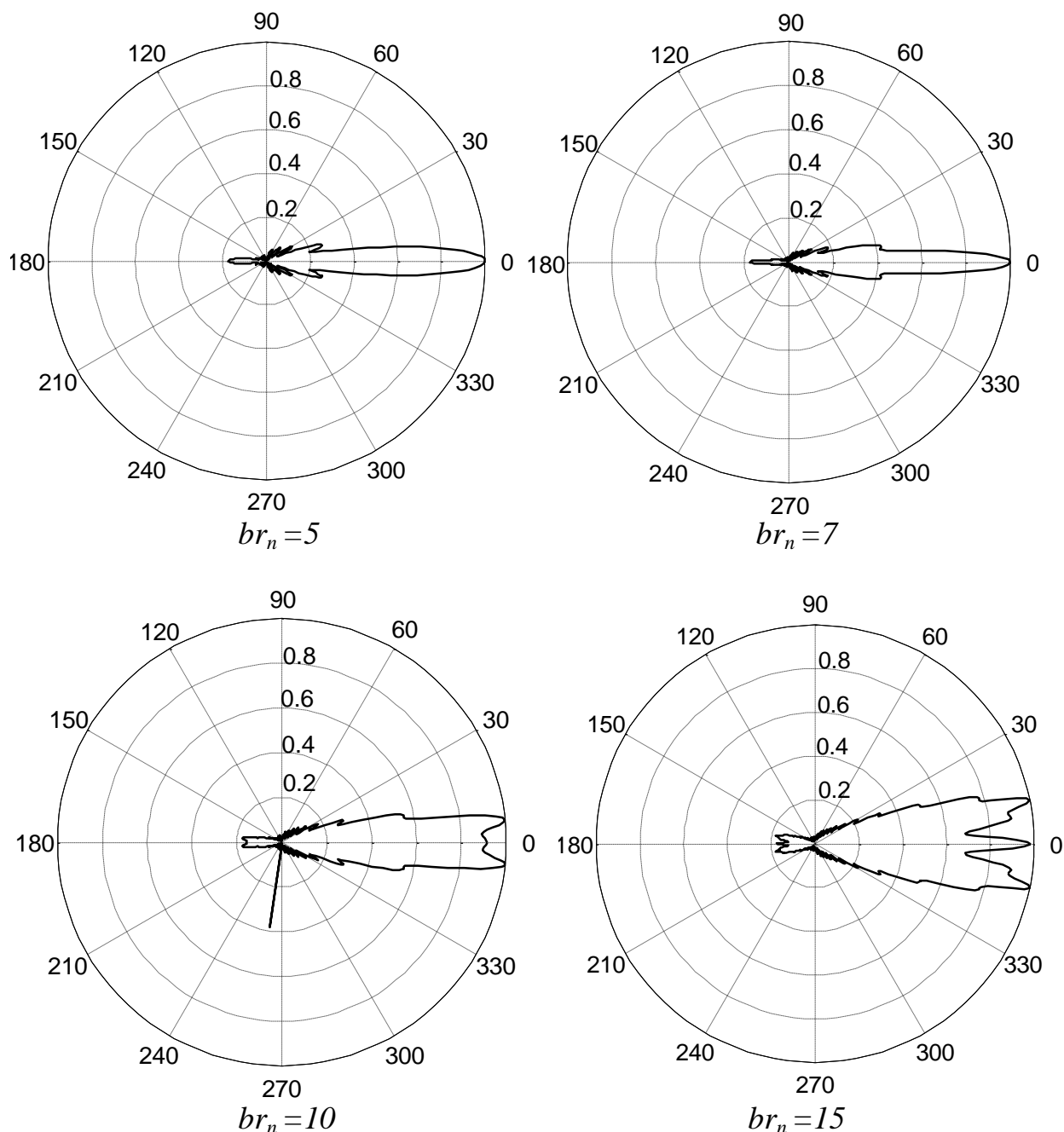


Рис.19

Анализ приведенных результатов численных исследований на рис. 14-17 позволяют сделать выводы о влиянии геометрических размеров рупорной антенны на ее характеристики направленности. Известно [2, 3, 4, 5], что увеличение линейного размера прямоугольной площадки с равномерным амплитудным и фазовым распределением приводит к сужению диаграммы направленности в плоскости, соответствующей линейному размеру. В

рассматриваемом случае под прямоугольной площадкой следует понимать раскрыв секториального рупора, а увеличивающийся линейный размер соответствует раскрыву рупора  $ar_n$  или  $br_n$ .

В противоположность этой тенденции наличие квадратичного фазового распределения на плоскости раскрыва рупорной антенны [5] ведет к расширению диаграммы направленности.

Для количественной оценки последнего фактора можно вычислить максимальный фазовый сдвиг между точками на раскрыве. Из предыдущего анализа и рис. 12, 14 ясно, что он приходится на крайние точки  $K'$ ,  $M'$  области, а формулы (16), (22) определяют его следующими соотношениями:

$$\psi_{\max} = \frac{\pi ar_n^2}{4 R_n} \quad - \text{ для Н-секториального рупора (30) и}$$

$$\psi_{\max} = \frac{\pi br_n^2}{4 R_n} \quad - \text{ для Е-секториального рупора (31).}$$

Таким образом, сначала при увеличении  $ar_n$ ,  $br_n$  преобладает фактор сужения главного лепестка диаграммы направленности и увеличения соответствующего коэффициента направленного действия. Это соответствует росту КНД на рис. 14-17. Экстремум зависимости  $КНД(ar_n)$ ,  $КНД(br_n)$  (рис. 14, 16) соответствует точке, в которой рост КНД за счет увеличения размеров раскрыва  $ar_n$ ,  $br_n$  компенсируется его уменьшением за счет квадратичного фазового распределения. За точкой экстремума происходит уменьшение КНД на графиках, приведенных на рис. 14, 16. На графиках  $КНД(R_n)$ , построенных при постоянных значениях размера раскрыва  $ar_n$ ,  $br_n$ , увеличение  $R_n$  соответствует уменьшению угла раскрыва рупора  $\Phi$  (рис. 12, 14) и ведет к росту КНД за счет выравнивания квадратичного фазового распределения. В конечном итоге КНД стремится к величине, определяемой значением соответствующим прямоугольной площадке с равномерным фазовым распределением, размерами, совпадающими с размерами раскрыва рупора и соответствующим этому рупору амплитудным распределением.

На рис. 18 приведены диаграммы направленности  $F_H^H(\theta)$  Н-секториального рупора, размеры раскрыва которого выбраны меньше ( $ar_n=5$ ) экстремальных, приблизительно равными экстремальным ( $ar_n=7$ ) и больше экстремальных ( $ar_n=10$ ,  $ar_n=15$ ). Видно, что ширина диаграммы направленности сначала уменьшается, а затем растет в соответствии с приведенными выше соображениями. При этом функция, описывающая  $F_H^H(\theta)$  монотонно меняется, боковые лепестки практически отсутствуют. Уместно связать это с влиянием амплитудного распределения  $f(x,y)$  в формуле (17), которое спадает к краям рупора. Легко заметить, что именно на эти крайние области и приходится максимальные значения фазовых сдвигов. С физической точки зрения  $f(x,y)$  можно рассматривать как весовую функцию, сглаживающую влияние фазового рассогласования.

Диаграммы направленности Е-секториального рупора приведены на рис. 19. Они построены для тех же размеров раскрыва и длине рупора, что и в

предыдущем случае. В отличие от Н-секционного рупора в рассматриваемом случае амплитудное распределение равномерно, как следует из формулы (23). Все области раскрыва вносят одинаковый вклад в формирование поля в дальней зоне излучения. Этим и объясняется вид диаграмм направленности на рис. 19. При достижении разности фаз между крайними и центральными областями в плоскости раскрыва значения, превышающего величину  $\pi$ , появляются провалы в главном лепестке диаграммы (рис. 19).

Сравнивая  $F_H^H(\theta)$  и  $F_E^E(\theta)$  следует учесть также отсутствие отражения для Н-секториального рупора и его наличие для Е-секториального. Это определяет значения функций направленности в направлении  $\theta=180^\circ$ :  $F_E^H(\theta=180^\circ) \neq 0$ ;  $F_H^E(\theta=180^\circ) = 0$ .

На рис. 20 приведены диаграммы направленности  $F_E^H(\theta)$ ;  $F_H^E(\theta)$  для Н и Е – секториальных рупоров определяемых выражениями (21), (24). Их анализ показывает, что вид диаграмм зависит только от размера стороны питающего рупор прямоугольного волновода, которая не меняется в области расширения и качественно совпадает с приведенными на рис.10.а диаграммами излучения из открытого конца волновода. Наличие обратного излучения для  $F_E^H(\theta)$  и отсутствие для  $F_H^E(\theta)$  соответствует приведенным ранее рассуждениям о изменении характеристического сопротивления для Н и Е- секционного рупора.

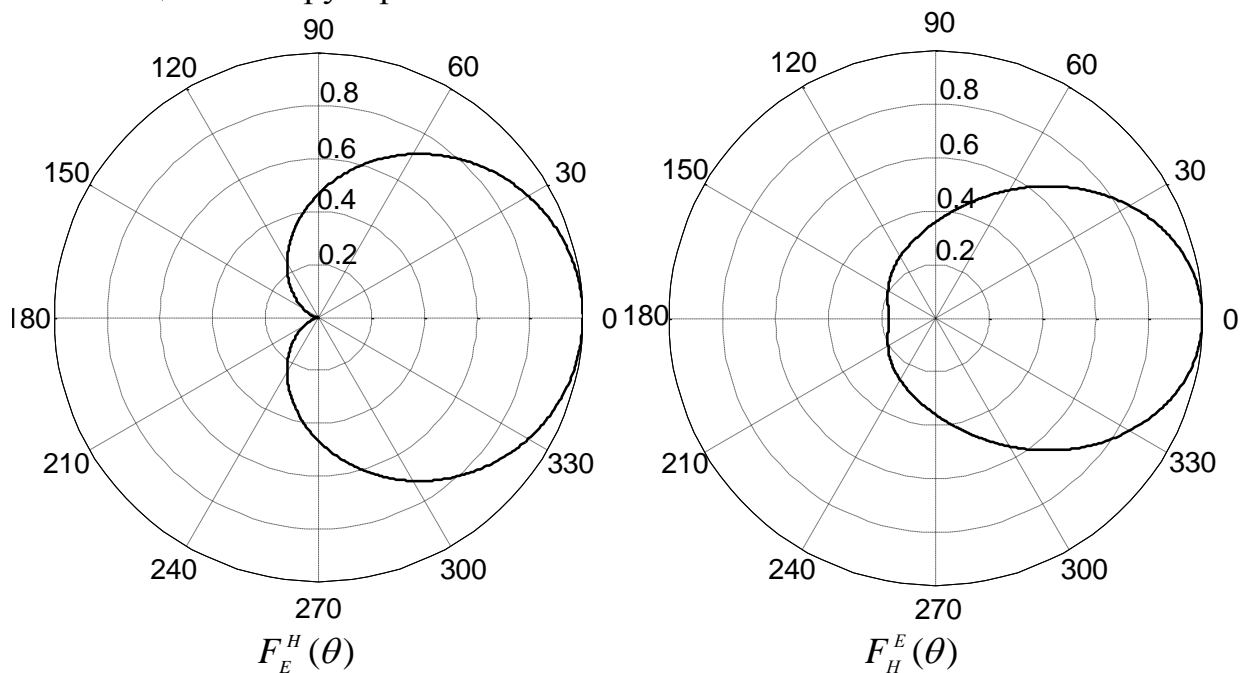


Рис. 20.

Проведенный выше анализ показывает, что для получения максимального значения КНД величины  $ar_n, R_n$  для Н-секционного рупора и величины  $br_n, R_n$  для Е-секционного рупора связаны между собой соотношениями [2, 3, 4, 5, 7]:

$$ar_n = \sqrt{3R_n}; \quad br_n = \sqrt{2R_n} \quad (32).$$

Выполнение этих соотношений обеспечивает значение КНД, соответствующее максимальным значениям на графиках, приведенных на рис. 14, 16.

Проведенный выше анализ Н и Е - секционных рупоров позволяет выполнить приближенные оценки значения КНД пирамидальной рупорной антенны [3]. Анализ ее выполняется при допущении, что фронт волны, излучаемой пирамидальным рупором, сферический, а диаграммы направленности в плоскостях Н и Е совпадают соответственно с диаграммами Н и Е - секционных рупоров. При этом полагается, что их размеры  $R_n$ ,  $ar_n$ ,  $br_n$  совпадают у всех трех рупорных антенн. Приближенная формула, определяющая значение КНД пирамидального рупора, приведена ниже:

$$G = \frac{\pi}{32} \frac{1}{ar_n br_n} G_H G_E \quad (33).$$

#### ***4. Зеркальные параболические антенны.***

##### ***4.1. Основные геометрические характеристики.***



Основным достоинством зеркальной параболической антенны (ЗПА) является то, что ширина ее диаграммы направленности может достигать долей градуса. Обеспечивается это выбором оптимальных значений ее геометрии. На рис.1 приведен упрощенный эскиз ЗПА, на котором показаны два образующих ее основных элемента –зеркало и облучатель, объединенные в единую систему. Термин «облучатель» оправдан тем, что анализ этой антенны проводится в предположении ее работы на передачу [5].

Принцип действия этой антенны состоит в преобразовании неоднородной сферической волны, которая создается облучателем, в неоднородную волну с волновым фронтом, близким к плоскому. Происходит это за счет отражения от зеркала волны облучателя. Поверхность зеркала представляет собой параболоид вращения, выполненный из идеально проводящего материала. Выбор его формы обосновывается приведенным ниже анализом. В качестве облучателя используется слабонаправленные антенны, подходящие по диапазону использования и конструкции.

Для удобства анализа введена опорная декартова система координат  $xuz$ , начало которой совмещено с центром параболического зеркала на рис. 1. Зеркальная параболическая антенна характеризуется следующими геометрическими размерами:

- радиусом раскрыва зеркала  $R$ ;
- фокусным расстоянием  $F$ , соответствующим расстоянию между вершиной зеркала и фазовым центром облучателя;
- углом раскрыва  $2\Psi$ .

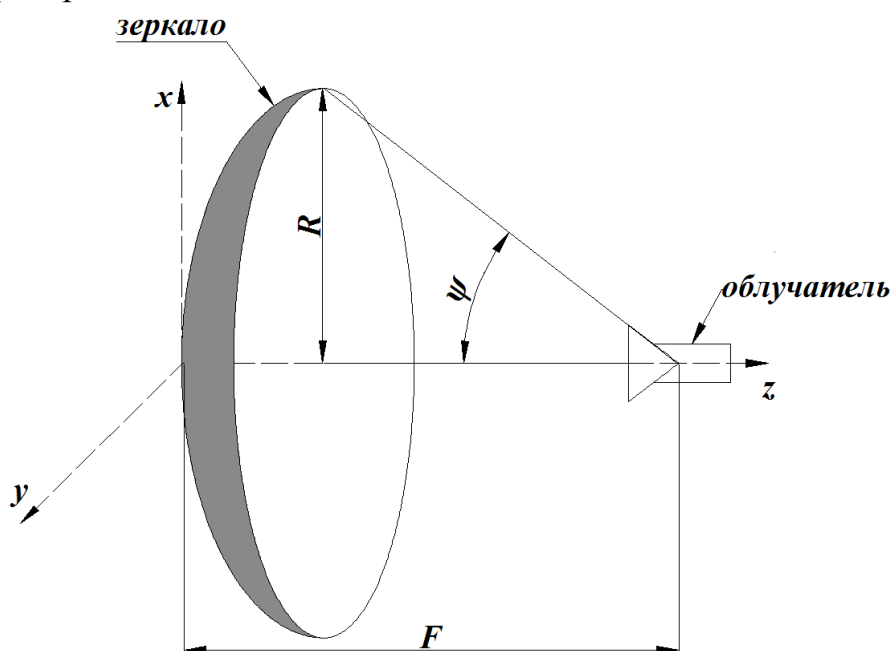


Рис.1.

На практике плоскость, ограниченная краями зеркала и представляющая собой окружность радиуса  $R$  носит название плоскости раскрыва или апертуры.

В прямоугольной системе координат (рис.1) поверхность параболоида описывается выражением:

$$x^2 + y^2 = 4Fz \quad (1).$$

Для описания поля излучения антенны используется сферическая система координат  $\rho$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  с началом в точке фазового центра облучателя. Угол  $\theta$  отсчитывается от оси  $z$  опорной декартовой системы. Уравнение параболы в этой системе соответствует выражению:

$$\rho = \frac{2F}{1 + \cos(\varphi)} \quad (2).$$

Анализ формирования поля излучения антенны может производиться следующим образом. На рис. 2.а показаны пунктирные линии, соединяющие края зеркала и точку фокуса. Они определяют диапазон углов, в пределах которого фронты излученных облучателем сферических неоднородных волн достигают поверхности зеркала. Остальная их часть не участвует в формировании поля излучения антенны и приходящаяся на нее мощность бесследно теряется. При этом, как минимум, не учитываются процессы, связанные с «затеканием» поля на заднюю поверхность зеркала.

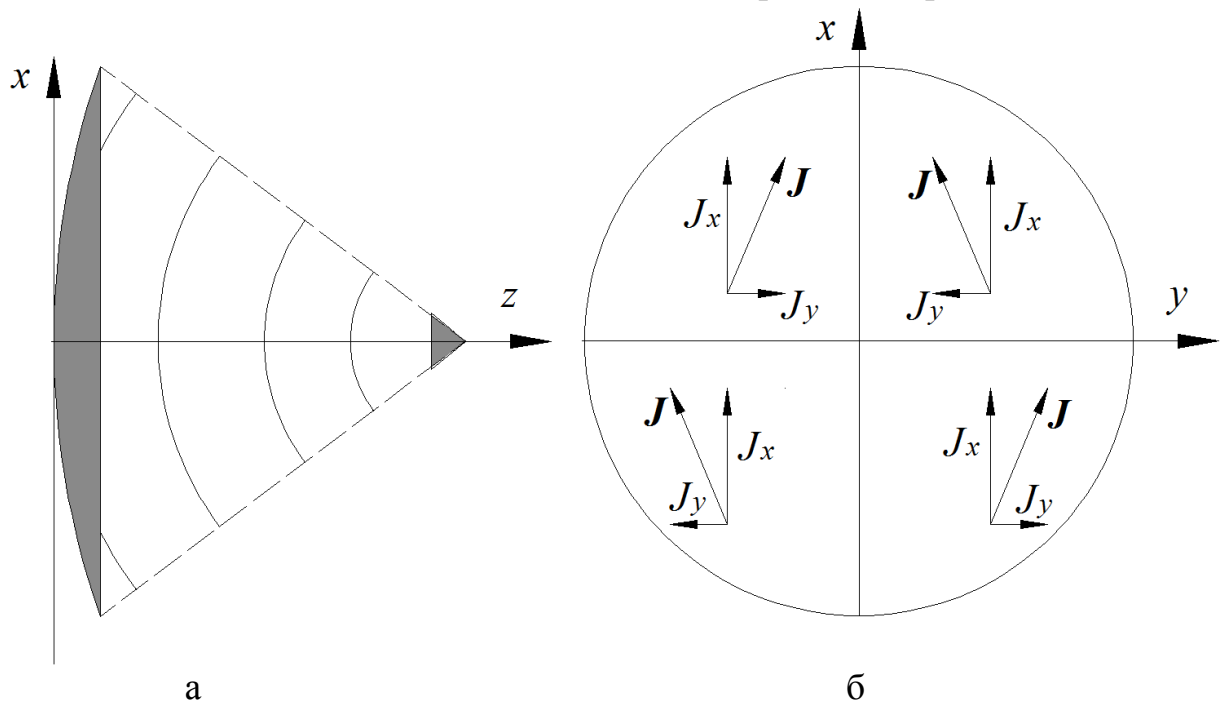


Рис. 2.

Поверхность зеркала представляет собой границу раздела диэлектрика и идеального проводника. Поэтому на его поверхности отличны от нуля только касательные составляющие магнитного поля  $H_\tau$ , а  $E_\tau = 0$ . Как следствие - на внутренней поверхности зеркала появляются поверхностные токи с линейной плотностью  $\mathbf{J}$ , ориентированные нормально к  $H_\tau$ . В общем случае ток и напряженность магнитного поля связаны соотношением:

$$\mathbf{J} = [\mathbf{n}; \mathbf{H}] \quad (3).$$

Здесь  $\mathbf{n}$  – единичный вектор нормальный к поверхности зеркала в точке определения тока  $\mathbf{J}$ . Он определяется тремя проекциями в опорной декартовой системе координат на рис. 1, 2.

Для определенности можно положить, что облучатель (рис.2.а) создает линейно поляризованную волну, вектор напряженности магнитного поля

которой нормален к плоскости рисунка. Касательная составляющая этого вектора в каждой точке зеркала будет определяться тремя проекциями в опорной декартовой системе координат (рис. 1, 2). В соответствии с (3), по три проекции  $J_x$ ,  $J_y$ ,  $J_z$  будет иметь и линейная плотность тока  $J$ . На рис 2.б показаны  $J_x$ ,  $J_y$  и сам вектор в четырех точках на внутренней поверхности зеркала, расположенных симметрично относительно его центра. Эти токи и создают поле излучения зеркальной параболической антенны.

Составляющие тока  $J_y$ ,  $J_z$  не создают излучения вдоль оси  $z$ . Кроме того, поля созданные составляющими  $J_y$ , расположенными в выделенных на рис. 2.б четвертях, компенсируют друг друга в плоскостях  $xoz$  и  $yoz$  опорной декартовой системы (рис.2).

Зеркальная параболическая антенна относится к классу остронаправленных – ее ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности не превышает значения в несколько градусов. Поэтому при вычислении поля излучения в дальней зоне значение угловой координаты  $\theta$  сферической системы координат не превышает значения  $\theta < (0.5^\circ - 3^\circ)$ . Как следствие, несмотря на то, что вклад от составляющих  $J_y$ ,  $J_z$  отличен от нуля, его можно считать пренебрежимо малым. В дальнейшем считается, что поле излучения антенны определяется только составляющей  $J_x$ . Вычисляется оно путем интегрирования по внутренней поверхности зеркала. Легко понять, что поле излучения в дальней зоне в общем случае определяется только поперечными составляющими вдоль ортов  $\theta$  и  $\varphi$  сферической системы.

Несмотря на сделанные упрощающие предположения, приведенный метод анализа сложен, громоздок и не допускает построения простых, но физически обоснованных моделей.

#### ***4.2. Анализ принципа действия зеркальной параболической антенны с использованием законов геометрической оптики..***

Зеркальные параболические антенны в дальнейшем анализируются в предположении, что их геометрические размеры удовлетворяют следующему неравенству:

$$(R, F) \gg \lambda \quad (4),$$

которое позволяет рассматривать их с позиции геометрической оптики.

На рис.3 изображено сечение параболоида плоскостью  $XOZ$ . Отмечено как и на рис. 2 положение трех волновых фронтов и принадлежащие им точки  $O_1$ ,  $O_2$ ,  $O_3$ .

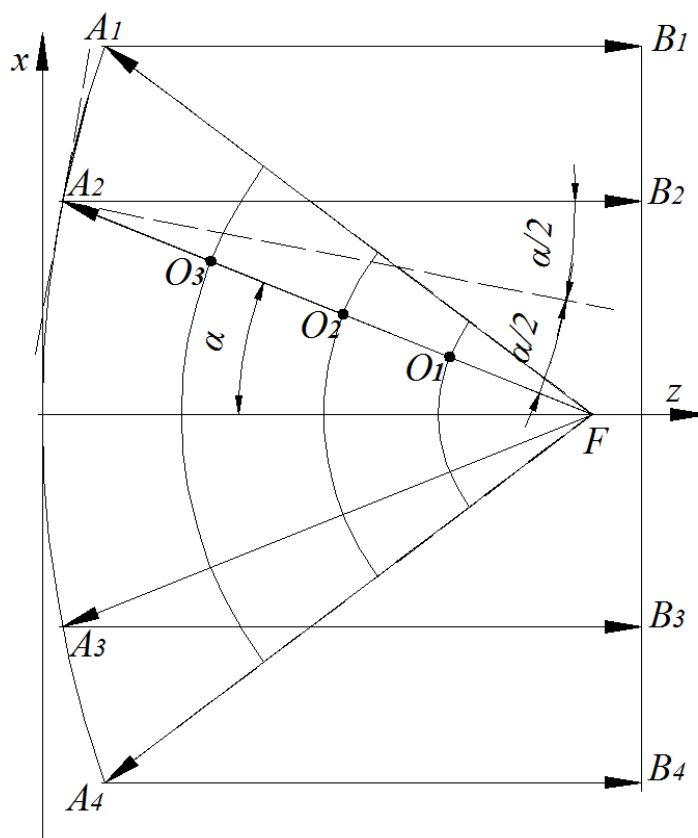


Рис. 3.

В общем случае полагается, что каждая точка предыдущего положения волнового фронта (отмеченного, например, точкой  $O_1$ ) дает вклад во все точки последующего (отмеченного точкой  $O_2$ ). Выполнение условия (2) позволяет считать [9], что поле в точке  $O_2$  полностью определяется только значением поля в точке  $O_1$ , поле в точке  $O_3$  полем в точке  $O_2$  и так далее. Такое приближение, получившее название «приближения геометрической оптики» позволяет рассматривать вместо волновых фронтов траектории лучей  $FA_1 - FA_4$  исходящих из фазового центра антенны (рис. 3).

Кроме этого неравенство (2) позволяет упростить анализ процесса отражения от поверхности зеркала, которая заменяется плоскостью, касательной к нему в точке отражения. Для примера на рис. 3 изображен луч  $FA_2$  распространяющийся под углом  $\alpha$  к оси зеркала  $OZ$  и отражающийся в точке  $A_2$ . След от касательной плоскости и нормаль к ней на рис. 3 изображены пунктирной линией. В соответствии со свойствами параболоида вращения нормаль к его поверхности и траектория падающего луча  $FA_2$  лежат в одной плоскости (плоскости чертежа (рис.3), которая совпадает с плоскостью падения) и составляет угол  $\alpha/2$  с прямой, параллельной оси зеркала  $OZ$ .

При падении луча на касательную плоскость выполняется равенство углов падения и отражения: угол падения, образованный траекторией луча  $FA_2$  и нормалью (пунктирная кривая) равен углу отражения между нормалью и траекторией отраженного луча  $A_2B_2$ . Учитывая приведенное выше свойство параболоида вращения легко понять, что траектория  $A_2B_2$  параллельна оси зеркала  $OZ$ .

Для определения фазового фронта волны переотраженной зеркалом следует учесть, что расстояния  $FA_1B_1 - FA_4B_4$  в соответствии со свойствами параболоида оказываются одинаковыми. Следовательно, одинаков и фазовый набег по соответствующим траекториям. Переход от представления поля в виде траекторий (лучей) к волновым фронтам на основании предыдущего анализа позволяет сделать вывод о том, что переотражение зеркалом сферической неоднородной волны, созданной облучателем, преобразует ее в плоскую неоднородную волну. Фазовый фронт ее нормален к оси  $z$  и параллелен плоскости раскрыва зеркала. Линия  $B_1 - B_4$  представляет собой след от пересечения фронта волны и плоскости чертежа на рис.3. Неоднородность волны – зависимость поперечных составляющих от угловых координат  $\theta$  и  $\varphi$  сферической системы координат – определяется диаграммой направленности облучателя.

В качестве облучателей параболических антенн могут быть использованы [2, 5, 7]:

- вибраторные облучатели, представляющие собой систему "активный - пассивный вибратор", "активный вибратор - плоский контррефлектор";
- рупорные облучатели (пирамидальные рупоры, конические рупоры);
- щелевые облучатели на основе волновода прямоугольного сечения (щелевой облучатель Катлера);
- облучатели на основе коаксиального волновода.

Каждый тип облучателя обеспечивает отличное от других распределение вторичных токов по поверхности параболического зеркала и, как следствие, различное амплитудное распределение поперечных составляющих на волновом фронте. Следовательно, тип облучателя влияет на характеристики направленности антенны в целом.

Важным моментом при разработке конструкции зеркальной параболической антенны является согласование характеристик направленности облучателя и геометрических размеров зеркала. На рис.4 изображено сечение зеркальной параболической антенны плоскостью  $xoz$ , примерный вид диаграммы направленности облучателя, соответствующий этой плоскости и отмечены точка фокуса  $F$ , в которой расположен облучатель и угол раскрыва  $\Psi$ .

С практической точки зрения важно, чтобы энергия электромагнитной волны, создаваемой облучателем, по возможности полно перехватывалась и переотражалась зеркалом.

Для этого диаграмма направленности облучателя должна быть по возможности полно ограничена прямыми  $A_1F$  и  $A_4F$ . Точки пересечения этих прямых с диаграммой направленности облучателя определяют долю энергии, которая не перехватывается зеркалом и безвозвратно теряется. На рис. 4 ее определяют выделенные серым цветом две области.

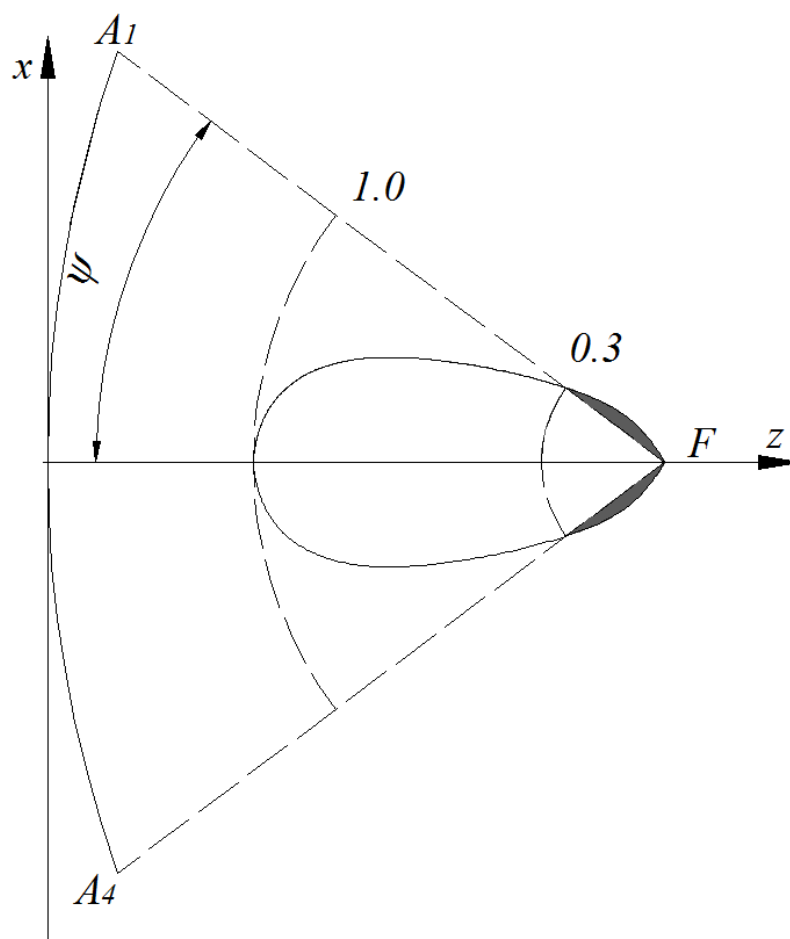


Рис.4.

Значение функции  $f_{об}(\theta)$ , описывающей диаграмму направленности облучателя, выбрано равным  $f_{об}(\theta)=0.3$  в точке пересечения. С практической точки зрения такой выбор считается оптимальным. Увеличение этого значения ведет к существенному росту энергетических потерь на радиолинии, в состав которой входит рассматриваемая антенна.

Увеличения доли энергии, перехватываемой зеркалом (уменьшение значения функции  $f_{об}(\theta)$  в точке пересечения), требует увеличения геометрических размеров антенны в целом, что ведет к увеличению ее веса, площади и стоимости. Но это не приводит к существенному росту коэффициента полезного действия. Компенсировать энергетические потери в этом случае проще за счет незначительного увеличения мощности передатчика (при работе на прием) или чувствительности приемника (при работе на передачу).

При выборе геометрических параметров зеркальной параболической антенны следует учитывать вид функции, описывающей диаграмму направленности облучателя. Именно она определяет вид амплитудного распределения на плоскости раскрыва зеркала (рис. 2).

На рис. 5 приведены четыре диаграммы, построенные в полярной системе координат, которые могут быть использованы для аппроксимации характеристик реального облучателя. Считается, что облучатель создает линейно поляризованную волну. Кроме того полагается, что  $f_{об}(\theta)$  обладает осевой симметрией – вид диаграммы одинаков в двух ортогональных

плоскостях  $\varphi=0$  и  $\varphi=\pi/2$ . Под каждой из четырех диаграмм приведено определяющее ее аналитическое выражение.

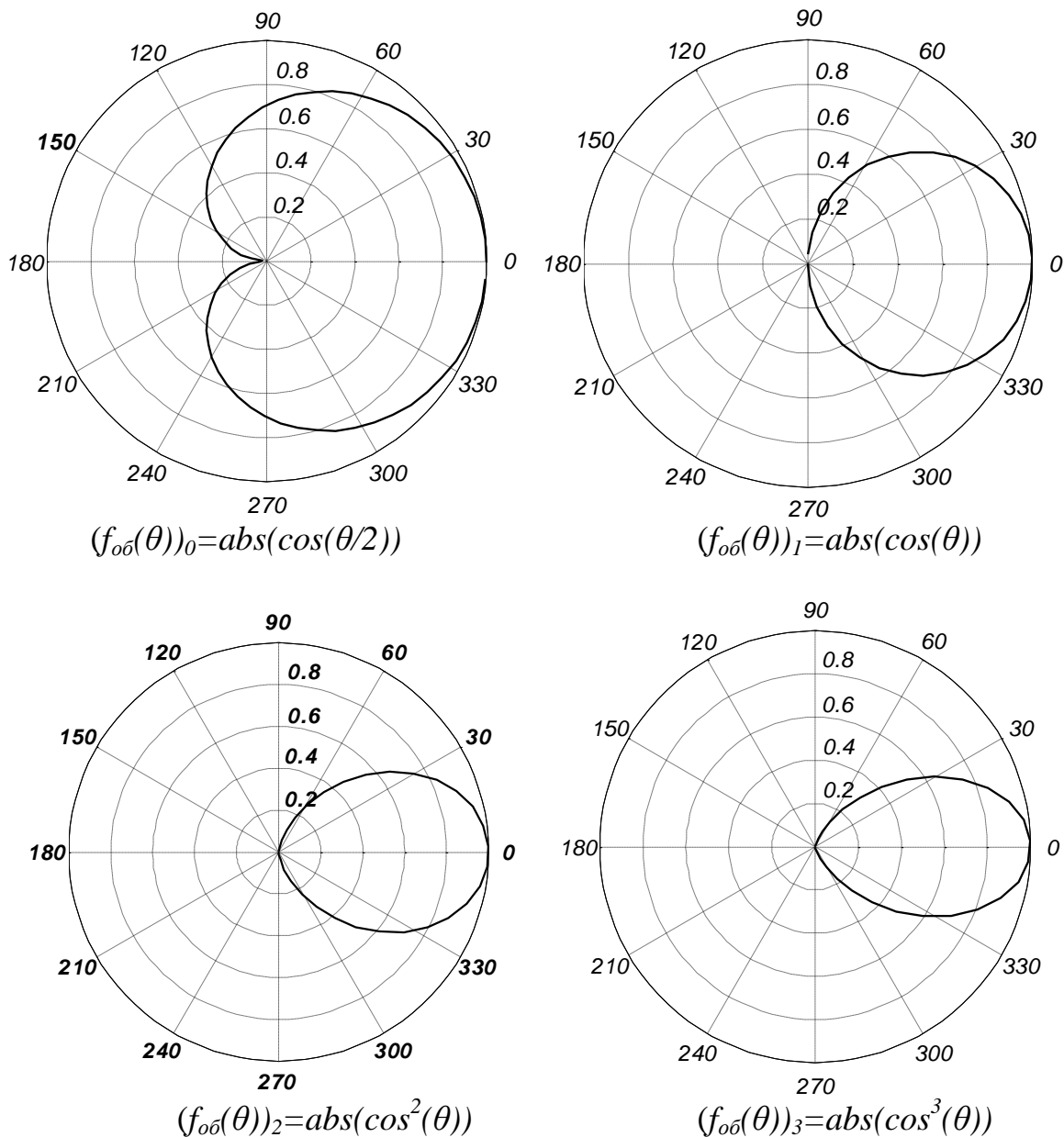


Рис. 5.

Оптимизировать зеркальную параболическую антенну можно по различным критериям. В [3, 10] вводится «коэффициент использования площади раскрыва». Его значение определяется в результате сравнения коэффициента направленного действия  $D_0$  синфазно и равномерно возбужденной поверхности с площадью  $S_a$ :

$$D_0 = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a \quad (5),$$

с КНД реальной зеркальной параболической антенны  $D$ :

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a k_a \quad (6).$$

Здесь  $k_a$  - коэффициент использования площади раскрыва.

Для каждой из четырех диаграмм направленности  $(f_{об}(\theta))_0 - (f_{об}(\theta))_3$ , приведенных на рис. 5, в [10] определены выражения, определяющие  $k_a$ :

$$k_{a0} = \frac{8}{t^2} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1+t^2}} \right)^2;$$

$$k_{a1} = \frac{6}{t^2} \left( \ln(1+t^2) - \frac{2t^2}{1+t^2} \right)^2; \quad (7).$$

$$k_{a2} = \frac{10}{t^2} \left( \ln(1+t^2) - \frac{2t^4}{(1+t^2)^2} \right)^2;$$

$$k_{a3} = \frac{14}{t^2} \left( \ln(1+t^2) - \frac{2t^2(3+3t^2+2t^4)}{3(1+t^2)^3} \right)^2;$$

Здесь  $t = \frac{R}{2F}$  - параметр зеркала.

На рис. 6 приведены зависимости апертурного коэффициента использования антенны ( $k_f$ ) от  $t$ , рассчитанные по формулам (7) с использованием программы PARABOLA, созданной в среде MATLAB [6]. Ее текст приведен в приложении.

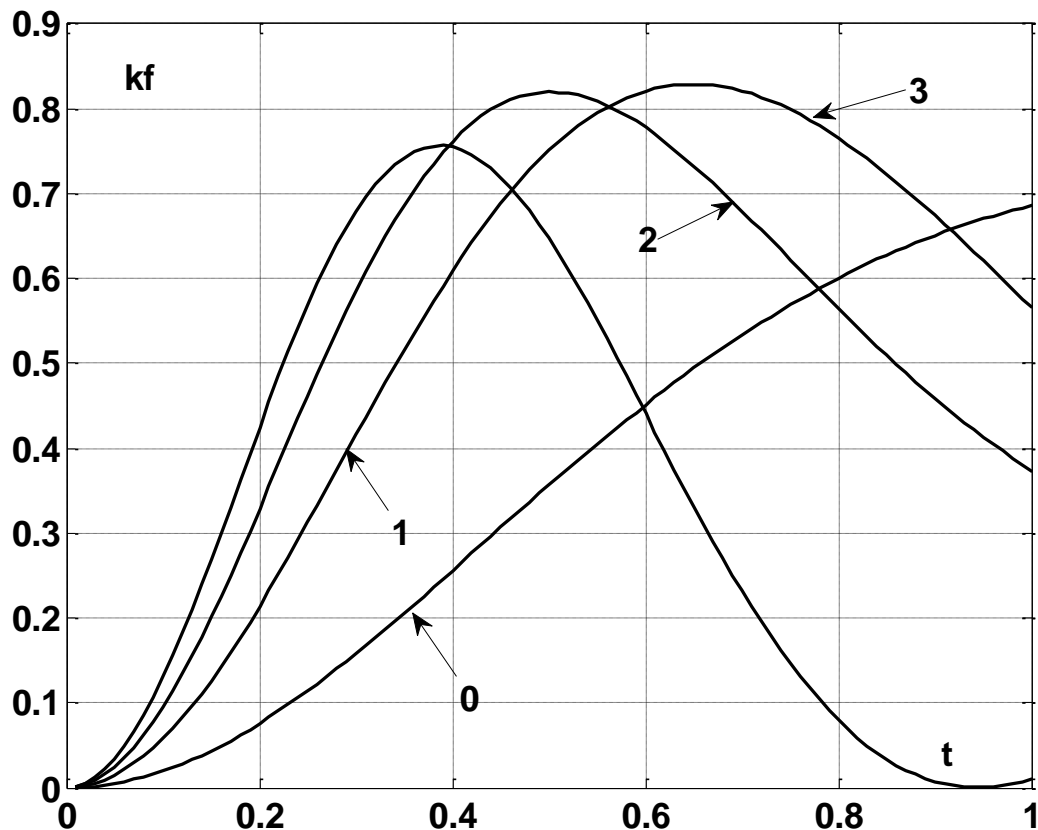


Рис. 6.

Приведенные зависимости показывают, что для диаграмм направленности, определяемых выражениями  $(f_{об}(\theta))_1 - (f_{об}(\theta))_3$ , имеется оптимальное значение параметра  $t$ , при котором  $k_a$  максимально. Для  $(f_{об}(\theta))_0$  точка экстремума отсутствует. Легко понять, что выбор оптимального значения параметра  $t$  в соответствии с приведенными на рис. 6



зависимостями, позволяет определить все геометрические размеры зеркальной параболической антенны.

Ниже приведены приближенные выражения  $F_0(\theta) - F_3(\theta)$ , определяющие диаграммы направленности при использовании одной из аппроксимирующих функций  $(f_{\text{об}}(\theta))_0 - (f_{\text{об}}(\theta))_3$ , [10]. Они получены в предположении, что апертура представляет собой окружность радиуса  $R$ , а облучатель помещен в точку фокуса. При расчете поляризация волны, излученной облучателем не учитывается - поле зеркальной параболической антенны в дальней зоне оказывается одинаковым в двух взаимно ортогональных плоскостях Е и Н.

$$F_0(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{t^{2n} (2n-1)!}{(1+t^2)^n (2n)!} \Lambda_n \left( \frac{2\pi R}{\lambda} \sin(\theta) \right);$$

$$F_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{t^{2n} (2n-1-t^2)}{(1+t^2)^n n} \Lambda_n \left( \frac{2\pi R}{\lambda} \sin(\theta) \right);$$

(8).

$$F_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{t^{2n} (1+2n(n-1)+2(1-2n)t^2+t^4)}{(1+t^2)^n n} \Lambda_n \left( \frac{2\pi R}{\lambda} \sin(\theta) \right);$$

$$F_3(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{t^{2n} (4(n+2)(n+1)-18n(n+1)(1+t^2)+18n(1+t^2)^2-3(1+t^2)^3)}{(1+t^2)^n n} \Lambda_n \left( \frac{2\pi R}{\lambda} \sin(\theta) \right)$$

На рис. 7 приведены диаграммы направленности зеркальной параболической антенны. Длина волны используемая в расчетах  $\lambda=0.03 \text{ m}$ , радиус зеркала  $R=0.35 \text{ m}$ . Диаграмма направленности облучателя описывалась выражением:

$$(f_{\text{об}}(\theta))_1 = \text{abs}(\cos(\theta)).$$

В расчете использовались три значения фокусного расстояния:

-  $F=0.27 \text{ m}$ . Ему соответствует оптимальное значение параметра  $t=0.65$  (рис.6);

-  $F=0.15 \text{ m}$  и  $F=0.35 \text{ m}$ .

Расчет проводился с помощью программы PARABOLA, созданной в среде MATLAB [6]. График, описывающий диаграмму направленности, построен в декартовой системе координат. Вследствие ее малой ширины построение в полярной системе оказывается малоинформативным.

Легко заметить, что как увеличение фокусного расстояния по сравнению с оптимальным значением так и его увеличение ведет к уменьшению КНД. В первом случае это обусловлено увеличением ширины главного лепестка диаграммы направленности, а во втором - ростом уровня боковых лепестков.

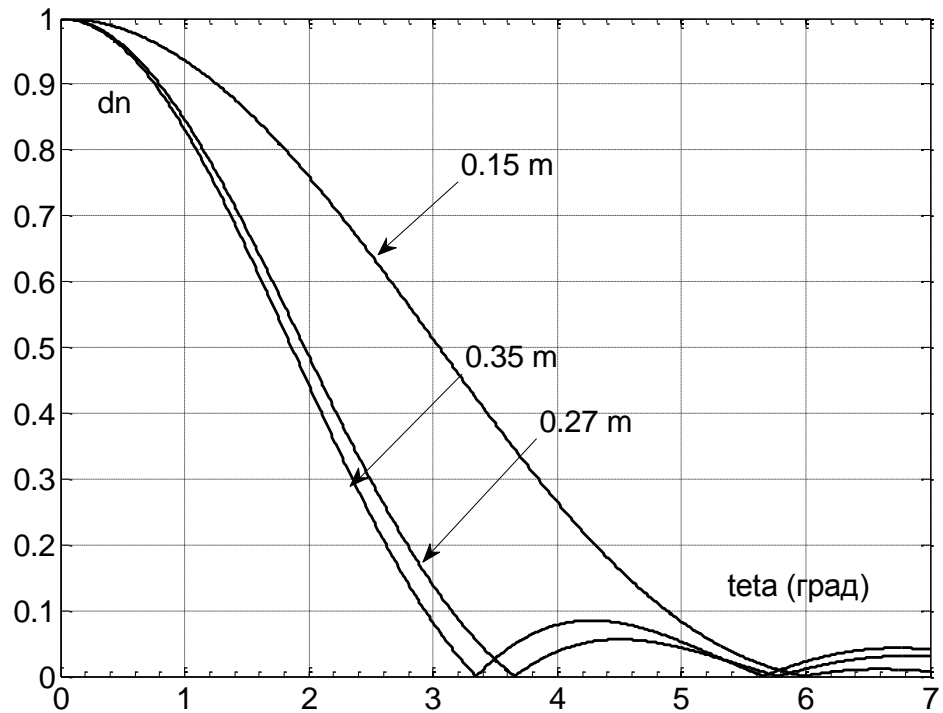


Рис. 7.

#### 4.3. Оценка влияния положения облучателя на характеристики антенны.

Большое влияние на характеристики зеркальной параболической антенны оказывает точность, с которой фазовый центр используемого облучателя совмещен с точкой фокуса. На рис.8 показано, что продольное смещение облучателя – из точки  $F$  в точку  $F_1$  – приводит к тому, что новый отрезок траектории сокращается -  $F_1A_1 < FA$  на величину отрезка  $CF$ .

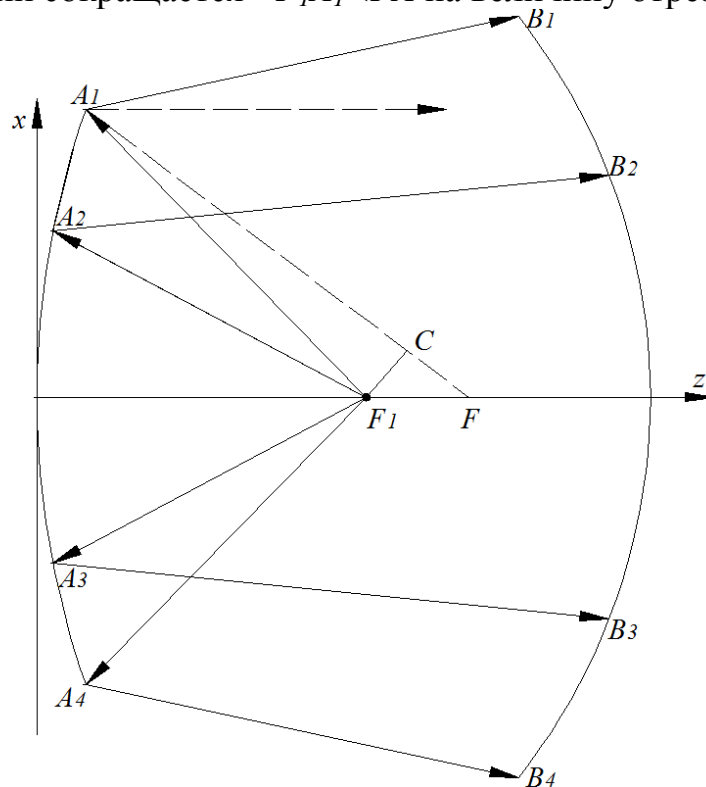


Рис. 8.

В результате геометрическое место точек, равноудаленных от фокуса и определяющее фазовый фронт волны, не лежит на прямой, как ранее, а соответствует кривой  $B_1 - B_4$ . Легко понять, что это соответствует увеличению ширины диаграммы направленности антенны в целом [3].

К этому же результату приводит и анализ процесса отражения луча  $F_1A_1$ . Поскольку угол падения и отражения равны друг другу, а угол падения между новой траекторией  $F_1A_1$  и нормалью к поверхности зеркала больше, чем между  $FA_1$  и нормалью, распространение переизлученных зеркалом лучей происходит по траекториям  $A_1B_1 - A_4B_4$ , составляющим различные углы с продольной осью  $z$ .

На рис.9 показано смещение облучателя из фокуса в поперечном направлении – из точки  $F$  в точку  $F_1$ . Примененные ранее законы геометрической оптики (рис.3) позволяют показать, что при расположении облучателя в фокусе (точка  $F$ ) отражения в точках  $A_1 - A_4$  обеспечивают параллельность траекторий  $A_1C_1 - A_4C_4$  оси  $z$  параболы.

Перенос облучателя в точку  $F_1$  уменьшают углы падения для точек  $A_1A_2$  и увеличивают для точек  $A_3A_4$ . В результате можно приближенно считать, что траектории отраженных лучей  $A_1B_1 - A_4B_4$  оказываются параллельными друг другу, если величина смещения в поперечном направлении существенно меньше фокусного расстояния [3]:

$$FF_1 \ll F \quad (9).$$

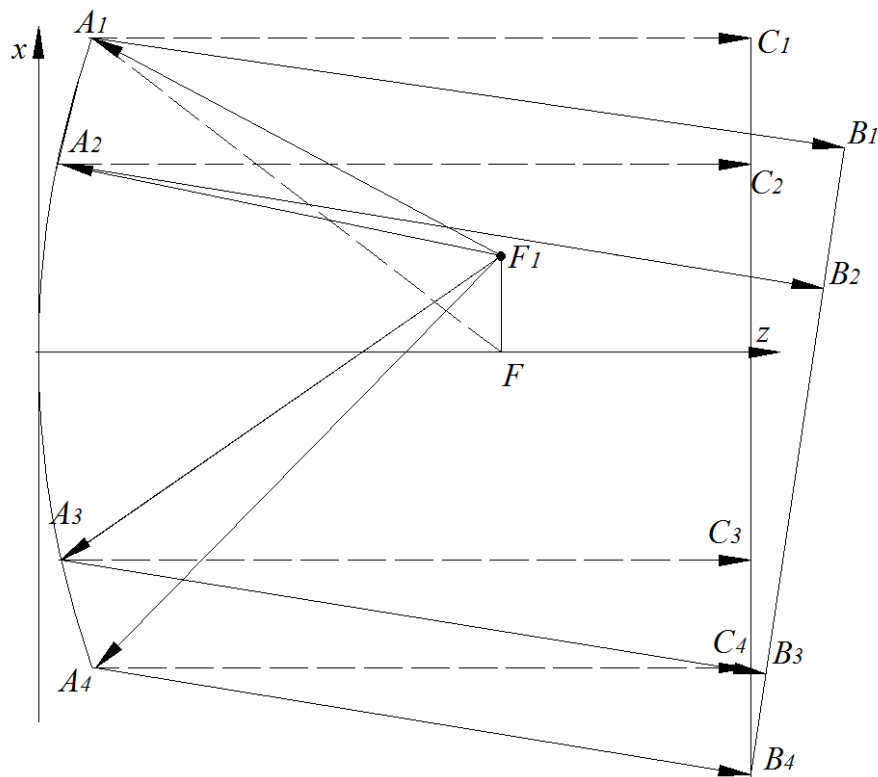


Рис. 9.

Кроме того, в рамках этого приближения можно показать, что расстояния  $F_1A_1B_1 - F_4A_4B_4$  от точки, где расположен облучатель, до прямой  $B_1B_4$  одинаковы. Это значит, что эта прямая соответствует пересечению

нового положения плоского волнового фронта с плоскостью рисунка. Оно оказывается повернутым относительно исходного, определяемого прямой  $C_1C_4$ .

Нарушение условия (9) ведет к тому, что расстояния  $F_1A_1B_1 - F_4A_4B_4$  перестают быть одинаковыми и на плоскости определяемой прямой  $B_1B_4$  возникают фазовые ошибки. Фазовый фронт волны перестает быть плоским.

Поскольку при незначительных смещениях облучателя в поперечном направлении (определяемых неравенством (9)) не происходит увеличения ширины диаграммы направленности антенны, на практике механические перемещения облучателя используются для целей незначительного изменения направления главного максимума при настройке радиолинии.

При разработке конструкции антенны большое внимание уделяется минимизации "теневого эффекта". Он состоит в экранировке части параболического зеркала облучателем. С одной стороны это ведет к неполному использованию энергии передатчика *Пер* (рис.10) – на пути сформированной зеркалом плоской волны  $B_1 - B_4$  в точке  $F$  располагается облучатель имеющий конечные размеры.

С другой стороны этот эффект ведет к рассогласованию облучателя с питающей линией. Данный эффект иллюстрируется рисунком 10, на котором показано продольное распределение эквивалентного напряжения в питающем облучатель фидере. За счет существования двух волн, распространяющихся во встречных направлениях – от генератора и от зеркала – в нем устанавливается смешанный режим, который характеризуется значением коэффициента стоячей волны  $K_{св} > 1$ .

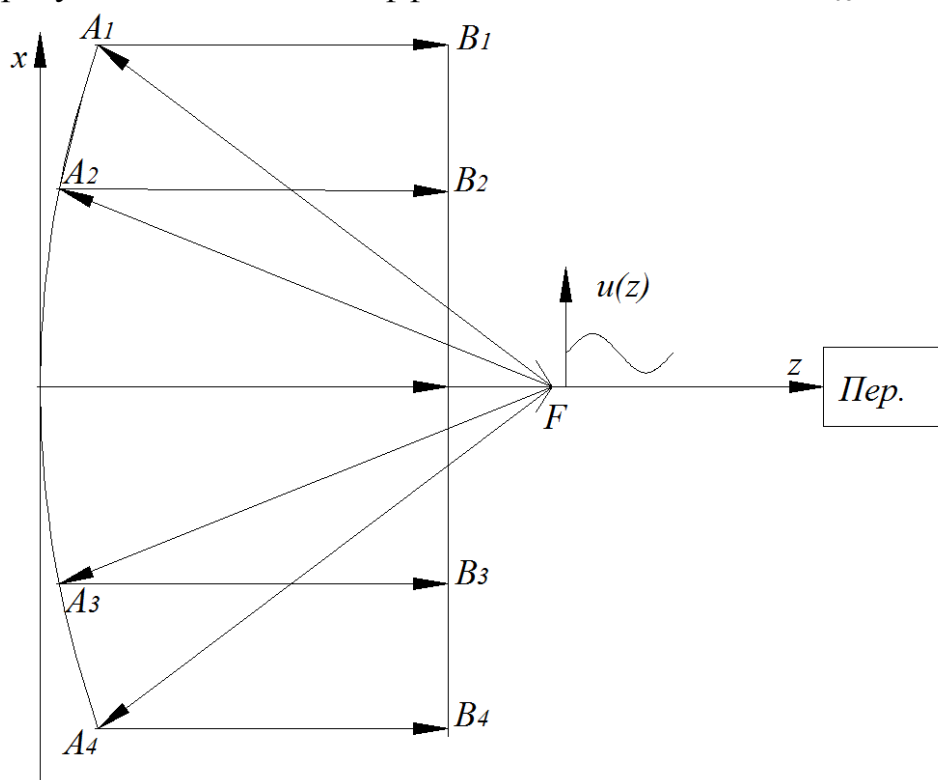


Рис. 10.

Для устранения "теневого эффекта" используются различные методы [3]. На сегодняшний день наиболее эффективным из них является использование в качестве зеркала не центральной, а боковой части параболоида вращения. Как следует из рис.11, облучатель при этом уже не перекрывает зеркало и в питающем фидере не возникают волны, порожденные отражением от параболического зеркала.

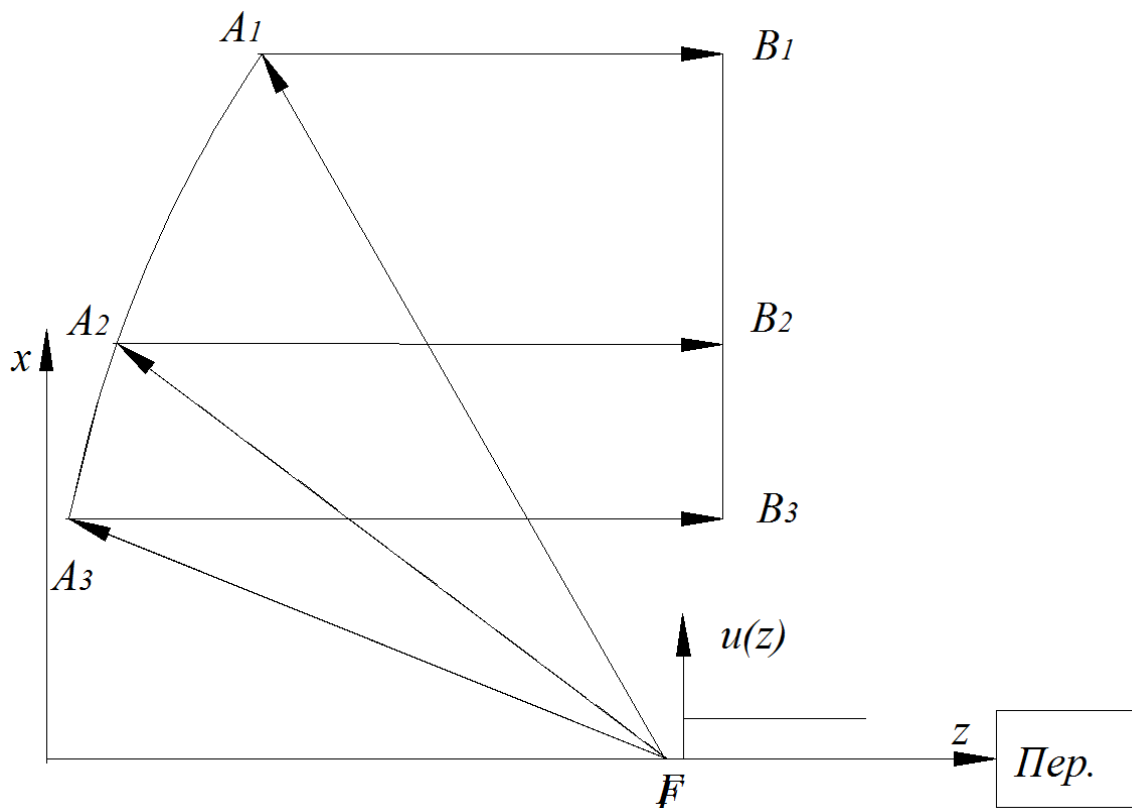


Рис. 11.

Теоретический анализ показывает, что требования к точности выполнения геометрических размеров зеркала определяют допустимые отклонения порядка  $\lambda/8$ . При увеличении частоты требования к точности изготовления ужесточаются, что ведет к существенному удорожанию антенны в целом.

## ПРИЛОЖЕНИЕ.

```
% Анализ характеристик направленности спиральной
антенны
% Анализируется случай, когда вдоль витка спирали
укладывается
% целое число длин волн m.
m=input('m=')
% Зависимость оставляющей E по оси teta.
teta=0:.01:2*pi;
x=m.*sin(teta);
```

```

Ftt=abs(2.*besselj(m,x).*cot(teta));
%нормировка диаграммы
M=max(Ftt);
Fttn=Ftt./M;
polar(teta,Fttn)
pause
% Зависимость оставляющей E по оси fi.
Ffi=abs(besselj((m-1),x)-besselj((m+1),x));
%нормировка диаграммы
M=max(Ffi);
Ffin=Ffi./M;
polar(teta,Ffin)
pause
% Зависимость полного поля -
% диаграмма направленности отдельного витка спирали.
F=sqrt(Ftt.^2+Ffi.^2);
M=max(F);
Fn=F./M;
polar(teta,Fn)
pause
% Поляризационная характеристика витка
Pol=abs(2*cot(teta).*besselj(m,x)./(besselj((m-1),x)-
besselj((m+1),x)));
polar(teta,Pol)
pause
% Диаграмма направленности спиральной антенны. Исходные
данные для расчета.
% N - число витков спирали.
% ksi - коэффициент, учитывающий дисперсию.
% lmb - длина волны в свободном пространстве
% L = длина витка спирали
% S- шаг спирали
N=input('N=')
ksi=input('ksi=')
lmb=input('lmb=')
L=input('L=')
S=input('S=')
ar=(pi/lmb).*((ksi*L)-S.*cos(teta));
Fs=sin(N.*ar)./(N.*sin(ar));
Fsp=Fn.*F;
M=max(F);
Fn=F./M;
polar(teta,Fn)
pause

```

```

% Анализ характеристик направленности фазированной
% линейки N спиральных излучателей. Вначале выполняется
% анализ характеристик направленности элемента линейки
%- спиральной антенны.
% Анализируется случай, когда вдоль витка спирали
% приблизительно укладывается одна длина волны.
% Зависимость составляющей E по оси teta.
teta=-pi/2:0.01:pi/2;
x=sin(teta);
Ftt=abs(2.*cot(teta).*besselj(1,x));
% Зависимость составляющей E по оси fi.
Ffi=abs(besselj(0,x)-besselj(2,x));
% Зависимость полного поля -
% диаграмма направленности отдельного витка спирали.
Fv=sqrt(Ftt.^2+Ffi.^2);
M=max(Fv);
Fvn=Fv./M;
polar(teta,Fvn)
% Диаграмма направленности спиральной антенны.
% Исходные данные для расчета.
% Спиральная антенна должна обеспечивать круговую
% поляризацию на центральной частоте F
F=input('F - центральная частота диапазона в ГГц F=')
N1=input('N1 - число витков спирали. N1=')
ksi=1.2;
% Длина волны в миллиметрах. Длина витка совпадает с
%длинной волны.
lmb=300/F;
S1=0.2;
ar=pi.*(ksi-S1.*cos(teta));
Fsp=abs(sin(N1.*ar)./(N1.*sin(ar)));
Fspv=Fsp.*F;
M=max(Fspv);
Fspvn=Fspv./M;
polar(teta,Fspvn)
hold on
pause
% Ввод исходных данных для линейки спиральных
%излучателей
% N-число элементов
% d- нормированное расстояние между ними
% s-степень фазового распределения

```

```

% psi -компенсирующего фазового сдвига
N=input('Число элементов в линейке N=')
d=input('Расстояние между элементами d=')
s=input('Степень фазового распределения s=')
psi=input('Фазовый сдвиг в градусах psi=')
psi=psi*(pi/180);
m=size(teta);
m2=m(2);
% обнуление массива значений функции направленности
%фазированной линейки
Esum(1:m2)=0;
% его заполнение
for j=1:N
    j1=(j-1)-(N-1)/2;
    faza=j1*(2*pi*d).*sin(teta)+(j1^s)*psi;
    disp(j)
    a(j)=input('ввод относительной амплитуды тока на
элементе линейки a(i)=')
    E=a(j).*complex(cos(faza),sin(faza));
    Esum=Esum+E;
end
% и нормировка
DN1=abs(Esum).*Fspvn;
M=max(DN1);
DN=DN1./M;
polar(teta,DN)

```

Программа для расчета диаграмм направленности элемента Гюйгенса.

*Поле излучения элемента Гюйгенса в дальней зоне.*

*% Элемент определяют касательные составляющие поля  
% основной волны прямоугольного волновода с размерами  
% поперечного сечения  $a$  x  $b$  (мм). Расчет приходится на  
% длину волны  $\lambda$  (мм).*

*J=input('J=1 для волновода и J=0 для свободного  
пространства J=')*

*if J==0*

*kf=1;*

*else*

*a=input('размер широкой стенки волновода a=')*

*lmb=input('длина волны, соответствующая области  
одноволнового режима волновода lmb=')*

*% Характеристическое сопротивление волны в  
волноводе*

*ZX=(120\*pi)/sqrt(1-(lmb/(2\*a)));*

*kf=120\*pi/ZX;*



```

end
teta=0:0.001:(2*pi);
fi=input('fi=pi/2 для плоскости E fi=0 для плоскости
H.fi=')
    dteta=abs((kf+cos(teta)).*cos(fi));
    dfi=abs((kf.*cos(teta)+1).*sin(fi));
    d=sqrt(dteta.^2+dfi.^2);
    m=max(d);
    dn=d./m;
    polar(teta,dn)
    hold on

```

Программа для расчета диаграмм направленности излучения из раскрывов волновода прямоугольного и круглого сечения.

*Поле излучения в дальней зоне элемента плоскости с равномерным*

*% фазовым распределением.*

*% Плоскость - горловина рупора на основе*

*% прямоугольного волновода с основной волной H10 и размерами*

*% поперечного сечения a x b (mm). Расчет приходится на длину волны lmb (mm) - J=1*

*% Плоскость - горловина рупора на основе*

*% волновода круглого сечения с основной волной H11 и диаметром*

*% поперечного сечения a (mm). Расчет приходится на*

*% длину волны lmb (mm) - J=2.*

*% Заполнение волновода - воздушное. Характеристическое сопротивление среды*

*% в волноводе и свободного пространства - 120 pi Ом.*

```
teta=0:0.01:(2*pi);
```

```
J=input('J=1 для волновода прямоугольного сечения и J=2
для волновода круглого сечения J=')
```

*% Для расчетов необходимо определить величину коэффициента отражения  $r=r_0 \exp(i \psi)$  волны,*

*% распространяющейся в волноводе от его открытого торца. Значение этих величин задается*

*%  $r_0=(0.25-0.3)$ ;  $\psi=(2.3-2.6)$  рад.*

*% Расчет ведется по формулам, приведенным в [ 1 ], стр. 524-529.*

```
r0=input('модуль коэффициента отражения r0=')
```

```
psi=input('фаза коэффициента отражения psi=')
```

```
r=r0*exp(i*psi);
```

```
if J==1
```

```
    a=input('размер широкой стенки волновода a=')
```

```
    b=input('размер узкой стенки волновода b=')
```

```

    lmb=input('длина волны, соответствующая области
одноволнового режима волновода lmb=')
    kf1=((1-r)/(1+r))*sqrt(1-(lmb/(2*a))^2);
    kf2=(pi*a/lmb).*sin(teta);
    kf3=(pi*b/lmb).*sin(teta);
% Ненормированная диаграмма направленности в плоскости
H
    dh=abs((kf1+cos(teta)).*(cos(kf2)./(1-
(2*a/lmb)^2)));
% Нормировка и построение диаграммы в полярной системе
координат.
    m=max(dh);
    dhn=dh./m;
    polar(teta,dhn)
    hold on
    pause
% Ненормированная диаграмма направленности в плоскости
E
    de=abs((kf1.*cos(teta)+1).*(sin(kf3)./kf3));
% Нормировка и построение диаграммы в полярной
системе координат.
    m=max(de);
    den=de./m;
    polar(teta,den)
    hold on
    pause
else
    a=input('радиус волновода a=')
    lmb=input('длина волны, соответствующая области
одноволнового режима волновода lmb=')
    kf1=(2*pi*a/lmb).*sin(teta);
    kf2=sqrt(1-(lmb/(3.41*a))^2);
% Ненормированная диаграмма направленности в плоскости
H
    dn1=(kf2+cos(teta)-r.*(kf2-cos(teta)));
    J1prim=(besselj(0,kf1)-
besselj(2,kf1)).*((2*pi*a/lmb).*cos(teta));
    dh=abs((dn1.*J1prim)./(1-
((lmb/(3.41*a)).*sin(teta)).^2));
% Нормировка и построение диаграммы в полярной
системе координат.
    m=max(dh);
    dhn=dh./m;
    polar(teta,dhn)
    hold on

```

```

    pause
    % Ненормированная диаграмма направленности в плоскости
    E
    d1=(1+kf2.*cos(teta)+r.*(1-kf2.*cos(teta)));
    plot(teta,d1)
    pause
    d2=besselj(1,kf1)./kf1;
    plot(teta,d2)
    pause
    de=abs(d1.*d2);
    % Нормировка и построение диаграммы в полярной
    системе координат.
    m=max(de);
    den=de./m;
    polar(teta,den)
    hold on
    pause
end

```

Программа для расчета диаграмм направленности излучения Н и Е секториальных рупоров на основе волновода прямоугольного сечения.

```

% Расчет характеристик направленности Е-секториальной
рупорной антенны на
% основе волновода прямоугольного сечения а х в с
основной волной Н10
% в плоскости Н J=0 и плоскости Е J=1.
% Размеры задаются в относительных безразмерных
единицах (по отношению к длине волны).
% Относительный размер раскрыва рупора в плоскости Е -
brn;
% Относительный размер раскрыва в плоскости Н совпадает
с размером широкой
% стенки прямоугольного волновода ап;
% Относительная длина рупора Rn.
brn=input('ввод относительного размера рупора в
плоскости Н brn=')
ап=input('ввод относительного размера широкой стенки
волновода ап=')
Rn=input('Выбор относительной длины рупора Rn=')
disp('Для расчета диаграммы в плоскости Н введите J=-1,
для плоскости Е J=1')
J=input('J=')
teta=0:0.01:2*pi;
m=size(teta);
n=m(2);
if J<0

```

```

%Расчет характеристик направленности E-секториального
рупора в плоскости E
x1=brn/sqrt(2*Rn);
w1=x1-sqrt(2*Rn).*sin(teta);
w2=x1+sqrt(2*Rn).*sin(teta);
for j1=1:n
    cu1=quad('cos(pi/2.*(y.^2))',0,w1(j1));
    cu2=quad('cos(pi/2.*(y.^2))',0,w2(j1));
    su1=quad('sin(pi/2.*(y.^2))',0,w1(j1));
    su2=quad('sin(pi/2.*(y.^2))',0,w2(j1));
    sum1=complex((cu1+cu2),-(su1+su2));
    % Ненормированная функция направленности в
    плоскости E,
    % соответствующая текущему значению угла teta(j1).
    fsee(j1)=abs((1/sqrt(1-
(1/(2*an))^2)+cos(teta(j1))).*sum1);
end
% Нормировка функции направленности.
M=max(fsee);
fseen=fsee./M;
polar(teta,fseen)
pause
else
    %Расчет характеристик направленности E-секториального
    рупора в плоскости H
    fseh=abs(((1/sqrt(1-
(1/(2*an))^2)+cos(teta))).*cos((pi*an).*sin(teta))./((p
i/2)^2-((pi*an).*sin(teta)).^2));
    M=max(fseh);
    fsehn=fseh./M;
    polar(teta,fsehn)
    pause
end

% Расчет характеристик направленности H-секториальной
рупорной антенны на
% основе волновода прямоугольного сечения a x b с
основной волной H10
% в плоскости H J=0 и плоскости E J=1.
% Размеры задаются в относительных безразмерных
единицах (по отношению к длине волны).
% Относительный размер раскрыва рупора в плоскости H -
arn;
% Относительный размер раскрыва в плоскости E совпадает
с размером узкой

```

```

% стенки прямоугольного волновода bn;
% Относительная длина рупора Rn.
arn=input('ввод относительного размера рупора в
плоскости H arn=')
bn=input('ввод относительного размера узкой стенки
волновода bp=')
Rn=input('Выбор относительной длины рупора Rn=')
disp('Для расчета диаграммы в плоскости H введите J=-1,
для плоскости E J=1')
J=input('J=')
teta=0:0.01:2*pi;
m=size(teta);
n=m(2);
if J<0
    %Расчет характеристик направленности H-
секториального рупора в плоскости H
    x1=arn/sqrt(2*Rn);
    x2=sqrt(Rn/2)/arn;
    x3=sqrt(2*Rn);
    u1=x1-x2-x3.*sin(teta);
    u2=x1+x2+x3.*sin(teta);
    u3=x1+x2-x3.*sin(teta);
    u4=x1-x2+x3.*sin(teta);
    x4=pi*Rn/4;
    u5=x4.*(1/arn+2.*sin(teta)).^2;
    u6=x4.*(1/arn-2.*sin(teta)).^2;
    for j1=1:n
        cu1=quad('cos(pi/2.*(y.^2))',0,u1(j1));
        cu2=quad('cos(pi/2.*(y.^2))',0,u2(j1));
        su1=quad('sin(pi/2.*(y.^2))',0,u1(j1));
        su2=quad('sin(pi/2.*(y.^2))',0,u2(j1));
        cu3=quad('cos(pi/2.*(y.^2))',0,u3(j1));
        cu4=quad('cos(pi/2.*(y.^2))',0,u4(j1));
        su3=quad('sin(pi/2.*(y.^2))',0,u3(j1));
        su4=quad('sin(pi/2.*(y.^2))',0,u4(j1));
        sum1=complex((cu1+cu2),-(su1+su2));
        sum2=complex((cu3+cu4),-(su3+su4));
        % Ненормированная функция направленности в
плоскости H,
        % соответствующая текущему значению угла teta(j1).
fshh(j1)=abs((1+cos(teta(j1)))*(exp(i*u5(j1))*sum1+exp(
i*u6(j1))*sum2));
    end
    % Нормировка функции направленности.

```

```

M=max(fshh);
fshhn=fshh./M;
polar(teta,fshhn)
pause
else
    %Расчет характеристик направленности Н-
    секториального рупора в плоскости E

fshen=((1+cos(teta))./2).*sin(pi*bn).*sin(teta)./(pi*
bn).*sin(teta));
M=max(fshen);
fshen=fshen./M;
polar(teta,fshen)
pause
end

```

Программа для анализа коэффициента направленного действия рупорных антенн на основе прямоугольного волновода.

```

% Анализ коэффициента направленного действия для Н-
% секториального (kndh),
% E - секториального (knde) и пирамидального (kndp)
% рупора на основе
% волновода прямоугольного сечения а х в с основной
% волной H10.
% Программа рассчитывает зависимость КНД выбранного вида
% рупорной антенны
% от относительной длины рупора Rn или относительных
% размеров
% раскрыва в плоскостях E и H.
% Исходные данные для расчета приведены ниже. Линейные
% размеры задаются в
% относительных безразмерных единицах (по отношению к
% длине волны).
% Относительный размер широкой и узкой стенки
% волновода an, bn
% из диапазона одноволнового режима: 0.5<an<1 и bn<an.
% При расчете зависимости КНД(Rn) задается максимальное
% значение длины
% рупора, принятое в расчетах 0 Rnmax; Rnmin=2. Шаг
% изменения по умолчанию
% 0.1. Его можно изменить непосредственно в программе.
% Величина Rn общая
% для всех анализируемых антенн. Задается вместе с bn
% и an.

```

```

% При расчете зависимости КНД(arn) КНД(brn) задается
максимальное значение
% размера раскрыва рупора arnmax, brnmax принятое в
расчетах; arnmin=an,
% brnmin=bn. Шаг изменения по умолчанию 0.1. Его можно
изменить
% непосредственно в программе. Эти значения задаются в
блоке программы,
% рассчитывающей характеристики соответствующей
антенны.
% Для H-секториального рупора:
% Относительный размер раскрыва рупора в плоскости H -
arn;
% Относительный размер раскрыва в плоскости E совпадает
с размером узкой
% стенки прямоугольного волновода bn.
% Для E-секториального рупора:
% Относительный размер раскрыва рупора в плоскости E -
brn;
% Относительный размер раскрыва в плоскости H совпадает
с размером широкой
% стенки прямоугольного волновода an.
% При анализе пирамидального рупора параметры раскрыва
и волновода берутся
% из заданных ранее для секторальных рупоров.
disp('Задайте относительный размер широкой стенки
волновода из диапазона')
disp('значений, определяющих условие одноволнового
режима 0.5<an<1 и узкой')
disp('стенки из условия bn<an')
an=input('an=')
bn=input('bn=')
st1=num2str(an,'an=%4.2f. ');
st2=num2str(bn,'bn=%4.2f. ');
s=strcat(st1,st2);
disp('Для анализа зависимости КНД от Rn введите J=1.
Для анализа зависимости')
disp('КНД от размера раскрыва arn или brn -J=-1' )
J=input('J=');
if J>0
    Rnmin=2;
    Rnmax=input('Задайте максимальную длину рупора
Rnmax=')
    Rn=Rnmin:0.1:Rnmax;
    % Определение размерности массива Rn

```

```

    m=size(Rn);
    n=m(2);
else
    Rn=input('Задайте длину рупора Rn=')
end
% Целочисленный параметр M=1 соответствует расчету КНД
для соответствующего
% типа рупора, а целочисленный параметр M1=1 -
построению графика соответствующей
% зависимости КНД от относительной длины рупора Rn или
размера раскрыва. Их значения
% устанавливаются позже, а здесь обнуляются. Также
обнуляются массивы
% значений КНД для всех трех рупорных антенн.
M=0;
M1=0;
kndh=0;
knde=0;
kndp=0;
disp('Для расчета КНД Н-секториального и пирамидального
рупора введите M=1')
disp(' в противном случае - нажмите "Enter"')
M=input('M=')
if M>0
    if J<0
        arnmin=an;
        arnmax=input('Задайте максимальный размер
раскрыва в плоскости Н рупора arnmax=')
        arn=arnmin:0.1:arnmax;
        % Определение размерности массива arn
        m=size(arn);
        n=m(2);
        kos=cos(atan(arn./(2*Rn)));
        psi=(arn./(2*Rn))./kos;
        kf=(2*pi*bn)./psi;
        z=sqrt((2*Rn).*kos);
        kf1=(1./z).(2.*psi);
        kf2=(4*Rn).(psi.^2).*kos;
        st=num2str(Rn,'Rn=%4.2f. ');
        s=strcat(s,st);
        x=arn;
        str='размер раскрыва';
    else
        arn=input('Задайте размер раскрыва в плоскости
Н рупора arn=')
    end
end

```



```

psi=arn./(2.*Rn);
kos=cos(atan(arn./(2.*Rn)));
psi=(arn./(2.*Rn))./kos;
kf=(2*pi*bn)./psi;
z=sqrt((2.*Rn).*kos);
kf1=(1./z)./(2.*psi);
kf2=(4.*Rn).*(psi.^2).*kos;
st=num2str(arn,'arn=%4.2f. ');
s=strcat(s,st);
x=Rn;
str='длина рупора';
end
u=kf1.*(1+kf2);
v=kf1.*(1-kf2);
for j1=1:n
    cu=quad('cos(pi/2.*(y.^2))',0,u(j1));
    cv=quad('cos(pi/2.*(y.^2))',0,v(j1));
    su=quad('sin(pi/2.*(y.^2))',0,u(j1));
    sv=quad('sin(pi/2.*(y.^2))',0,v(j1));
    kndh(j1)=kf(j1)*((cu-cv)^2+(su-sv)^2);
end
disp('Для построения графика КНД(Rn) или КНД(arn)
Н-секториального рупора введите M1=1')
disp('в противном случае для анализа пирамидального
рупура - нажмите "Enter"')
M1=input('M1=')
if M1>0
    plot(x,kndh)
    grid on
    xlabel(str)
    ylabel('КНД')
    ss=strvcat('Н - секториальный рупор. ',s);
    title(ss)
    hold on
    pause
end
end
disp('Для расчета КНД Е-секториального и пирамидального
рупура введите M=1')
disp('в противном случае - нажмите "Enter"')
M=input('M=')
if M>0
    if J<0
        brnmin=bn;

```

```

    brnmax=input('Задайте максимальный размер
раскрыва в плоскости E рупора brnmax=')
    brn=brnmin:0.1:brnmax;
    % Определение размерности массива brn
    m=size(brn);
    n=m(2);
    kos=cos(atan(brn./(2*Rn)));
    psi=(brn./(2*Rn))./kos;
    kf=(32*an/pi)./psi;
    w=sqrt((2*Rn).*kos).*psi;
    st=num2str(Rn,'Rn=%4.2f. ');
    s=strcat(s,st);
    x=brn;
    str='размер раскрыва';
else
    brn=input('Задайте размер раскрыва в плоскости
E рупора brn=')
    kos=cos(atan(brn./(2.*Rn)));
    psi=(brn./(2.*Rn))./kos;
    kf=(32*an/pi)./psi;
    w=sqrt((2.*Rn).*kos).*psi;
    st=num2str(brn,'rn=%4.2f. ');
    s=strcat(s,st);
    x=Rn;
    str='длина рупора';
end
for j1=1:n
    cw=quad('cos(pi/2.*(y.^2))',0,w(j1));
    sw=quad('sin(pi/2.*(y.^2))',0,w(j1));
    knde(j1)=kf(j1)*(cw^2+sw^2);
end
disp('Для построения графика КНД(Rn) или КНД(brn)
E-секториального рупора введите M1=1')
disp('в противном случае для анализа пирамидального
рупора - нажмите "Enter"')
M1=input('M1=')
if M1>0
    plot(x,knde)
    grid on
    xlabel(str)
    ylabel('КНД')
    ss=strvcat('E - секториальный рупор. ',s);
    title(ss)
    hold on
    pause

```

```

    end
end
disp('Для расчета КНД пирамидального рупора введите
M=1')
disp('в противном случае - нажмите "Enter"')
M=input('M=')
if M>0
    kndp=(pi/32)/(an*bn).* (knde.*kndh);
    s=strcat(s1,s2);
    plot(Rn,kndp)
    grid on
    xlabel('Rn')
    ylabel('КНД')
    ss=strvcat('Пирамидальный рупор. ',s);
    title(ss)
    hold on
    pause
end

```

```

% Численное исследование зеркальной параболической
антенны (ЗПР).
% Расчетные формулы из кн. Антенны, том 2 изд. ВКАС
Н.П. Гвеля, А.Д. Истрашкин,
% Ю.К. Муравьев, В.П. Серков; Ленинград 1963; стр.147-
180.
disp(' Необходимо ввести:')
disp ('-радиус раскрыва параболического зеркала R (в
метрах) ')
disp ('-значение длины волны lm (в метрах) ')
R=input('R=')
lm=input('lm=')
disp('Целочисленный параметр J определяет вид
аппроксимирующей функции fj(teta) ')
disp('для диаграммы направленности облучателя. ')
disp('J=0 - fj(teta)=cos(teta/2);')
disp('J=1 - fj(teta)=cos(teta);')
disp('J=2 - fj(teta)=(cos(teta/2))^2;')
disp('J=3 - fj(teta)=(cos(teta/2))^3;')
J=input('J=')
J1=0;
disp('Если необходим численный анализ зависимости
коэффициента использования')
disp('kf(t) t=R/2F (F - фокусное расстояние) ')

```

```

disp('необходимо установить J1=1, если нет - нажать
Enter')
J1=input('J1=')
if J1>0
    t=0:0.01:1;
    switch J
        case 0
            kf=(8./(t.^2)).*(1-1./sqrt(1+t.^2)).^2;
        case 1
            kf=(6./(t.^2)).*(log(1+t.^2)-
(2.*t.^2)./(1+t.^2)).^2;
        case 2
            kf=(10./(t.^2)).*(log(1+t.^2)-
(2.*t.^4)./((1+t.^2).^2)).^2;
        case 3
            kf=(14./(t.^2)).*((log(1+t.^2)-
(2.*t.^2).*(3+3.*(t.^2)+2.*(t.^4))./(3.*(1+t.^2).^3))).
^2;
    end
    disp('По зависимости kf(t) выбрать значение
параметра t0')
    plot(t,kf)
    grid on
    ylabel('kf')
    xlabel('t')
    hold on
    pause
    t0=input('t0=')
    % Определение фокусного расстояния R по выбранному
значению t0
    F=R/(2*t0)
else
    F=input('Ввод значения фокусного расстояния F=')
    t0=R/(2*F)
end
% Расчет диаграммы направленности зеркальной
параболической антенны.
% Диаграмма строится в декартовой системе координат,
поскольку ширина
% главного лепестка - единицы градусов и построение в
полярной системе
% затрудняет ее анализ.
% Задаются максимальное значение угла teta (в градусах)
определяющего пределы, в которых

```

```

% рассчитывается диаграмма направленности антенны -
tetamax. Диаграмма
% направленности описывается четной функцией, поэтому
расчет ведется только
% для положительных значений угла teta.
% Задается шаг изменения угла - step
tetamax=input('tetamax=')
step=input('step=')
teta=0:step:tetamax;
m=size(teta);
x=(2*pi*R/lm).*sind(teta);
    for il=1:m(2)
        sum=0;
        b=1;
        n=1;
        while abs(b)>1e-7
            if il==1
                fun=1;
            else
                fun=lmbdfun(n,x(il));
            end
            switch J
                case 0
                    b=((t0^(2*n))*factorial(2*n-
1))/(((1+t0^2)^n)*factorial(2*n))*fun
                case 1
                    b=((t0^(2*n))*(2*n-1-
t0^2))/(((1+t0^2)^n)*n)*fun;
                case 2
                    b=((t0^(2*n))*(1+2*n*(n-1)+2*(1-
2*n)*t0^2+t0^4))/(((1+t0^2)^n)*n)*fun;
                case 3
                    b=((t0^(2*n))*(4*(n+2)*(n+1)*n-
18*n*(n+1)*(1+t0^2)+18*n*(1+t0^2)^2-
3*(1+t0^2)^2))/(((1+t0^2)^n)*n)*fun;
            end
            sum=sum+b;
            n=n+1;
        end
        d(il)=abs(sum);
    end
norm=max(d);
dn=d./norm;
plot(teta,dn)
grid on

```

```
xlabel('teta')
ylabel('dn')
hold on
pause
```

### ЛИТЕРАТУРА.

1. Пониматкин, В.Е. Антенно-фидерные устройства систем связи [Электронный ресурс]: учебное пособие/ В. Е. Пониматкин, А. А. Шпилевой .— Калининград: Российский государственный университет им. Иммануила Канта, 2010.— 122 с.
2. В. А. Неганов, Д. С. Ключев, Д. П. Табаков. Устройства СВЧ и антенны. Ч. 2: Теория и техника антенн / Под ред. В. А. Неганова. Изд. стереотипное. – М.: ЛЕНАРД, 2016. – 728 с.
3. Г. З. Айзенберг, В. Г. Ямпольский, О.И. Терешин. Антенны УКВ. –В двух частях. Ч. 1. Изд. «Связь» - Москва, 1977 г. -384 с.
4. А. Л. Драбкин, В. Л. Зузенко. Антенно-фидерные устройства. Изд. «Советское радио» - Москва, 1961 г.- 817 с.
5. Г.А. Ерохин, О.В. Чернышев, В.Г. Кочержевский. Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн. – М. : Горячая линия - Телеком, 2011. - 404 с.
6. Кетков Ю.Л., Кетков А.Ю., Шульц М.М. MATLAB-7 :программирование, численные методы. –СПб. БХВ – Петербург. 2005 – 752 с.
- 7.Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток: Учебное пособие для вузов / Под редакцией Д.И. Воскресенского. Изд. 4, переработанное и дополненное – М.: Радиотехника, 2012. – 744 с. : ил.
8. Р. Кюн. Микроволновые антенны. Перевод с немецкого под ред. М. П. Долуханова. – Изд . «Судостроение», Ленинград. 1967 г. 518 с.
9. Фальковский, О. И. Техническая электродинамика [Электронный ресурс] : учебник / О. И. Фальковский. – М.: Лань, 2009. – 430 с.
10. Н. П. Гавеля, А.Д. Истрашкин, Ю.К. Муравьев, В.К. Серков. Антенны. . –В двух частях. Ч. 2. Изд. Военной Краснознаменной академии связи. - Ленинград, 1962 г. -479 с.

## Оглавление.

1. Спиральные антенны.....	Стр. 3
1.1. Основные характеристики спиральной антенны. Пространственные гармоники. ....	Стр. 3
1.2. Поле излучения кольцевой антенны.....	Стр. 8
1.3. Численное исследование характеристик направленности спиральной антенны.....	Стр. 12
2. Фазированные антенные решетки (ФАР).....	Стр. 17
2.1. Сложение полей нескольких отдельных источников в дальней зоне.....	Стр. 17
2.2. Характеристики направленности ФАР с равномерным амплитудным и фазовым распределением.....	Стр. 19
2.3. Влияние фазового и амплитудного распределения токов, питающих элементы ФАР на ее характеристики направленности. ....	Стр. 23
3. Рупорные антенны.....	Стр. 30
3.1. Классификация рупорных антенн. Основные геометрические характеристики.....	Стр. 30
3.2. Поле излучения синфазно возбужденной поверхности. Излучение из открытого конца волновода.....	Стр. 33
3.3. Характеристики направленности Н и Е секториальных рупорных антенн .....	Стр. 41
3.4. Коэффициенты направленного действия и диаграммы направленности Н и Е - секториальных рупорных антенн. ....	Стр. 47
4. Зеркальные параболические антенны. ....	Стр. 56
4.1. Основные геометрические характеристики. ....	Стр. 56
4.2. Анализ принципа действия зеркальной параболической антенны с использованием законов геометрической оптики.....	Стр. 58
4.3. Оценка влияния положения облучателя на характеристики антенны.....	Стр. 65
Приложение.....	Стр. 69
Литература.....	Стр. 85