

Министерство образования Республики Беларусь  
БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИНФОРМАТИКИ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

---

Кафедра антенн и устройств СВЧ

О.А. ЮРЦЕВ

**Резонансные и апертурные антенны**

Часть 2

МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ  
по курсу "Антенны и устройства СВЧ"  
для студентов специальности "Радиотехника "  
В 3-х частях

Минск 2000

УДК 621.396.67 (075.8)  
ББК 32.845 Я73  
Ю 82

Юрцев О.А.

Ю82 Резонансные и апертурные антенны. Ч.2: Методическое пособие по курсу "Антенны и устройства СВЧ" для студентов специальности "Радиотехника". В 3 Ч. - Мн.: БГУИР, 2000. с.: ил.  
ISBN 985-444-130-X

Методическое пособие предназначено для изучения основных типов резонансных и апертурных антенн - вибраторных, щелевых, полосковых, волноводных, рупорных, зеркальных, линзовых. Рассматриваются принцип работы, основные закономерности, основы расчета.

ISBN 985-444-130-X

Часть 1 издана в 1997 г., БГУИР. О.А.Юрцев. Элементы общей теории антенн. Часть 1. Методическое пособие по курсу «Антенны и устройства СВЧ» для студентов специальности «Радиотехника».

УДК 621.396.67 (075.8)  
ISBN 985-444-130-X

ISBN 985-444-130-X –ч.2

© О.А.Юрцев, 2000

# 1. РЕЗОНАНСНЫЕ АНТЕННЫ

К резонансным антеннам относятся вибраторные, щелевые, полосковые, микрополосковые и некоторые другие типы антенн. В таких антеннах входное сопротивление сильно зависит от частоты. Характер этой зависимости аналогичен зависимости сопротивления параллельного или последовательного контура от частоты. Перечисленные типы антенн широко используются во всех диапазонах частот, особенно в диапазоне сверхвысоких частот (миллиметровые, сантиметровые и дециметровые волны). В класс резонансных антенн включены существенно различные типы антенн с точки зрения конструктивных признаков не только в силу отмеченных выше их диапазонных свойств, но и в силу общности методов анализа.

## 1.1. Вибраторные антенны

Вибраторные антенны используются в миллиметровом, сантиметровом, дециметровом, метровом и в более длинноволновых диапазонах волн вплоть до сверхдлинных волн и представляют собой прямолинейные проводники или системы прямолинейных проводников (антенные решетки), возбуждаемые в определенных точках. Вибраторные антенны в зависимости от конструкции имеют коэффициент направленного действия (КНД) от нескольких единиц до десятков тысяч и применяются в системах радиосвязи, радионавигации, телевидении, телеметрии и других областях радиотехники.

*Полуволновой вибратор.* Простейшей вибраторной антенной является линейный симметричный вибратор, схематически показанный на рис.1.1

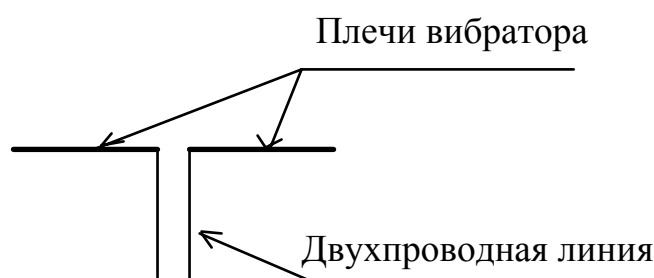


Рис.1.1. Симметричный вибратор

Плечи вибратора выполняются из металлических проводников с поперечными размерами, значительно меньшими их длины. В середине к плечам вибратора подключается двухпроводная линия, которая, в свою очередь, подключается к генератору - в режиме передачи или к приемнику - в режиме приема. В диапазоне УКВ (длина волны меньше 10 м) чаще всего используются вибраторы с длиной каждого плеча, равной четверти длины волны. Общая длина вибраторной антенны (длина двух плеч) в этом случае близка к половине длины волны  $\lambda$ , и вибратор называется полуволновым.

Расчет всех характеристик антенны включает в себя два этапа: решение внутренней и внешней задач.

Внутренняя задача - это нахождение распределения тока в проводниках антенны и определение входного сопротивления.

Внешняя задача - по найденному току в проводниках антенны находится поле в дальней зоне, по нему определяются диаграмма направленности (ДН), поляризация, КНД.

Распределение тока в плечах вибратора приближенно можно определить, сопоставив вибратор и двухпроводную линию, разомкнутую на конце, длиной в четверть длины волны. На рис.1.2 показана двухпроводная линия, а на рис.1.3 — полуволновой вибратор.

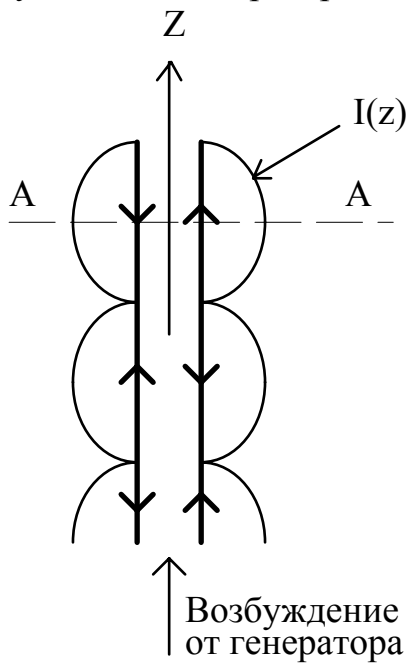


Рис.1.2. Распределение тока в двухпроводной линии

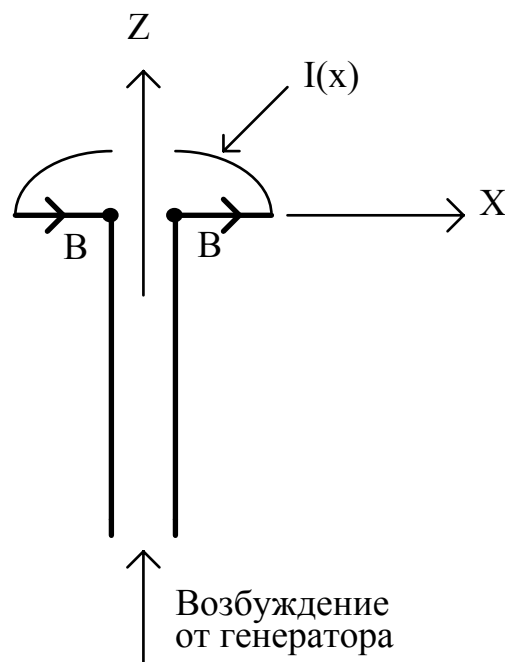


Рис.1.3. Распределение тока в симметричном вибраторе

Линия снизу возбуждается от генератора, сверху разомкнута, поэтому в линии устанавливается режим стоячей волны тока. Распределение амплитуд тока  $I(z)$  и направление токов в проводниках линии показано на рис.1.2. Так как расстояние между проводниками линии делается значительно меньше длины волны, а направления токов в соседних проводниках противоположно, линия не излучает. Если в некотором сечении А-А, расположенном от разомкнутого конца на расстоянии четверти длины волны, левый проводник повернуть влево, а правый - вправо на  $90^\circ$ , получится полуволновой вибратор, возбуждаемый двухпроводной линией (см. рис.1.3). При этом распределение тока  $I(x)$ , как показывают теоретический анализ и эксперимент, в плечах вибратора изменится очень мало: на свободных концах плеч ток будет равен нулю, а в точках подключения двухпроводной линии (точки В на рис.1.3) амплитуда тока будет максимальной. Как видно, в обоих плечах вибратора направление тока одинаково, поэтому вибратор излучает. Направленные свойства вибратора можно выяснить, рассматривая вибратор как сумму элементарных излучателей

бесконечно малой длины  $dx$ . Каждая такая часть представляет собой диполь Герца. Как известно, диполь Герца не излучает вдоль своей оси (вдоль оси  $X$  на рис.1.3), максимум излучения ориентирован перпендикулярно оси диполя (вдоль оси  $Z$  на рис.1.3). На рис.1.4 показан диполь Герца в системе прямоугольных  $X, Y, Z$  и сферических координат  $R, \theta, \varphi$  его ДН, которая, как известно, описывается выражением  $F(\theta) = \cos \theta$ .

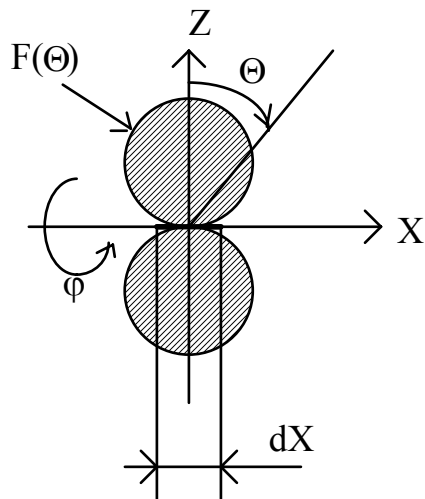


Рис.1.4. Диаграмма направленности диполя Герца

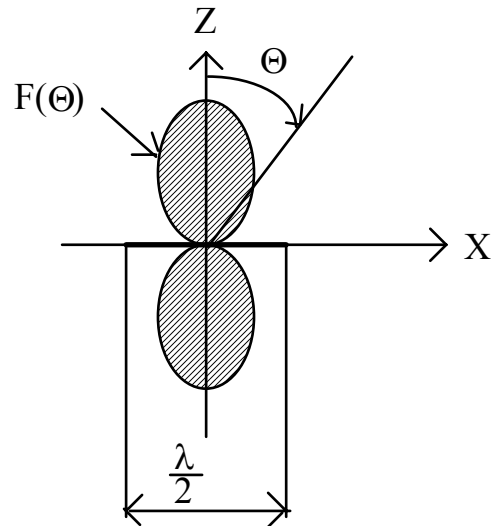


Рис.1.5. Диаграмма направленности вибратора

На рис.1.5 показан полуволновой вибратор, состоящий из множества диполей Герца, и его ДН. Токи во всех его диполях имеют одинаковые фазы (одинаковое направление), поэтому их поля складываются с одинаковыми фазами в направлении оси  $Z$  (при  $\theta=0$ ). В других направлениях поля уже не складываются синфазно, т.к. расстояния от разных диполей до точки наблюдения разные. В результате направленность излучения полуволнового вибратора повышается по сравнению с диполем Герца.

Таким образом, распределение тока в плечах симметричного вибратора описывается приближенно законом стоячей волны. На концах вибратора ток равен нулю.

*Распределение тока в симметричном вибраторе произвольной длины.* На рис.1.6 показан симметричный вибратор в системе прямоугольных и сферических координат.

Обозначения на рис.1.6 следующие:  $l$  - длина плечи вибратора;  $\Delta$  - зазор возбуждения;  $L=2l+\Delta$  - длина вибратора;  $I(z)$  - распределение тока в вибраторе;  $P$  - точка наблюдения в дальней зоне;  $R, \theta, \varphi$  - координаты точки  $P$ ;  $dz$  - элементарная часть вибратора (элементарный излучатель - диполь Герца);  $R'$  - расстояние от элементарного излучателя до точки наблюдения.

В вибраторе  $\Delta \ll l$ , поэтому можно положить  $L \approx 2l$ .

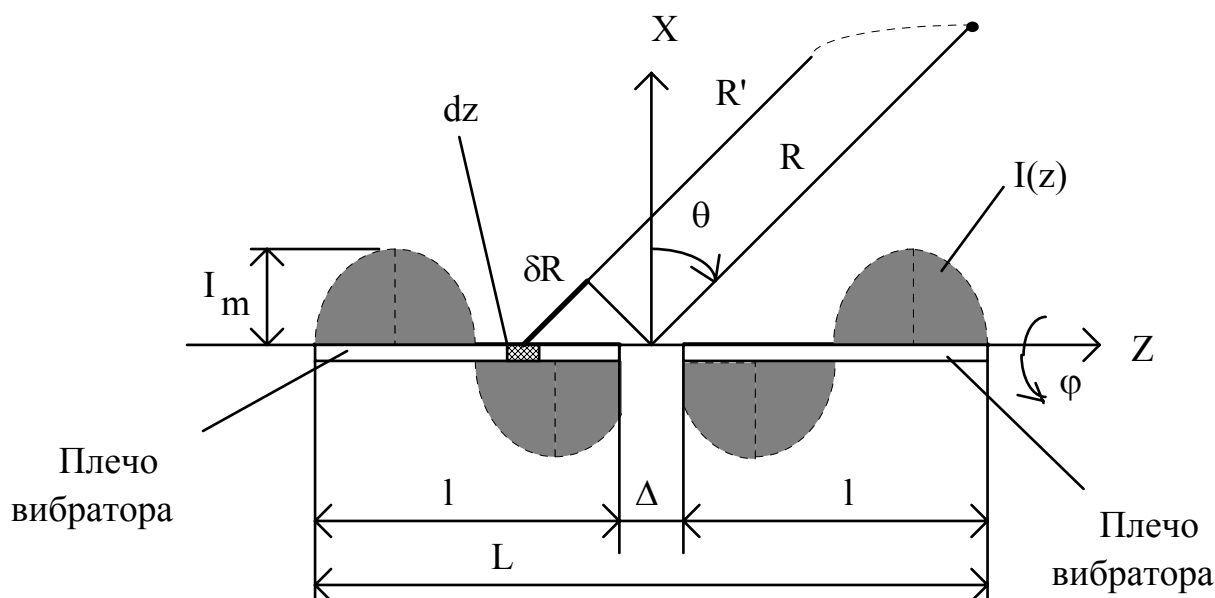


Рис.1.6. Распределение тока в вибраторе

Распределение тока в плечах симметричного вибратора при длине плеча, равной  $l$ , описывается выражением [1-3]

$$I(z) = I_m \sin[k(l - |z|)], \quad (1.1)$$

где  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  - волновое число свободного пространства,  $\lambda$  - длина волны в свободном пространстве,  $I_m$  - амплитуда тока в пучности.

Строгое решение задачи о распределении тока показывает, что в узлах ток несколько отличен от нуля. Это обусловлено тем, что вибратор, в отличие от двухпроводной линии, излучает. Однако, для приближенного решения задачи определения характеристик и параметров вибратора можно использовать распределение (1.1).

*Диаграмма направленности вибратора.* В соответствии с принципом суперпозиции поле вибратора в дальне зоне можно записать в виде

$$E(R, \theta, \varphi) = \int_{-l}^l dE, \quad (1.2)$$

где  $dE$  - поле элементарного вибратора (диполя Герца).

В электродинамике показано [1-3], что в дальней зоне

$$dE = i30k \cdot I(z) \cdot \cos\theta \frac{e^{-ikR'}}{R'}. \quad (1.3)$$

В соответствии с рис.1.6 имеем  $R' = R + \delta R$ ,  $\delta R = z \sin\theta$ . Подставляя (1.1) и (1.3) в (1.2) и интегрируя, получим

$$E(R, \theta, \varphi) = i60 \cdot I_m \frac{\cos(kl \sin\theta) - \cos(kl)}{\cos\theta} \cdot \frac{e^{-ikR}}{R}. \quad (1.4)$$

Из выражения (1.4) следует, что в дальней зоне поле, излучаемое вибратором, представляет собой сферическую волну и не зависит от координаты  $\varphi$ .

Ненормированная ДН вибратора в плоскости Е (в плоскости  $\varphi = \text{const}$ ) описывается выражением

$$f(\theta) = \left| \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos(kl)}{\cos \theta} \right|. \quad (1.5)$$

В плоскости Н (в плоскости ХУ) нормированная ДН описывается выражением  $F(\varphi) = 1$ .

Для полуволнового вибратора  $kl = 0,5 \pi$ , и из (1.5) следует выражение для нормированной ДН:

$$F(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{p}{2} \sin \varphi\right)}{\cos \varphi}. \quad (1.6)$$

Анализ выражений (1.3) и (1.6) показывает, что для диполя Герца ширина главного лепестка ДН  $2\Theta_{0,5} = 90^\circ$ , для полуволнового вибратора  $2\Theta_{0,5} = 78^\circ$ .

Диаграмма направленности  $F(\varphi)$  показана на рис.1.7 На рисунке вектор Е в дальней зоне в плоскости ХУ ориентирован параллельно оси Z, а вектор Н - по касательной к окружности  $R = \text{const}$ . За период колебания высокой частоты конец вектора Е описывает линию, параллельную оси Z, т.е. вибратор излучает поле линейной поляризации. Плоскость  $\varphi = \text{const}$  - это плоскость Е, плоскость ХУ - плоскость Н.

*Коэффициент направленного действия.* КНД в направлении  $\theta = 0$  определяется общим выражением [4]:

$$\text{КНД} = \frac{2}{\int_0^{\pi} F^2(\varphi) \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi}. \quad (1.7)$$

Подстановка в (1.7) нормированной ДН, выражение для которой следует из (1.5), приводит к выражению, содержащему интегральные синусы и косинусы. Удобнее в (1.7) провести численное интегрирование. Результат такого интегрирования показан на графике рис.1.8 в виде зависимости КНД от волновой длины вибратора  $\frac{L}{\lambda}$ .

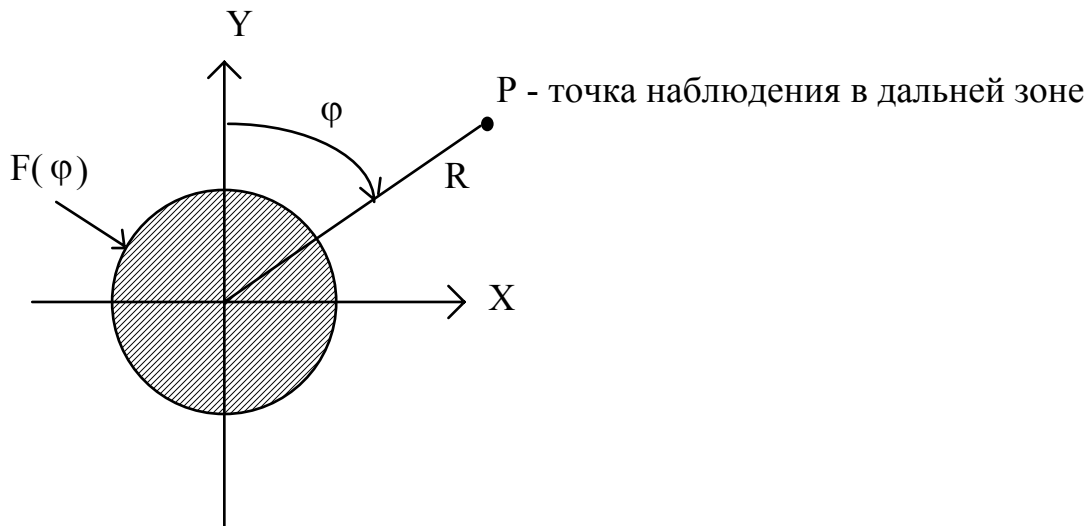


Рис.1.7. Диаграмма направленности в плоскости Н

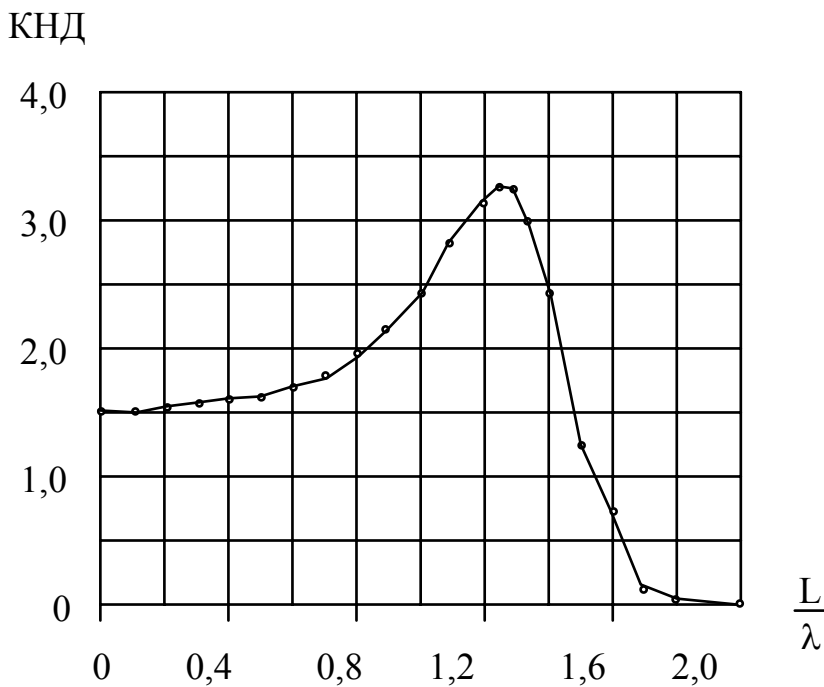


Рис.1.8. КНД вибратора

Диполь Герца имеет КНД=1,5, полуволновой вибратор - 1,64, волновой - 2,41, вибратор длиной  $1,25 \lambda$  имеет максимальный КНД=3,28. При волновой длине, равной 2,0 исчезает главный лепесток и КНД вибратора в направлении, перпендикулярном оси, равен нулю.

*Входное сопротивление вибратора ( $Z_{вх}$ ).* Входное сопротивление равно отношению напряжения в точках возбуждения к току в этих точках.

Обозначим напряжение и ток символами  $U_{вх}$ ,  $I_{вх}$ . Тогда

$$Z_{вх} = \frac{U_{вх}}{I_{вх}} = R_{вх} + iX_{вх},$$

где  $R_{вх}$ ,  $X_{вх}$  - активная и реактивная части входного сопротивления.

Входное сопротивление можно определить также как отношение полной мощности излучения вибратора, включая реактивную мощность, к квадрату амплитуды тока на входе вибратора [1-3]:

$$Z_{вх} = \frac{P}{I_{вх}^2}. \tag{1.8}$$



Активная часть входного сопротивления обусловлена потерями мощности на излучение и на тепло в проводнике вибратора и представляется в виде суммы  $R_{вх} = R_{\Sigma} + R_{пот}$ , где  $R_{\Sigma}$  - сопротивление излучения,  $R_{пот}$  - сопротивление потерь. Обычно  $R_{\Sigma} \ll R_{пот}$  особенно в диапазоне СВЧ, где толщина проводника вибратора сравнима с его длиной. Поэтому приближенно  $R_{вх} \approx R_{\Sigma}$ . Далее под активным входным сопротивлением будет пониматься сопротивление излучения вибратора.

Наиболее точное значение входного сопротивления из всех приближенных методов, использующих распределение тока вида (1.1), дает метод взаимных ЭДС [1-3] и метод вектора Пойнтинга, приводящие к одним и тем же конечным выражениям. Кратко рассмотрим метод вектора Пойнтинга.

В соответствии с теоремой Умова-Пойнтинга в комплексной форме мощность, выделяемая сторонними токами, распределенными в объеме  $V$ , равна

$$P = - \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{j}_{ст}^* \cdot dV, \quad (1.9)$$

где под интегралом стоит скалярное произведение вектора  $\mathbf{E}$  поля, создаваемого плотностью стороннего тока  $\mathbf{j}_{ст}$  ( $\mathbf{j}_{ст}^*$  - комплексно сопряженная величина). В случае вибратора из проводника радиусом  $R_0 \ll l$  скалярное произведение равно произведению касательной к проводнику составляющей вектора электрического поля  $E_t$  на плотность тока  $\mathbf{j}_{ст}^*$ , так как ток направлен вдоль оси вибратора. Интеграл по поперечному сечению проводника равен полному току, определяемому выражением (1.1). Интегрирование по длине проводника производится по переменной  $z$  в пределах  $-l \dots l$ . На основании этого вместо (1.9) можно записать:

$$P = - \int_{-l}^l E_t \cdot I^*(z) \cdot dz. \quad (1.10)$$

В электродинамике показано [4-5], что для тонкого проводника вектор  $\mathbf{E}$  связан с током, текущим по проводнику, выражениями:

$$\mathbf{E} = -i\omega\mathbf{A} - \frac{1}{i\omega\epsilon\mu} \text{grad div}\mathbf{A}, \quad (1.11)$$

где  $\mathbf{A}$  - векторный потенциал поля:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{-l}^l \mathbf{I}(z) \frac{e^{-ikR}}{R} dz. \quad (1.12)$$

В выражениях (1.11, 1.12)  $\omega$  - круговая частота тока,  $\epsilon, \mu$  - абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, в которой расположен вибратор;  $R$  - расстояние от точки, где рассматривается ток (точки истока  $Q$ ), до точки, где определяется поле (точки наблюдения  $P$ ). Эти точки показаны на

рис.1.9, где изображен отрезок проводника вибратора и расстояние  $R$  (жирной линией). Координаты точек  $Q$  и  $P$  по оси  $Z$  соответственно равны  $Z_q$  и  $Z_p$ . Расстояние  $R$ , как следует из рис.1.9, равно

$$R = \sqrt{(Z_q - Z_p)^2 - R_0^2}. \quad (1.13)$$

При этом вводится допущение о том, что ток в вибраторе течет по бесконечно тонкому проводнику, совпадающему с осью вибратора, а касательная составляющая вектора  $E$  ищется на поверхности вибратора.

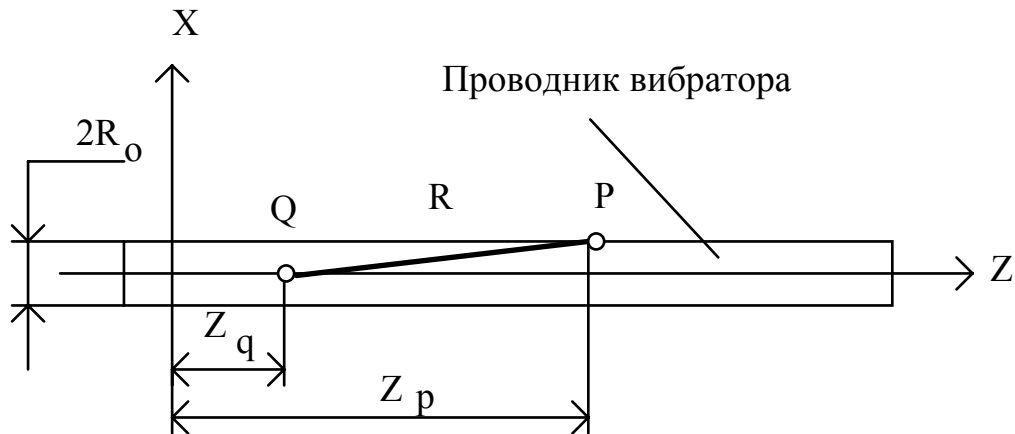


Рис.1.9. К определению входного сопротивления вибратора

Поскольку ток в вибраторе зависит только от координаты  $z$ , выражение (1.11) сводится к виду

$$E = -i\omega A - \frac{1}{i\omega\epsilon\mu} \frac{d^2 A}{dz^2}. \quad (1.14)$$

В результате из выражений (1.8), (1.10), (1.12), (1.14) можно получить следующие формулы для активной и реактивной части входного сопротивления, отнесенного к пучности тока (к значению  $I_m$ ):

$$R_{BX} = 60 \cdot \int_0^1 \sin[k(1-z)] \cdot \left[ \frac{\sin(kR_1)}{R_1} + \frac{\sin(kR_2)}{R_2} - 2\cos(kl) \cdot \frac{\sin(kR_0)}{R_0} \right] dz, \quad (1.15)$$

$$X_{BX} = 60 \cdot \int_0^1 \sin[k(1-z)] \cdot \left[ \frac{\cos(kR_1)}{R_1} + \frac{\cos(kR_2)}{R_2} - 2\cos(kl) \cdot \frac{\cos(kR_0)}{R_0} \right] dz, \quad (1.16)$$

где

$$R_1 = \sqrt{(1-z)^2 + R_0^2}, \quad (1.17)$$

$$R_2 = \sqrt{(1+z)^2 + R_0^2}. \quad (1.18)$$

Учитывая, что пучность тока расположена на расстоянии  $0,25 \lambda$  от концов плеч, можно определить входное сопротивление вибратора, пересчитав сопротивление из пучности к входу с помощью формул из теории длинных линий:

$$Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + iX_{\text{вх}} = \frac{(R_{\text{п}} + iX_{\text{п}}) + i\rho_{\text{в}} \text{tg}[k(1 - 0,25\lambda)]}{\rho_{\text{в}} + i(R_{\text{п}} + iX_{\text{п}}) \text{tg}[k(1 - 0,25\lambda)]} \quad (1.19)$$

где  $\rho_{\text{в}}$  - волновое сопротивление вибратора, определяемое выражением

$$\rho_{\text{в}} = 120 \cdot \left( \ln \frac{\lambda}{\pi R_0} - 0,577 \right). \quad (1.20)$$

На графиках рис.1.10, 1.11 показаны результаты расчета по приведенным формулам  $R_{\text{вх}}$  и  $X_{\text{вх}}$  (в Ом) в зависимости от волновой длины  $\frac{L}{\lambda}$  для двух значений отношения длины вибратора  $L$  к радиусу провода вибратора  $R_0$ . Линии с кружками соответствуют отношению  $\frac{L}{R_0} = 10$ , вторые линии соответствуют  $\frac{L}{R_0} = 20$ . Результаты расчета показывают:

вибратор с длиной  $L = L_{\text{рез}} = 0,5\lambda - \Delta L$ , где  $\Delta L \ll L$ , является резонансным, так как имеет  $X_{\text{вх}} = 0$ ;

при  $L < L_{\text{рез}}$  входное сопротивление емкостное, при  $L > L_{\text{рез}}$  входное сопротивление индуктивное.

Вблизи резонансной длины входное сопротивление достаточно точно описывается формулами, которые обычно приводятся в литературе по антеннам:

$$R_{\text{вх}} \approx 71,3; \quad X_{\text{вх}} = 42,5 - c_{\text{в}} \cdot \text{ctg} \left( \frac{\rho L}{L} \right) \quad [\text{Ом}]. \quad (1.21)$$

для тонкого полуволнового вибратора  $R_{\text{вх}} \approx 73,1$  Ом,  $X_{\text{вх}} \approx 42,5$  Ом и эти значения слабо зависят от  $R_0$ ;

для волнового вибратора значения  $R_{\text{вх}}$ ,  $X_{\text{вх}}$  существенно больше и растут с уменьшением  $R_0$ ;

Из выражения (1.21) для  $X_{\text{вх}}$  нетрудно получить формулу для укорочения полуволнового вибратора, соответствующего условию  $X_{\text{вх}} = 0$ :

$\Delta L \approx \frac{27}{\rho_{\text{в}}} L$ , где  $L = 0,5 \lambda$  - длина полуволнового вибратора. С ростом диаметра

провода вибратора величина укорочения растет. Обычно  $\frac{\Delta L}{L} \approx 0,1 \dots 0,2$ .

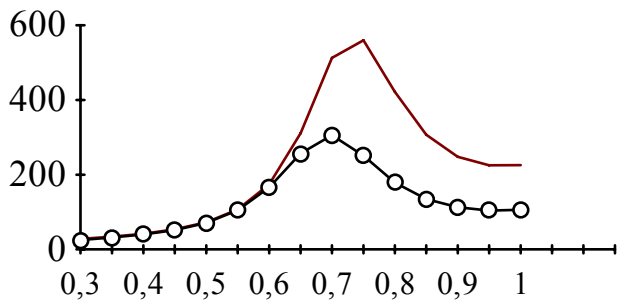


Рис.1.10. Зависимость активного сопротивления от волновой длины

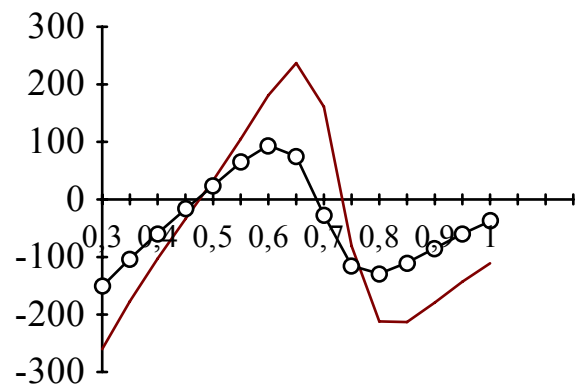


Рис.1.11. Зависимость реактивного сопротивления от волновой длины

Из предыдущего следует, что диаграмма направленности вибратора слабо зависит от частоты, а входное сопротивление - сильно. Поэтому полуволновой вибратор является узкополосной антенной с точки зрения согласования с линией передачи. Удовлетворительное согласование полуволнового вибратора с линией передачи, имеющей волновое сопротивление 75 Ом, сохраняется в полосе частот с коэффициентом перекрытия 1,05...1,1 (коэффициент перекрытия - отношение максимальной частоты полосы пропускания к минимальной). Кроме того, полуволновой вибратор - слабонаправленная антенна. В отдельных случаях с целью увеличения КНД используют волновые вибраторы, которые также укорачиваются для настройки в резонанс. Применяются вибраторы с волновой длиной 1,25 как имеющие максимальный КНД. Однако согласуются эти вибраторы с линией передачи еще в более узком диапазоне частот.

Для повышения КНД строят сложные вибраторные антенны обычно из полуволновых вибраторов и разработаны способы увеличения полосы пропускания полуволнового вибратора.

*Полуволновой вибратор с линейным рефлектором.* Для повышения КНД вибраторные антенны делают более сложными, дополняя полуволновой вибратор, возбуждаемый от линии передачи, пассивными элементами или строя из полуволновых вибраторов антенные решетки. Полуволновой вибратор с пассивным линейным рефлектором является простейшим из подобных антенн. Рис.1.12 иллюстрирует схематически конструкцию такой антенны.

На рисунке показаны прямоугольная и сферическая системы координат. Активный вибратор (далее просто вибратор) показан в виде линии с кружком в середине. Это означает, что он возбуждается от линии передачи. Его длина -  $L_B$ . Линейный рефлектор (на рисунке и далее по тексту просто рефлектор) — это прямолинейный проводник длиной  $L_P$ , который возбуждается полем активного вибратора.

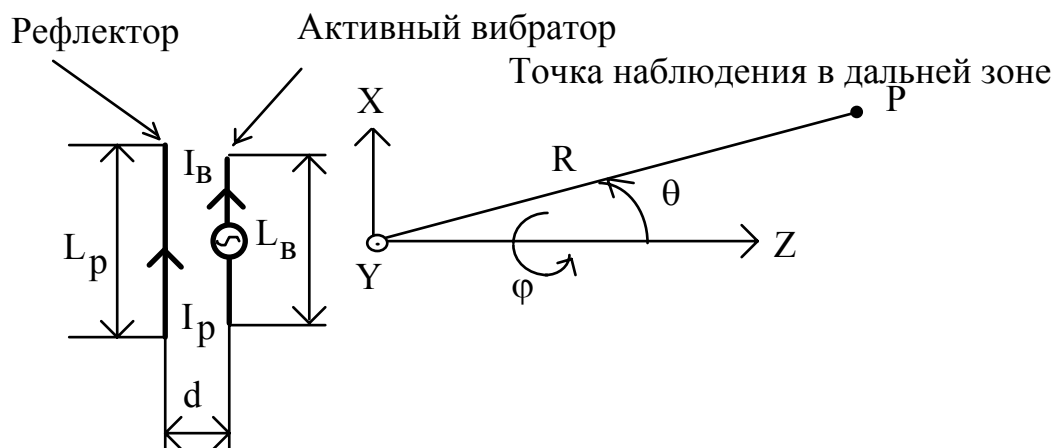


Рис.1.12. Система активный вибратор—рефлектор

Расстояние между вибратором и рефлектором -  $d$ . По вибратору течет ток  $I_B$ , по рефлектору -  $I_p$ . Причем ток  $I_p$  возбуждается полем вибратора. Размеры  $L_p, L_B$  и  $d$  выбираются так, чтобы поля вибратора и рефлектора в направлении оси  $+Z$  складывались с одинаковыми фазами, а в направлении оси  $-Z$  — со сдвигом по фазе в  $180^\circ$ . В результате излучение в направлении оси  $+Z$  увеличивается, в направлении оси  $-Z$  уменьшается, ширина главного лепестка ДН уменьшается, КНД увеличивается приблизительно в два раза по сравнению с одиночным полуволновым вибратором. Поскольку амплитуда тока в рефлекторе несколько меньше амплитуды тока в вибраторе, полной компенсации поля вибратора и рефлектора в направлении оси  $-Z$  не происходит и ДН имеет небольшой задний лепесток. ДН системы вибратор - рефлектор в плоскостях  $E$  и  $H$  показаны на рис.1.13.

В плоскости  $E$  вибратор вдоль оси не излучает, поэтому ДН системы вибратор - рефлектор в направлении  $\theta = \pm 90^\circ$  имеет нулевое значение. В плоскости  $H$  каждый из вибраторов системы вибратор - рефлектор ненаправлен, поэтому ДН такой системы в направлении  $\theta = \pm 90^\circ$  имеет хотя и невысокий уровень, но не нулевое значение.

Принцип работы системы вибратор - рефлектор заключается в следующем.

Ток вибратора  $I_B$  возбуждает в пространстве электромагнитное поле. Поток магнитной индукции этого поля в виде волны распространяется по

13

радиусам  $R$  и достигает рефлектора с отставанием по фазе на  $\Psi = -\frac{2\pi}{\lambda}d$ .

Обозначим этот поток символом  $\Phi$ . Поток  $\Phi$  наводит ЭДС в рефлекторе. В соответствии с законом электромагнитной индукции Фарадея ЭДС (далее обозначается символом  $E$ ) определяется производной потока по времени

$E = -\frac{d\Phi}{dt}$ , т.е. отстает от потока по фазе на  $90^\circ$ . ЭДС в рефлекторе

возбуждает ток  $I_p$ , который отстает по фазе от ЭДС на  $90^\circ$ . Это достигается

тем, что длина рефлектора делается больше резонансной и его входное сопротивление—индуктивным.

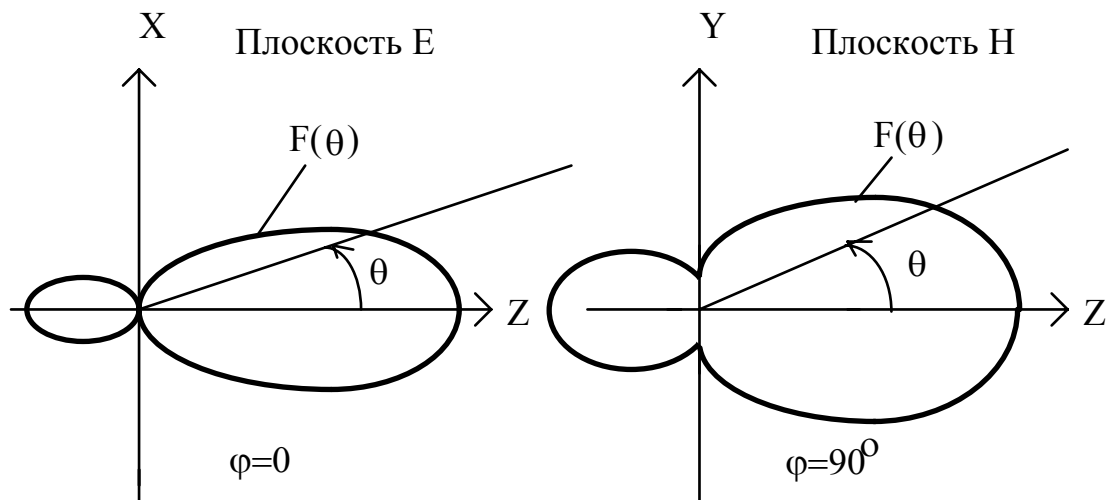


Рис.1.13. Диаграммы направленности

Сказанное иллюстрируется рис.1.14, где на комплексной плоскости показаны:

- ток в активном вибраторе  $I_B$ ;
- поток магнитной индукции в точке расположения активного вибратора  $\Phi_B$ ;
- поток магнитной индукции в точке расположения рефлектора  $\Phi_p$ ,
- сдвинутый по фазе относительно потока  $\Phi_B$  на угол  $\Psi = -\frac{2\pi}{\lambda}d$ ;

ЭДС, наводимая в рефлекторе  $E$ ;

ток в рефлекторе  $I_p$ .

Рисунок соответствует случаю  $d = \frac{\lambda}{4}$ , при этом  $\Psi = -90^\circ$ .

Как видно, ток в рефлекторе опережает ток в вибраторе на  $90^\circ$ . Учитывая, что расстояние между вибратором и рефлектором  $d = \frac{\lambda}{4}$ , нетрудно показать, что поля вибратора и рефлектора в направлении  $+Z$  (от рефлектора к вибратору) складываются с одинаковыми фазами, а в направлении  $-Z$  (от вибратора к рефлектору) - со сдвигом по фазе  $180^\circ$ .

*Полуволновой вибратор с линейным директором.* Схематически антенна показана на рис.1.15. Состоит из активного вибратора, возбуждаемого от линии передачи, и пассивного линейного вибратора - директора. Расстояние между вибратором и директором равно  $d$ .

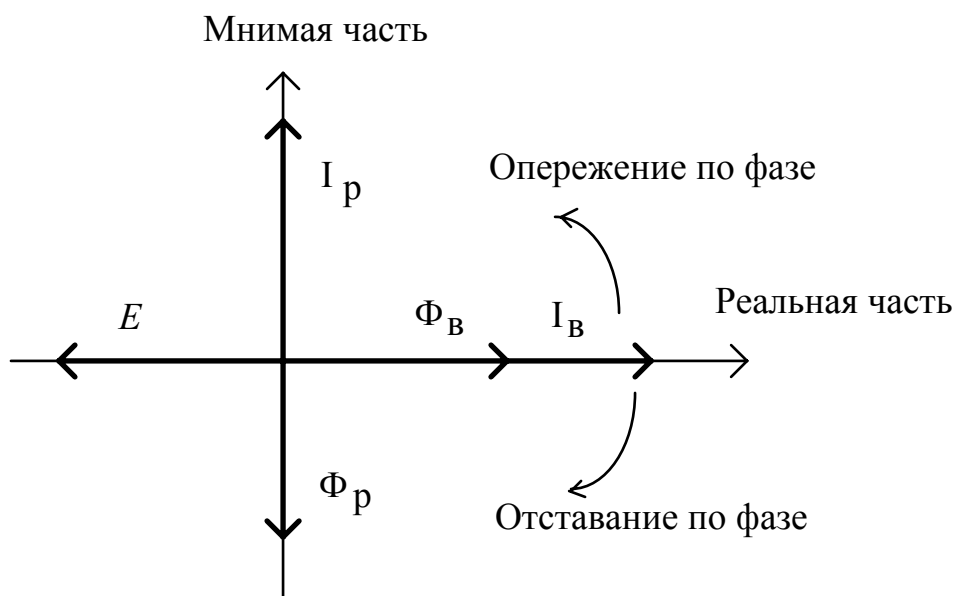


Рис.1.14. Диаграмма токов

Углы  $\theta$  и  $\varphi$  на точку наблюдения отсчитываются так же, как на рис.1.13. Длина вибратора делается равной резонансной, а длина директора—меньше резонансной. При этом входное сопротивление директора емкостное. Ток в нем отстает по фазе на  $90^\circ$  от ЭДС, наводимой в нем полем вибратора. На рис.1.16 показаны те же величины, что и на рис.1.14, но для системы вибратор - директор в случае  $d = \frac{\lambda}{4}$ .

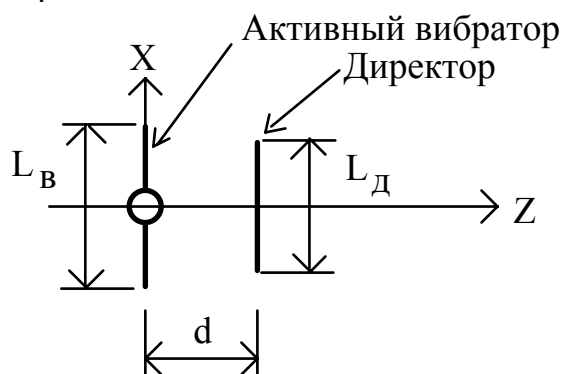


Рис .1.15. Система активный вибратор—директор

Ток в директоре обозначен символом  $I_d$  и, как видно, отстает по фазе на  $90^\circ$  от тока в вибраторе. В этом случае поля вибратора и директора складываются с одинаковыми фазами в направлении оси  $+Z$  (в направлении от вибратора к директору) и со сдвигом по фазе  $180^\circ$  в направлении  $-Z$  (от директора к вибратору). Диаграммы направленности системы вибратор - директор в плоскостях  $E$  и  $H$  аналогичны показанным на рис.1.13. КНД такой антенны приблизительно в два раза больше, чем для одиночного полуволнового вибратора.

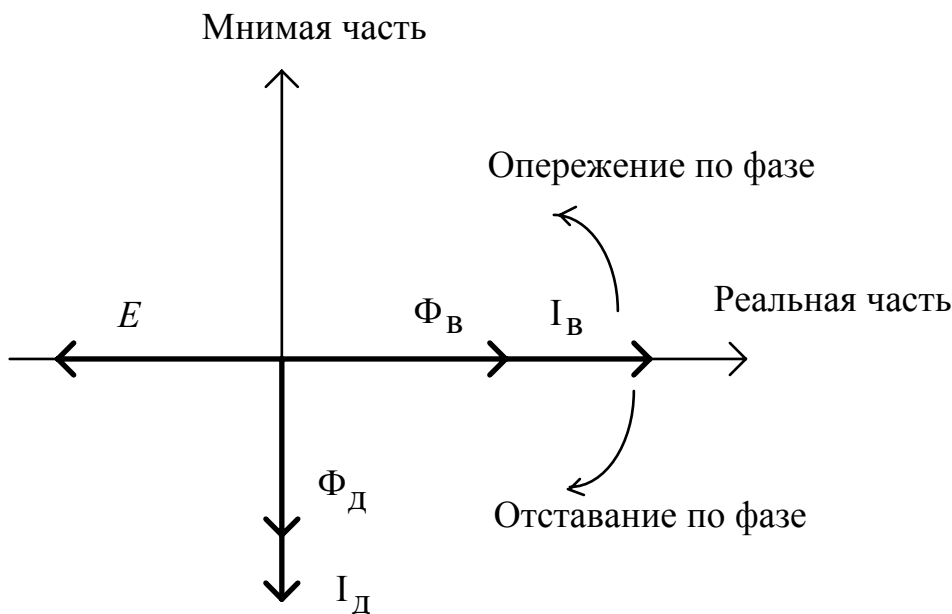


Рис.1.16. Диаграмма токов

Приведенное выше объяснение принципа работы системы активный вибратор - пассивный вибратор (рефлектор или директор) идеализировано и предполагает, что входное сопротивление пассивного вибратора чисто реактивно. На самом деле оно комплексно, наличие активной части обусловлено излучением пассивного вибратора. Вследствие этого расстояние  $d$ , при котором наблюдаются рассмотренные выше явления, отлично от четверти длины волны. Для системы вибратор - рефлектор оптимальное расстояние  $d$ , с точки зрения максимума КНД и уровня заднего лепестка, выбирается в пределах  $(0,15...0,20)\lambda$ , для системы вибратор - директор  $d=(0,1...0,15)\lambda$ .

Для увеличения КНД применяют вибратор с рефлектором и одним или несколькими директорами. Такая антенна называется директорной и широко используется в различных областях радиосвязи в диапазоне УКВ. Чем больше директоров, тем больше КНД и уже главный лепесток ДН. Обычно КНД директорных антенн равен  $10...30$ , но известны конструкции директорных антенн с  $\text{КНД}=80...100$ .

Директорная антенна схематически показана на рис.1.17.

КНД и ширина главного лепестка диаграммы направленности директорной антенны определяются приближенными формулами:

$$\text{КНД} = A \frac{L_a}{\lambda}, \quad 2\Theta_{0,5} = B \sqrt{\frac{\lambda}{L_a}}, \quad (1.22)$$

где  $L_a$  - длина антенны,  $A, B$  - коэффициенты, зависящие от волновой длины антенны (рис.1.18). Коэффициент  $A$  показан кривой, на которой помещены светлые кружочки.

Из формул (1.22) и графиков рис.1.18 следует, что с ростом волновой длины антенны  $\frac{L_a}{\lambda}$  ширина главного лепестка ДН уменьшается и КНД растет



сначала быстро, затем медленно. Чем больше число директоров, тем меньше влияют последние директоры на направленные свойства антенны.

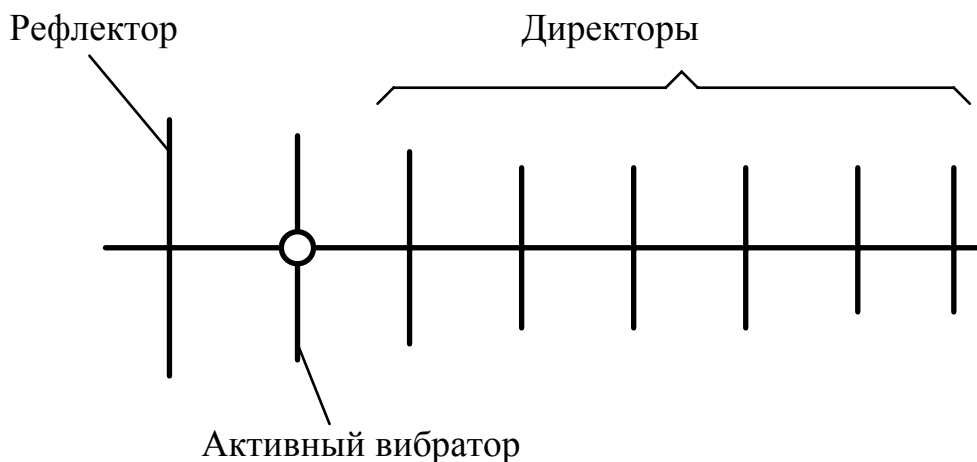


Рис.1.17. Директорная антенна

В директорных антеннах расстояние между соседними директорами берется в пределах  $d=0,1...0,3)\lambda$ . Чем дальше директор от активного вибратора, тем больше расстояние  $d$  и меньше длина директора [7]. Практические рекомендации по построению директорных антенн содержатся в ряде источников [7-9].

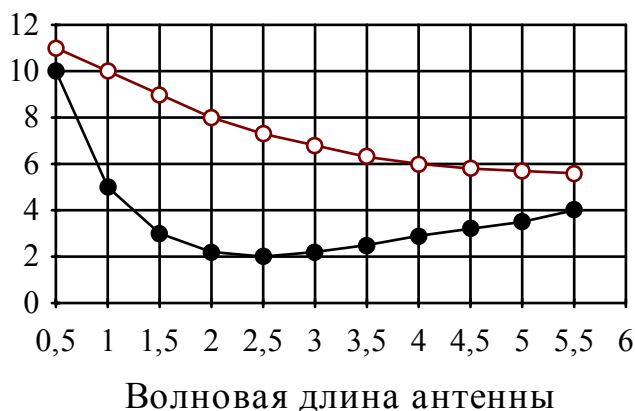


Рис.1.18. Зависимость коэффициентов A и B директорной антенны от волновой длины

*Питание симметричных вибраторов.* До сих пор рассматривались симметричные вибраторы, возбуждаемые двухпроводной линией. В этом случае не возникает задачи соединения симметричной линии с симметричным вибратором. Однако в большинстве случаев симметричные вибраторы возбуждаются от коаксиальной (т.е. несимметричной) линии. Непосредственное присоединение плеч вибратора к коаксиальной линии приводит к нарушению симметрии распределения тока в плечах вибратора, как показано на рис.1.19.

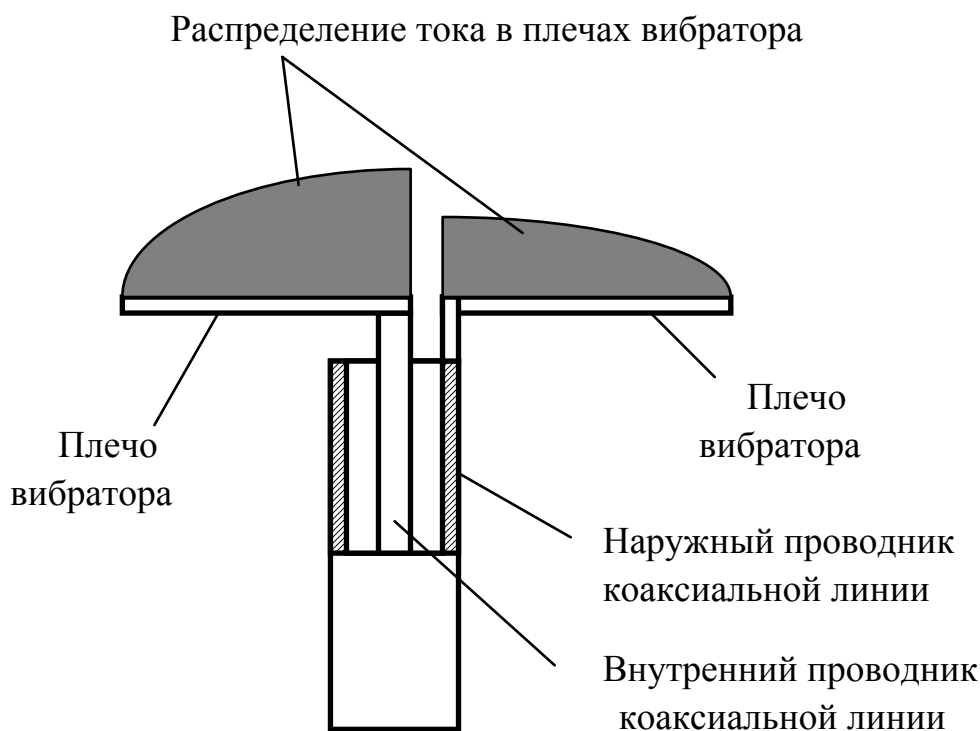


Рис.1.19. Несимметричное возбуждение вибратора

Это связано с тем, что плотность тока на наружном проводнике коаксиальной линии меньше, чем на внутреннем. Такая асимметрия распределения тока приводит к затеканию тока на внешнюю сторону наружного проводника коаксиальной линии. Это, в свою очередь, приводит к появлению составляющей вектора  $E$ , перпендикулярной к оси вибратора (составляющей, ортогональной к основной). В результате изменяется входное сопротивление вибратора, уменьшается его КНД. Для устранения затекания тока используют симметрирующие устройства: U-колена, симметрирующий стакан, симметрирующую щель, симметрирующую приставку и др.

Конструкция U—колена поясняется рис.1.20. Плечи вибратора на входе присоединяются к отрезку гибкой коаксиальной линии U-колена, имеющей длину  $L_1 + L_2$ . Эта линия параллельно присоединяется к возбуждающей коаксиальной линии. В результате плечи вибратора, присоединенные к внутреннему проводнику коаксиальной линии U-колена, возбуждаются токами одинаковой амплитуды. Для обеспечения разности фаз  $180^\circ$  на входе вибратора выполняется условие  $L_2 - L_1 = 0,5 \lambda$ . Такое симметрирующее устройство в силу указанного условия является узкополосным.

Внешняя оплетка гибкой коаксиальной линии U-колена в точках А и В соединяется и заземляется.

Если  $L_1 = 0,25\lambda$ , входное сопротивление вибратора трансформируется в место соединения линий без изменения. В таком варианте используются коаксиальные линии с волновым сопротивлением 75 Ом, чем обеспечивается согласование резонансного полуволнового вибратора.

Если  $L_1=0$ , входное сопротивление вибратора трансформируется в место соединения линий с уменьшением в 4 раза. Это используется для согласования вибраторов с повышенным активным входным сопротивлением и коаксиальной линии, имеющей волновое сопротивление 75 Ом (например, для согласования петлевого полуволнового вибратора).

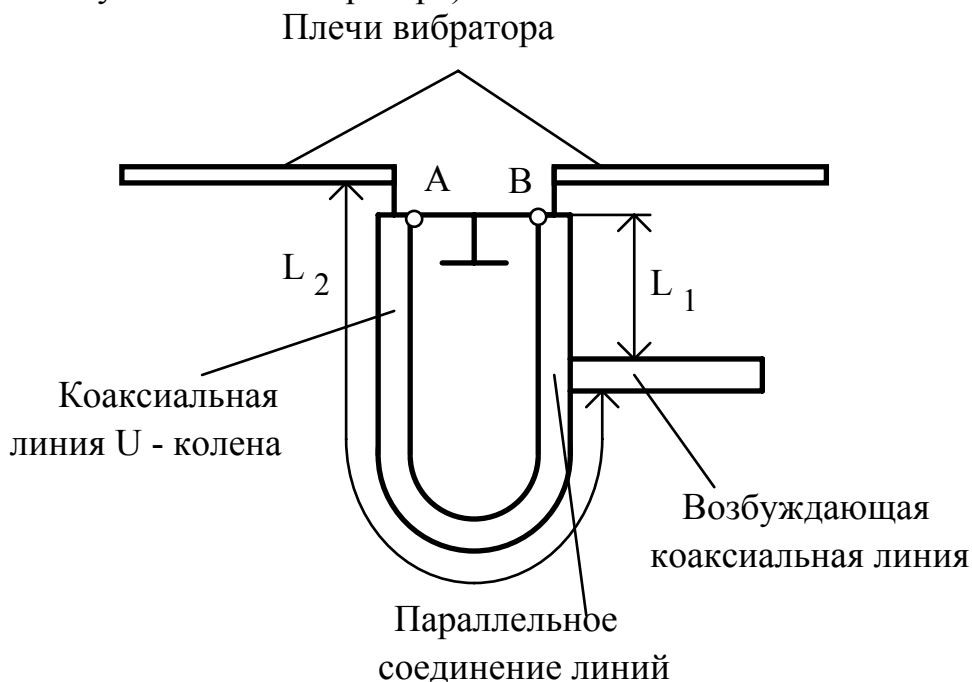


Рис.1.20. U - колено

На рис.1.21 схематически показан симметрирующий стакан. Такая конструкция обычно применяется при возбуждении вибратора жесткой коаксиальной линией. Плечи вибратора присоединяются к внешнему и внутреннему цилиндрам коаксиальной линии, чем обеспечивается пртивофазность возбуждения плеч. Для устранения асимметрии возбуждения плеч по амплитуде и затекания вследствие этого тока на внешнюю сторону внешнего цилиндра линии используется дополнительная коаксиальная линия, образованная внешним цилиндром возбуждающей коаксиальной линии и стаканом. Эта линия в точках А и В замкнута накоротко и имеет длину  $0,25 \lambda$ . В точках С и D входное сопротивление короткозамкнутой линии равно бесконечности, поэтому ток не может затекать на внешнюю сторону стакана. Устройство узкополосно.

Симметрирующая щель показана на рис.1.22. Конструкция используется при возбуждении вибратора жесткой коаксиальной линией. Внешний цилиндр линии разрезается вдоль двумя диаметрально расположенными щелями, имеющими длину  $0,25 \lambda$ . Перемычка соединяет внутренний проводник коаксиальной линии с одной из полученных половин внешнего цилиндра линии.

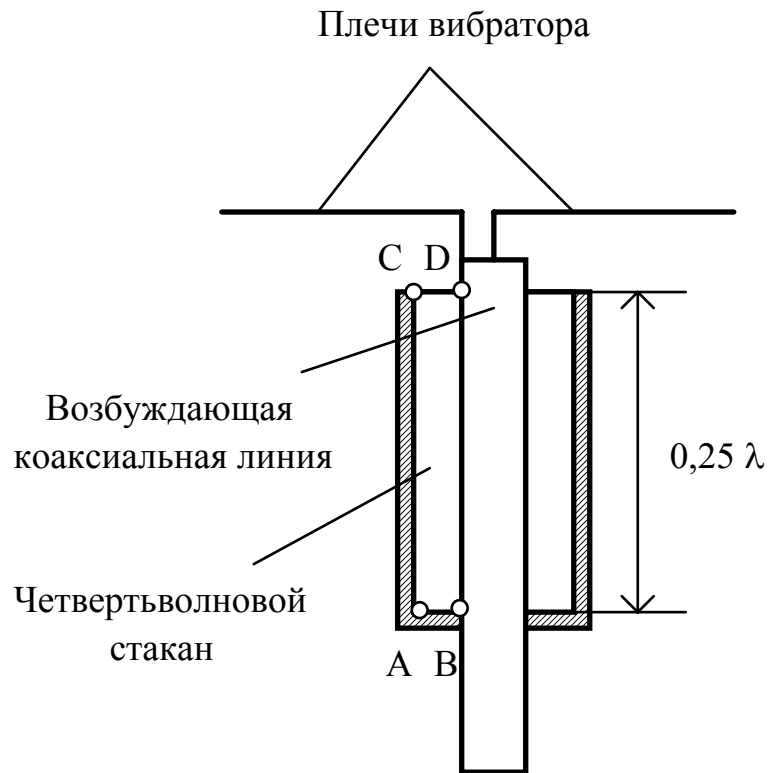


Рис.1.21. Симметрирующий стакан

В результате образуется переход от жесткой коаксиальной линии к двухпроводной, образованной двумя половинами внешнего цилиндра. Поскольку длина щели равна  $0,25 \lambda$ , а между точками А и В сопротивление равно нулю, между точками С и D сопротивление равно бесконечности и перемычка не закорачивает выход коаксиальной линии. Плечи вибратора подключаются к двум половинам образованной двухпроводной линии. Волновое сопротивление коаксиальной линии делается равным активной части входного сопротивления вибратора, чем обеспечивается согласование. Щелевое симметрирующее устройство узкополосно.

Симметрирующая приставка показана на рис.1.23. В ней для возбуждения плеч вибратора используется жесткая коаксиальная линия.

Принцип работы приставки аналогичен принципу работы симметрирующей щели.

Все рассмотренные симметрирующие устройства имеют размеры, связанные с длиной волн, поэтому обеспечивают симметричное возбуждение плеч вибратора в узкой полосе частот. Для широкополосного симметрирования возбуждения используют трансформаторы на ферритовых сердечниках. Этот способ поясняется рис.1.24 и используется в дециметровом и в более длинноволновых диапазонах волн, если позволяет уровень излучаемой вибратором мощности.

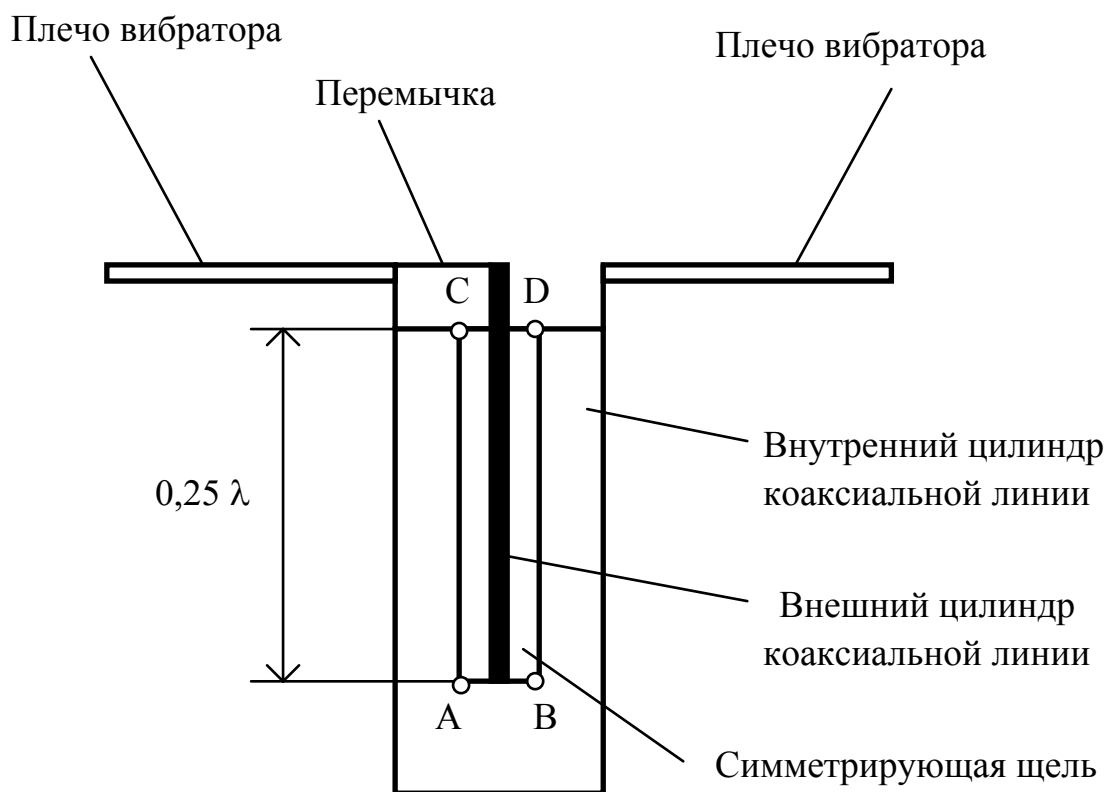


Рис.1.22. Щелевое симметрирующее устройство

*Способы расширения полосы пропускания полуволнового вибратора.* Для расширения полосы пропускания разработано несколько способов.

Способ 1 - компенсация реактивной части входного сопротивления в некоторой полосе частот с помощью дополнительного реактивного сопротивления, включаемого на вход вибратора. Это сопротивление должно иметь знак, противоположный по сравнению с реактивной частью входного сопротивления вибратора. Рис.1.25 иллюстрирует такой способ. Ко входу вибратора подключена короткозамкнутая двухпроводная линия (шлейф) длиной  $0,25 \lambda$  на средней частоте  $f_0$ , соответствующей условию  $X_{вх} = 0$  (вибратор резонансный). Волновое сопротивление возбуждающей вибратор линии выбирается равным  $R_{вх}$  вибратора. На этой частоте шлейф имеет входное сопротивление, равное бесконечности, и не шунтирует вход вибратора.

Если частота  $f < f_0$ , входное сопротивление вибратора становится емкостным, а шлейфа — индуктивным. Если  $f > f_0$ , входное сопротивление вибратора становится индуктивным, а шлейфа - емкостным.

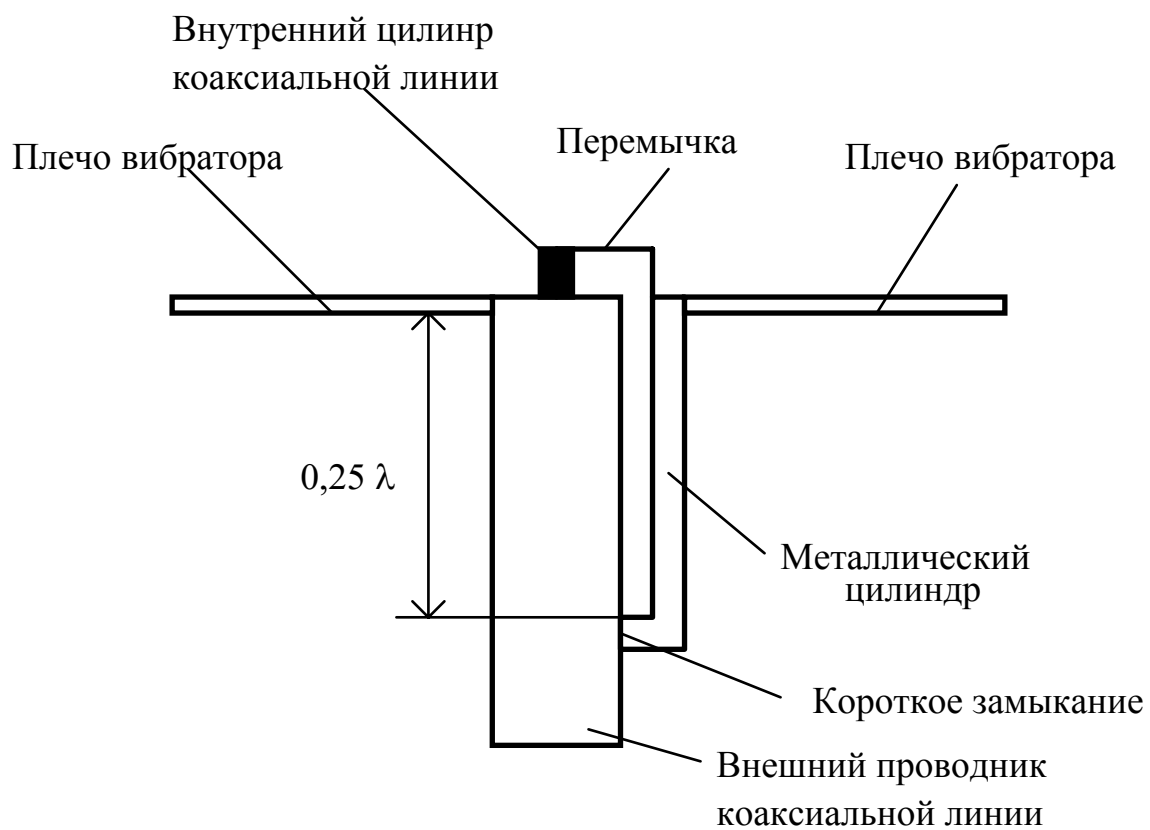


Рис.1.23. Симметрирующая приставка

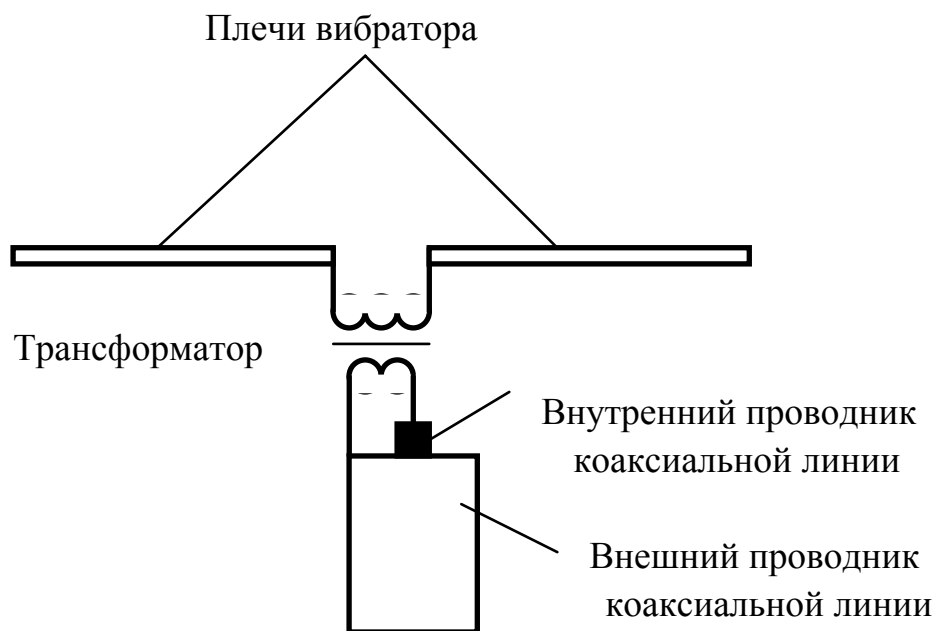


Рис.1.24. Симметрирующий трансформатор

Выбором волнового сопротивления шлейфа можно точно скомпенсировать реактивную часть входного сопротивления вибратора на двух частотах, расположенных справа и слева от  $f_0$ .

Способы 2 и 3 - это уменьшение волнового сопротивления вибратора и увеличение его сопротивления излучения. Полуволновой вибратор по характеру изменения  $X_{вх}$  от частоты эквивалентен параллельному колебательному контуру, имеющему индуктивность  $L$ , емкость  $C$ , сопротивление  $R$ . Как известно, добротность контура  $Q = \frac{f_0}{\Delta f}$  ( $\Delta f$  - полоса пропускания контура) пропорциональна отношению  $\frac{\rho}{R}$ , где волновое сопротивление контура  $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ . Из этих соотношений следует, что полоса пропускания вибратора увеличивается, если уменьшается волновое сопротивление вибратора и увеличивается активная часть входного сопротивления. Поскольку входное сопротивление вибратора равно сумме сопротивления потерь на тепло и сопротивления излучения, то для расширения полосы пропускания вибратора необходимо увеличивать сопротивление излучения. Способ 2 основан на уменьшении волнового сопротивления вибратора, способ 3 - на увеличении сопротивления излучения.

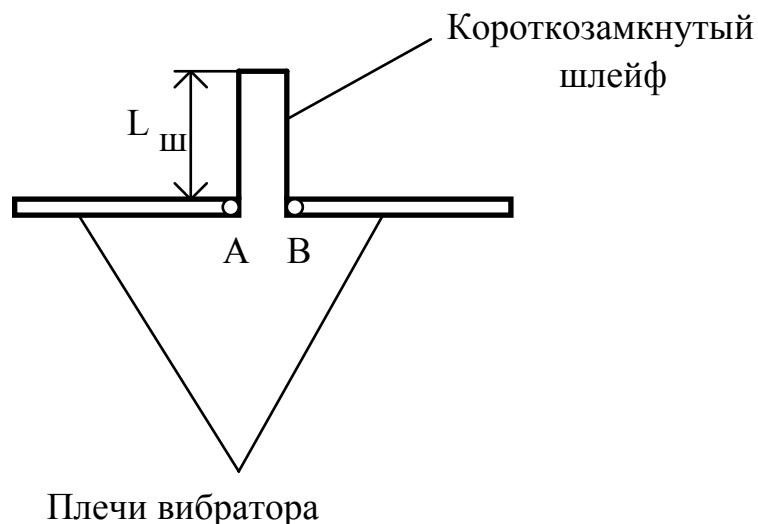


Рис.1.25. Вибратор с согласующим шлейфом

Волновое сопротивление вибратора уменьшается с ростом диаметра проводника вибратора, при этом увеличивается эквивалентная емкость вибратора. На рис.1.26 показано несколько вариантов вибраторов с уменьшенным волновым сопротивлением.

В варианте "а" плечи вибратора выполнены из широких металлических пластин. В варианте "б" плечи вибратора выполнены из металлической сетки, ширина плеч равна  $0,25 \lambda$ , в результате чего между пластинами образуется согласующий короткозамкнутый шлейф. В варианте "в" плечи вибратора выполнены из расходящихся радиально тонких проводов. Такие конструкции используются в диапазоне УКВ. В диапазоне СВЧ плечи вибратора могут быть выполнены просто из толстых круглых проводников.

Вибратор с увеличенным сопротивлением излучения (способ 3) предложил А.А.Пистолькорс, поэтому такие вибраторы называются часто петлевыми вибраторами Пистолькорса. Конструкция петлевого вибратора поясняется рис.1.27. Петлевой вибратор состоит из двух полуволновых укороченных вибраторов, расположенных параллельно на расстоянии  $d$  друг от друга (на рис.1.27 - вибраторы 1 и 2). Расстояние  $d \approx (0,1...0,15)L$ .

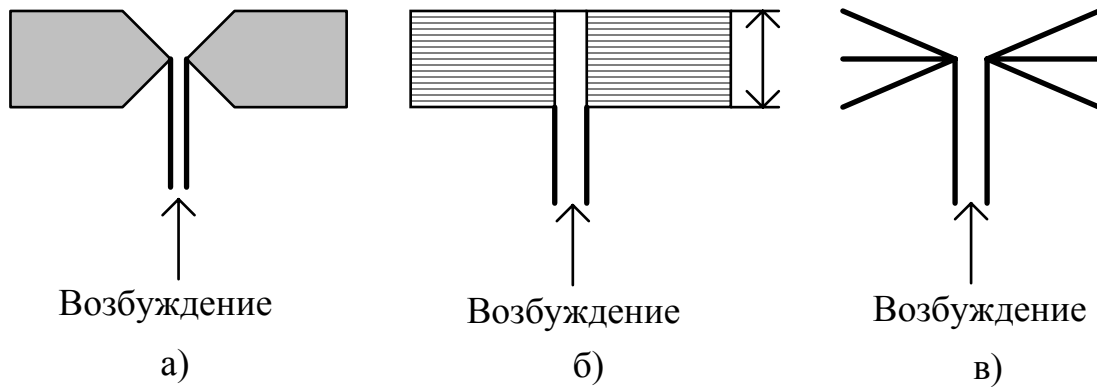


Рис.1.26. Широкополосные вибраторы

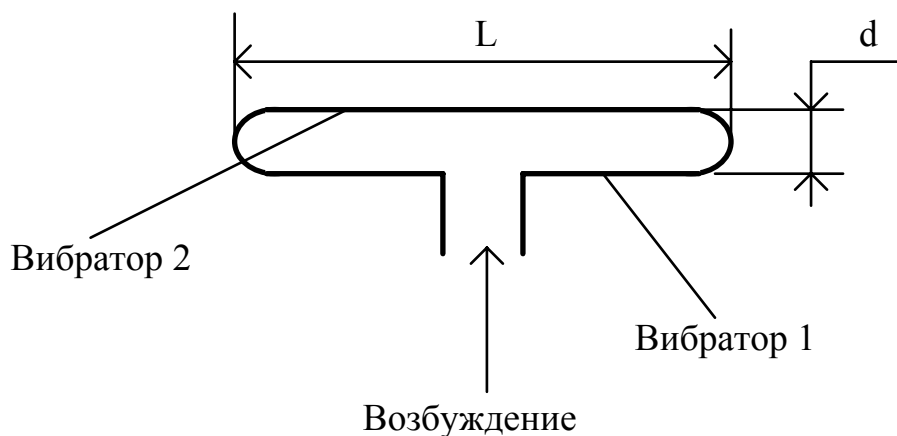


Рис.1.27. Петлевой вибратор

В силу малости расстояния  $d$  токи в обоих вибраторах имеют одинаковые амплитуды и фазы, т.е. ток одного вибратора как бы распределяется на два. В результате этого амплитуда тока в каждом вибраторе уменьшается в 2 раза, и ток на входе вибратора 1, подключенного к возбуждающей линии, уменьшается в 2 раза. При излучении одной и той же мощности  $P_{\Sigma}$  обычным и петлевым вибраторами сопротивление излучения петлевого вибратора в соответствии с определением сопротивления излучения  $R_{\Sigma} = \frac{2P_{\Sigma}}{|I_{вх}|^2}$  будет в 4 раза больше.

Помимо петлевых вибраторов используются двойные петлевые вибраторы, у которых сопротивление излучения в 9 раз больше по сравнению с обычным вибратором. Двойной петлевой вибратор показан на рис.1.28.



В общем случае при соединении концов  $N$  близко расположенных вибраторов сопротивление излучения возрастает в  $N^2$  раз.

Петлевые и двойные петлевые вибраторы используются в директорных антеннах в качестве активного вибратора. Это связано с тем, что в директорной антенне за счет взаимодействия между активным вибратором, с одной стороны, и рефлектором и директорами, с другой, существенно уменьшается входное сопротивление, что затрудняет согласование антенны со стандартными коаксиальными кабелями (волновые сопротивления кабелей 50 и 75 Ом). Для избежания этого и используют петлевые вибраторы.

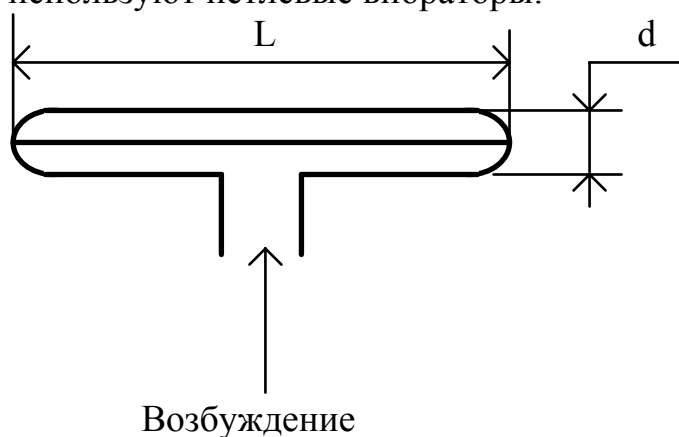


Рис.1.28. Двойной петлевой вибратор.

Если петлевой вибратор используется как широкополосный в составе малоэлементной антенны и имеет активную часть входного сопротивления примерно 300 Ом, он хорошо согласуется с кабелем питания, имеющим волновое сопротивление 75 Ом, с помощью U-колена с  $L_1=0$  ( см. рис.1.20).

Разработан ряд других конструкций вибраторных антенн, в которых симметричный полуволновой вибратор используется в качестве элемента. К ним относятся антенные решетки с поперечным и продольным излучением, полосковые и микрополосковые вибраторные антенны, логопериодические антенны. Логопериодические антенны относятся к классу частотно-независимых (точнее, квазичастотно-независимых). Используются также несимметричные четвертьволновые вибраторы и системы таких вибраторов [10].

## 1.2. Щелевые антенны

*1.2.1. Одиночная щель в экране.* Щелевая антенна представляет собой отверстие или систему отверстий (антенную решетку) в металлическом экране, например, в стенке волновода или резонатора. Через это отверстие происходит излучение. На рис. 1.29 изображена щелевая антенна в виде одиночной щели прямоугольной формы. Показан фрагмент экрана - часть стенки волновода, в котором распространяется какая-либо волна. Показаны также силовые линии плотности тока проводимости на экране, возбуждаемые полем волновода или резонатора.

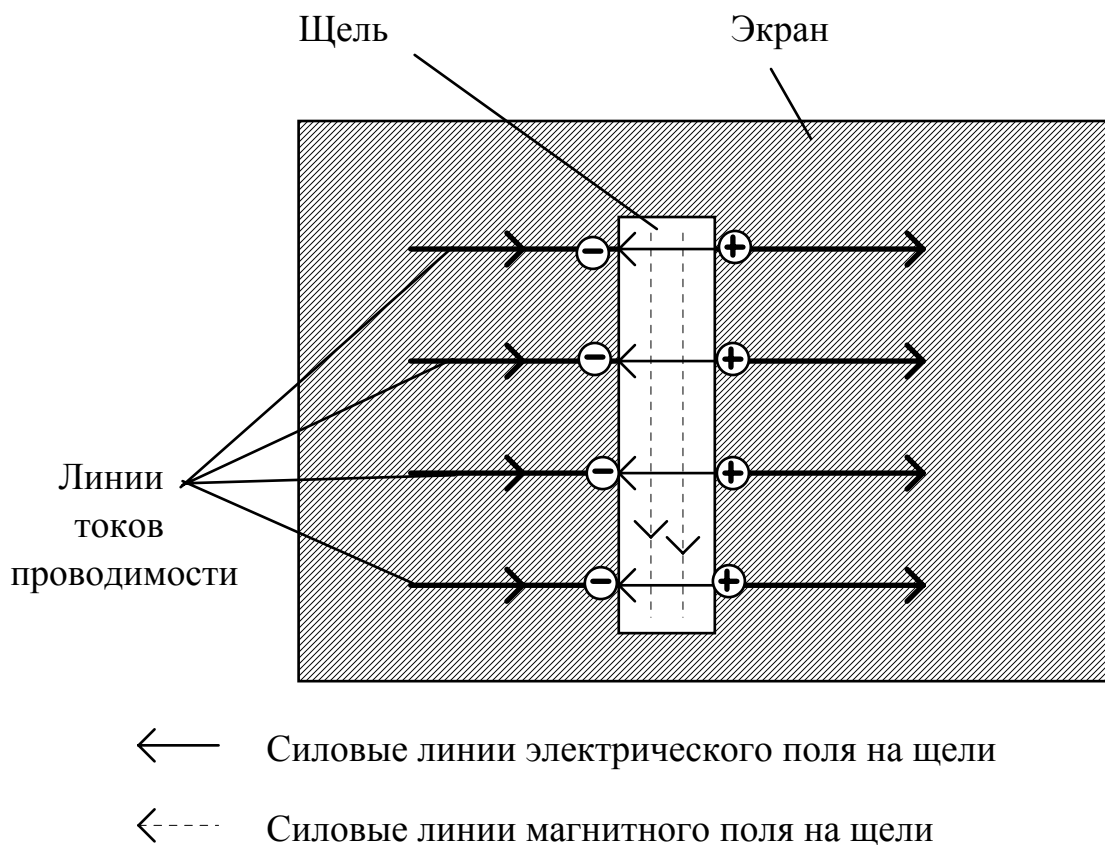


Рис.1.29. Щелевая антенна

Принцип работы щелевой антенны можно пояснить следующим образом. Токи проводимости, текущие по экрану и представляющие собой поток электронов, прерываются щелью. Поэтому в течение половины периода колебаний поля отрицательные и положительные заряды накапливаются на противоположных краях щели, что показано на рис.1.29. Между этими зарядами возникает переменное электрическое поле  $E_{щ}$ . Изменение этого поля во времени приводит к появлению магнитного поля на щели  $H_{щ}$ . Поле на щели является источником поля для внешнего пространства по отношению к полости волновода.

При анализе характеристик и параметров щелевой антенны используется принцип перестановочной двойственности уравнений Максвелла. В электродинамике показано [5, 9], что граничные условия для касательных составляющих векторов  $E$  и  $H$  на щели и на дополнительном к щели вибраторе меняются местами, если сделать перестановку следующего вида  $E \leftrightarrow H, \epsilon \leftrightarrow \mu$ . Следовательно, поле излучения щели, прорезанной в бесконечном экране, определяется выражениями, полученными для поля излучения вибратора, если в них сделать указанную выше перестановку. Этот принцип применительно к анализу щелевых антенн впервые применил А.А.Пистолькорс.

Из сказанного вытекает, что плоскости  $E$  и  $H$  поля щели и дополнительного вибратора меняются местами. Диаграмма направленности щели в плоскости  $E$  такая же, как у вибратора в плоскости  $H$ . Диаграмма направленности щели в плоскости  $H$  такая же, как у вибратора в плоскости  $E$ .

Рис.1.20 иллюстрирует сказанное. На рис.1.30 показаны также прямоугольная и связанная с ней сферическая системы координат.

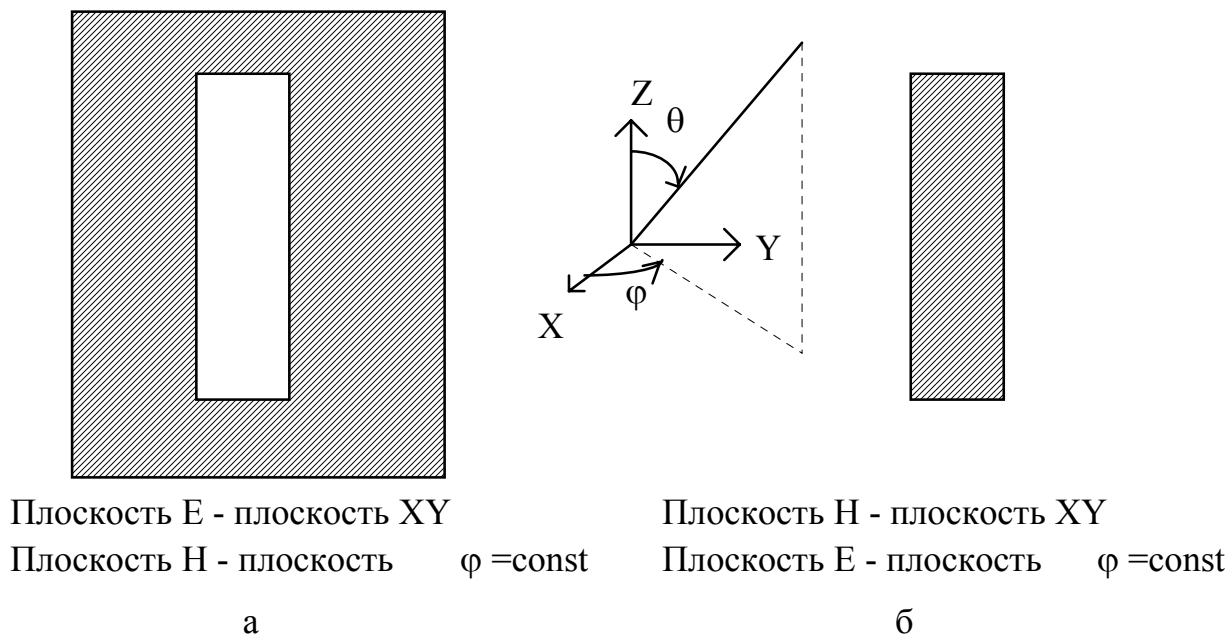


Рис.1.30. Щелевой и вибраторный излучатели:  
 а - щель в экране; б - дополнительный вибратор

На основании выражения (1.5) можно записать, что в плоскости H ( $\varphi = \text{const}$ ) ненормированная диаграмма направленности щели длиной  $L=2l$  определяется выражением

$$f(\theta) = \left| \frac{\cos(kl \sin \theta) - \cos(kl)}{\cos \theta} \right|. \quad (1.23)$$

В плоскости E щель излучает ненаправленно и нормированная диаграмма направленности  $F(\varphi)=1$ .

Обычно применяются полуволновые щели, в которых  $L=0,5\lambda$ . Диаграмма направленности полуволновой щели в плоскостях E и H, прорезанной в бесконечном экране, показана на рис.1.31 и 1.32. Учтено, что щель излучает в верхнее полупространство, так как прорезается в стенке волновода или резонатора.

Поскольку реально размер экрана не бесконечен, ДН щели меняется, особенно в плоскости E. Главный лепесток в плоскости E становится более узким и появляется обратное излучение за экран, создаваемое токами, затекающими за экран [1,10].

КНД одиночной щели, излучающей во все пространство, такой же, как у полуволнового вибратора и равен 1,64. Щель, излучающая в полупространство, имеет КНД в два раза больше (примерно 3), так как плотность потока мощности по сравнению с щелью, излучающей во все пространство, в два раза больше.

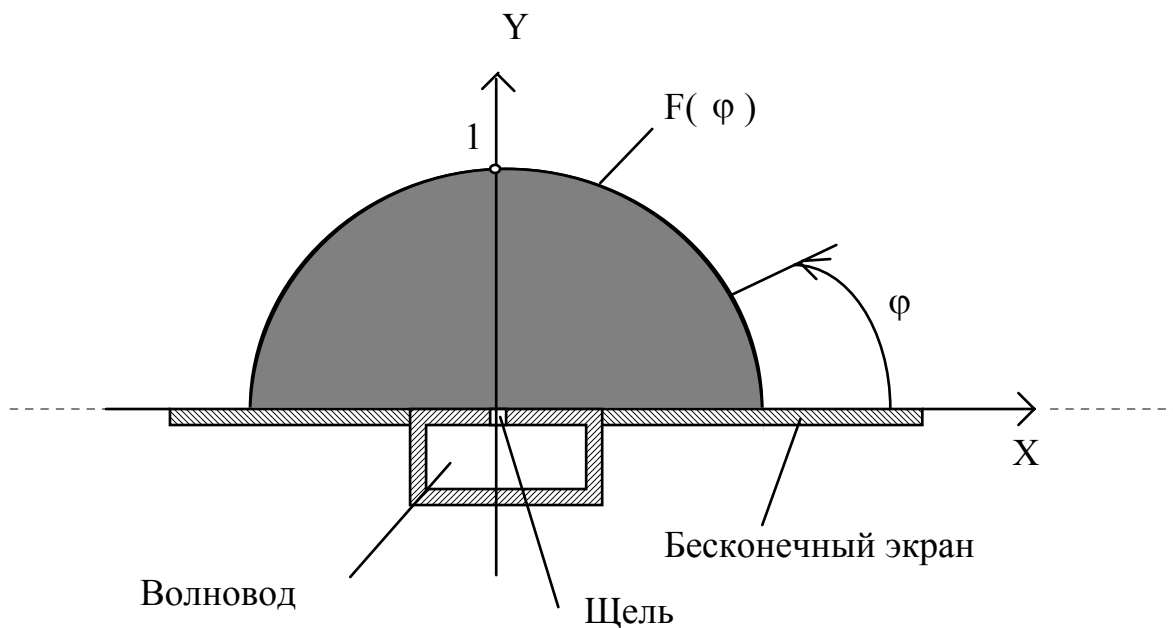


Рис.1.31. Диаграмма направленности щели в плоскости E

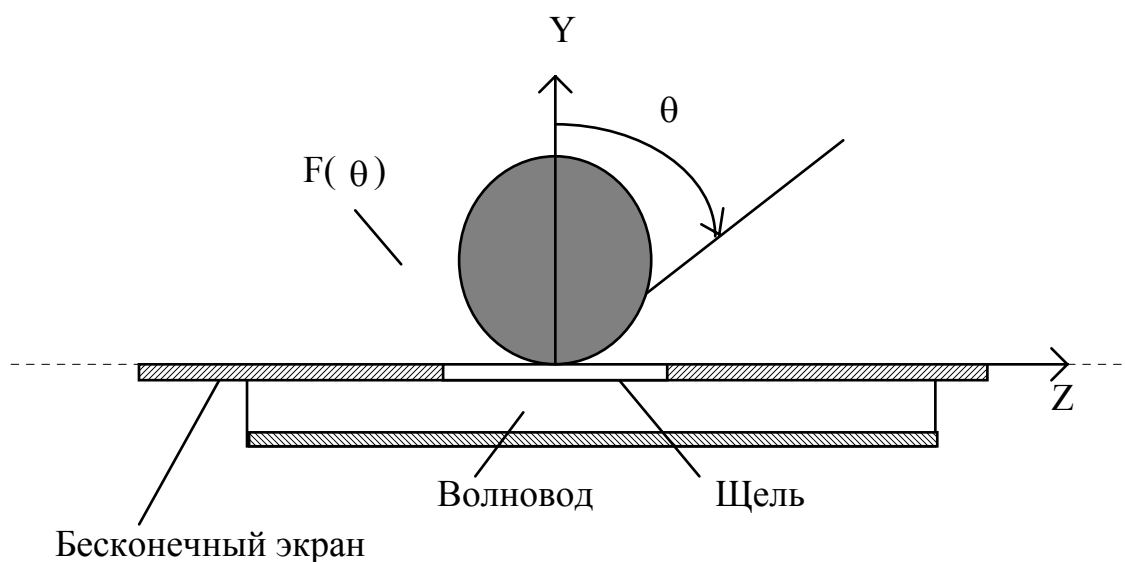


Рис.1.32 . Диаграмма направленности щели в плоскости H

На основе принципа перестановочной двойственности получено следующее выражение, связывающее входное сопротивление щели  $Z_{вх.щ}$  и входное сопротивление дополнительного вибратора  $Z_{вх.в}$  [1]:

$$Z_{вх. щ} = \frac{(60\pi)^2}{Z_{вх. в}}. \quad (1.24)$$

Поскольку одиночная щель является слабонаправленным излучателем, часто для повышения КНД используют решетки щелевых излучателей - многощелевые антенны. Рассмотрим два варианта таких антенн.

1.2.2. Резонансная многощелевая антенна на прямоугольном волноводе (резонансная МЩА). На рис.1.33 в двух проекциях показана резонансная МЩА, в которой продольные по отношению к оси волновода (оси Z) щели прорезаны на широкой стенке прямоугольного волновода (A) с основной волной H<sub>10</sub>. Такие щели включены в волновод параллельно. Координата щели относительно узкой стенки волновода равна X<sub>0</sub>. Щели прорезаны на расстоянии длины волны в волноводе

$$l_{\text{в}} = \frac{l}{\sqrt{1 - \left(\frac{l}{2A}\right)^2}}, \text{ где } \lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \lambda_0 - \text{длина волны в вакууме; } \epsilon, \mu -$$

относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, заполняющей полость волновода. С одной стороны волновод возбуждается, с другой - замкнут накоротко металлической пластиной.

На рисунке показаны две щели, в общем случае их количество произвольно и равно N. От величины N зависят ширина главного лепестка ДН антенны в плоскости H (на рис.1.33 - в плоскости YZ) и КНД антенны. Угол  $\theta$  определяет направление на точку наблюдения в дальней зоне.

Диаграмма направленности в плоскости E такая же, как у одиночной щели в экране размером A. В плоскости H ДН определяется в соответствии с теоремой перемножения ДН следующим выражением:

$$F(\theta) = F_1(\theta) \cdot F_c(\theta), \quad (1.25)$$

где  $F_1(\theta)$  - ДН одной щели, приближенно определяемая выражением (1.23) при  $l=0,25\lambda$ ;  $F_c(\theta)$  - множитель системы линейной антенной решетки, состоящей из N щелей.

В соответствии с выражениями (2.17) и (2.18) учебного пособия [6]

$$F_c(\theta) = \left| \frac{\sin(N\Psi)}{\sin\Psi} \right|, \quad (1.26)$$

где

$$\Psi = \frac{kd}{2} \left( \sin\theta + \frac{\Phi_0}{kd} \right). \quad (1.27)$$

Здесь d - расстояние между соседними щелями, равное  $\lambda$ ;  $\Phi_0$  - разность фаз между соседними щелями;  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  - волновое число свободного пространства.

Поскольку соседние щели расположены на расстоянии  $\lambda$ , разность фаз  $\Phi_0 = 2\pi$ .

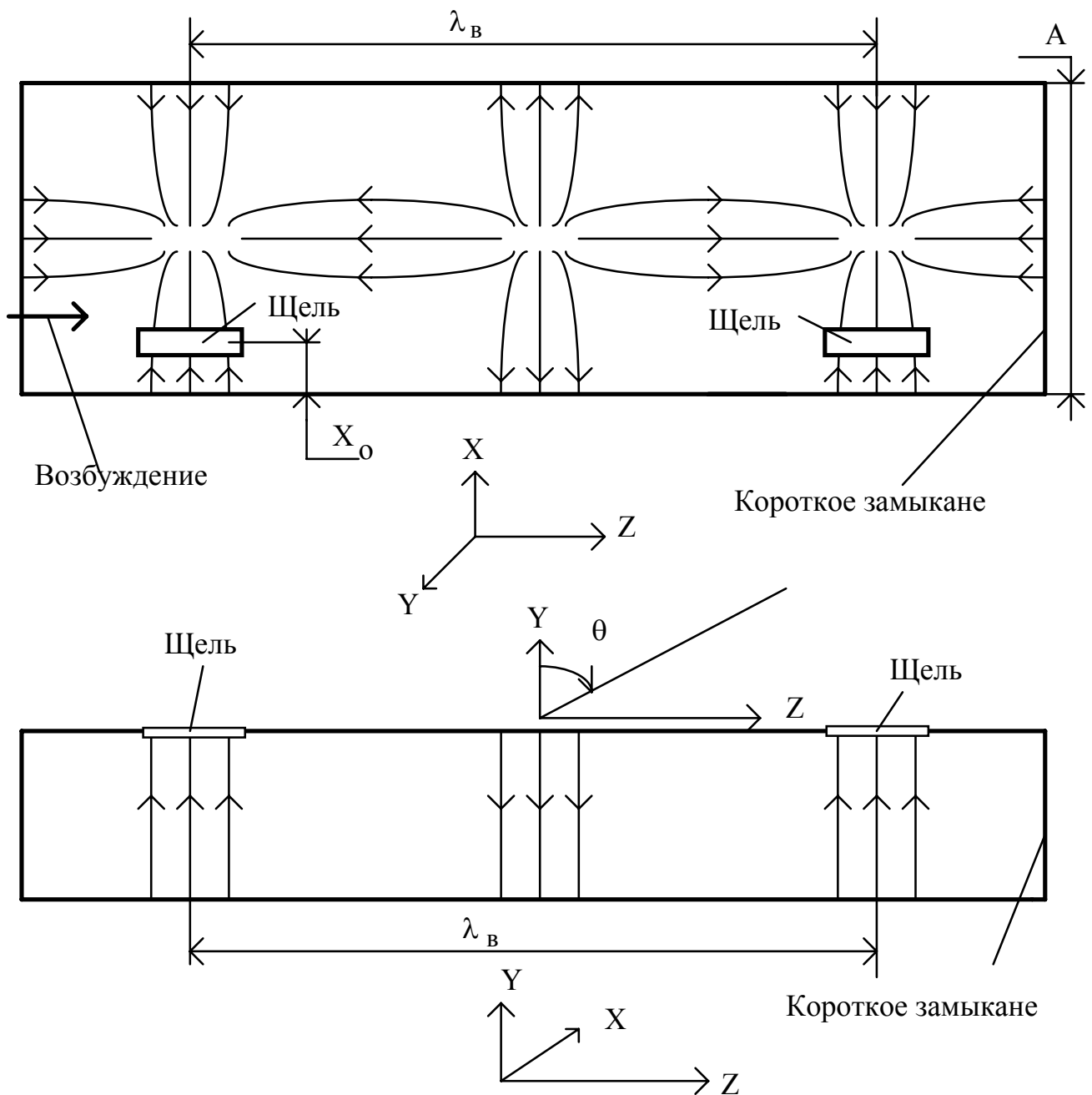


Рис.1.33 Резонансная МЩА на прямоугольном волноводе  
(возбуждение щелей  $2\pi$ -способом)

Если все щели расположены одинаково по отношению к узкой стенке волновода ( $X_0 = \text{const}$ ), амплитуды возбуждения щелей одинаковы, следовательно, амплитудно-фазовое распределение возбуждения излучателей решетки равномерное. В этом случае главный максимум ДН ориентирован перпендикулярно оси волновода в плоскости  $YZ$ , т.е. под углом  $\theta = 0$  (рис. 1.33). Уровень первого бокового лепестка близок к 22%.

С целью уменьшения уровня боковых лепестков используют спадающее к концам антенны амплитудное распределение. Для этого расстояние  $X_0$

делается минимальным для средней щели и плавно увеличивается к краям антенны (щели приближаются к осевой линии волновода).

Рассмотренный вариант резонансной МЩА используется в том случае, когда волновод заполнен диэлектриком (или магнитодиэлектриком) и длина волны в волноводе  $\lambda_B$  меньше длины волны в вакууме (воздухе)  $\lambda_0$ . В этом случае выполняется условие единственности главного максимума множителя системы, так как  $d < \lambda$ . Если условие  $\lambda_B = d < \lambda$  не выполняется (например, при воздушном заполнении волновода), не выполняется и условие единственности главного максимума множителя системы и в направлениях побочных главных максимумов множителя системы сильно возрастают боковые лепестки ДН в плоскости Н, КНД антенны уменьшается. Для того чтобы этого не происходило, расстояние между соседними щелями уменьшают в два раза, располагая щели так, как показано на рис.1.24. Как видно, и в этом случае соседние щели возбуждаются со сдвигом по фазе, равным  $2\pi$ . Расстояние  $d$  между соседними щелями удовлетворяет условию единственности главного максимума множителя системы  $d = 0,5\lambda_B < \lambda$ .

Первый вариант размещения щелей (см. рис.1.33) называется  $2\pi$ -способом, второй (см. рис.1.24) —  $\pi$ -способом.

Центр первой щели располагается от короткого замыкания на расстоянии  $0,25\lambda_B$ , т.е. в максимуме поперечного тока проводимости. Так как в волноводе устанавливается режим стоячей волны, все последующие щели также будут расположены в максимумах поперечного тока.

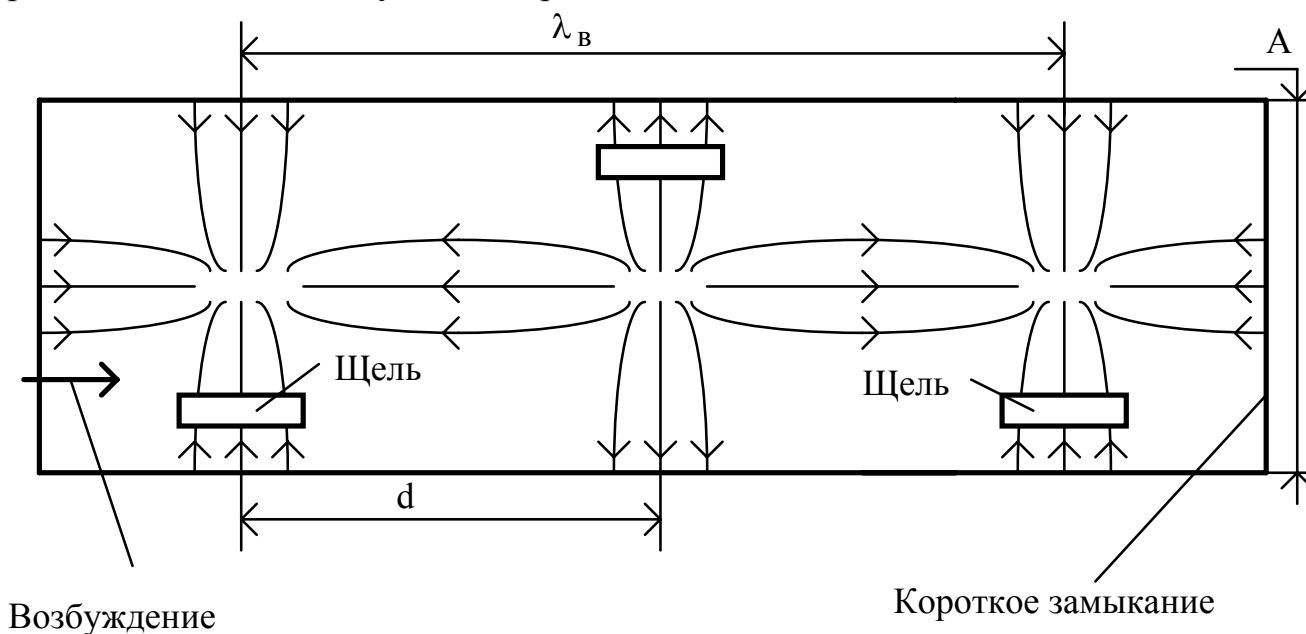


Рис.1.34. Резонансная МЩА на прямоугольном волноводе (возбуждение щелей  $\pi$ -способом)

Качественная ДН в плоскости Н резонансной МЩА показана на рис.1.35.

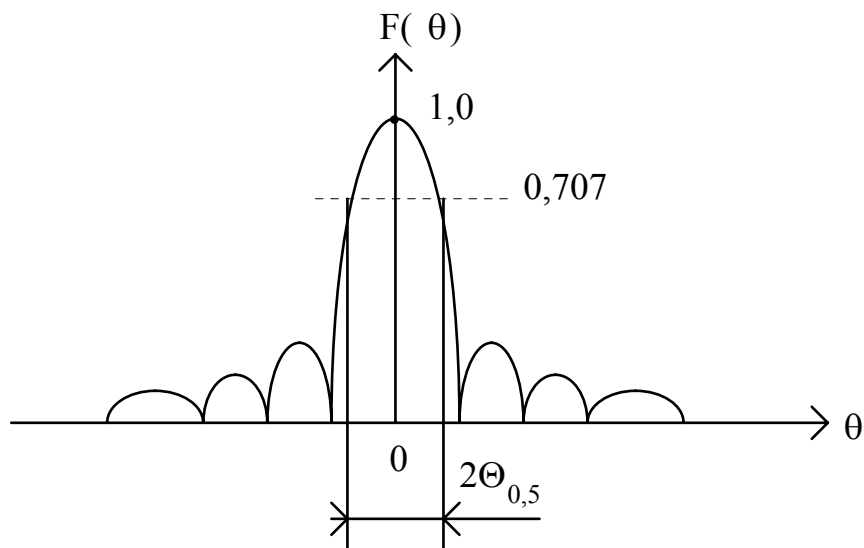


Рис.1.35. ДН резонансной МЩА

Ширина главного лепестка ДН определяется приблизительно той же формулой, что и для линейной антенны  $2\Theta_{0,5} = C_{0,5} \frac{\lambda}{L}$ , где коэффициент  $C_{0,5}$  зависит от амплитудного распределения вдоль системы щелей,  $L$  - длина антенны, равная  $d(N-1)$ . При равномерном амплитудном распределении возбуждения щелей  $C_{0,5} \approx 51^\circ$ .

Коэффициент направленного действия равен произведению КНД одной щели на число щелей. Для одной щели, излучающей в полупространство, КНД приблизительно равен 3.

Резонансная МЩА является узкополосной по согласованию. Это связано с тем, что каждая щель частично излучает подводимую к ней мощность, частично пропускает к последующей щели, частично отражает. Отраженные волны на входе антенны компенсируют друг друга на той частоте, на которой выбирается расстояние  $d=0,5\lambda_{\text{в}}$ . Это достигается укорочением щели по сравнению с  $0,5\lambda_0$ , что делает входную проводимость щели  $Y_{\text{вх. щ}} = \frac{1}{Z_{\text{вх. щ}}}$

активной (как в полуволновом симметричном вибраторе). Щели расположены друг от друга на расстоянии, кратном  $0,5\lambda_{\text{в}}$ . Поэтому проводимости всех щелей на входе волновода складываются. Величина входной проводимости одной щели  $G_1$  выбором величины  $X_0$  делается равной  $\frac{G_0}{N}$ , где  $G_0$  - волновая проводимость волновода. Этим обеспечивается согласование на выбранной средней частоте  $f_0$ . При отклонении частоты от  $f_0$  меняется отношение  $\frac{d}{\lambda_{\text{в}}}$ , появляется реактивная часть проводимости на входе волновода, растет коэффициент стоячей волны.



С целью расширения полосы частот по согласованию МЩА делают нерезонансной.

1.2.3. *Нерезонансная многощелевая антенна на прямоугольном волноводе.* Нерезонансная МЩА отличается от резонансной тем, что щели вдоль оси волновода размещаются на расстояниях, несколько отличных от  $0,5\lambda_B$  (для  $\pi$ -способа размещения):

$$d = \frac{\lambda_B}{2} \pm \Delta d. \quad (1.29)$$

Кроме того, вместо короткого замыкания на конце волновода используется согласованная нагрузка, т.е. в волноводе устанавливается режим бегущей волны. В этом случае при отклонении частоты от средней происходит некоторая взаимная компенсация волн, отраженных от каждой щели. Однако при этом вдоль системы щелей устанавливается линейное фазовое распределение и главный максимум ДН отклоняется от нормали к оси антенны в сторону уменьшения фазы в системе щелей. Угол отклонения зависит от частоты. Поэтому такая антенна используется для частотного сканирования. При отклонении главного максимума от нормали на угол  $\theta_m$  КНД уменьшается по закону  $\text{КНД} \approx 3 \cdot d(N-1) \cdot \cos \theta_m$ .

### 1.3. Полосковые и микрополосковые антенны

Полосковая (микрополосковая) антенна выполняется на основе полосковой (микрополосковой) линии передачи.

Применение микрополосковой технологии и соответствующих диэлектрических и проводящих материалов позволяет существенно снизить габариты, массу и стоимость антенны. Выигрыш в массе и габаритах элементов антенны в микрополосковом исполнении может составить 1-2 порядка по сравнению с элементами, выполненными на основе, например, вибраторных антенн.

На рис.1.36 показаны примеры линии передачи (а), делителя мощности на два канала (б) и излучателя (в) прямоугольной формы в микрополосковом исполнении.

Основными элементами таких устройств являются:

1 - базовая металлическая пластина (основание), выполненная обычно из меди толщиной 20-50 мкм;

2 - подложка в виде диэлектрической пластины толщиной 0,2-2 мм с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 2-10$ ;

3 - металлическая полоска толщиной 20-50 мкм и шириной 0,2-5 мм, играющая роль линии передачи совместно с базовой пластиной и разделяющей их подложкой;

4 - металлическая прямоугольная (или более сложной формы) пластина толщиной 20-50 мкм с размерами порядка половины длины волны.

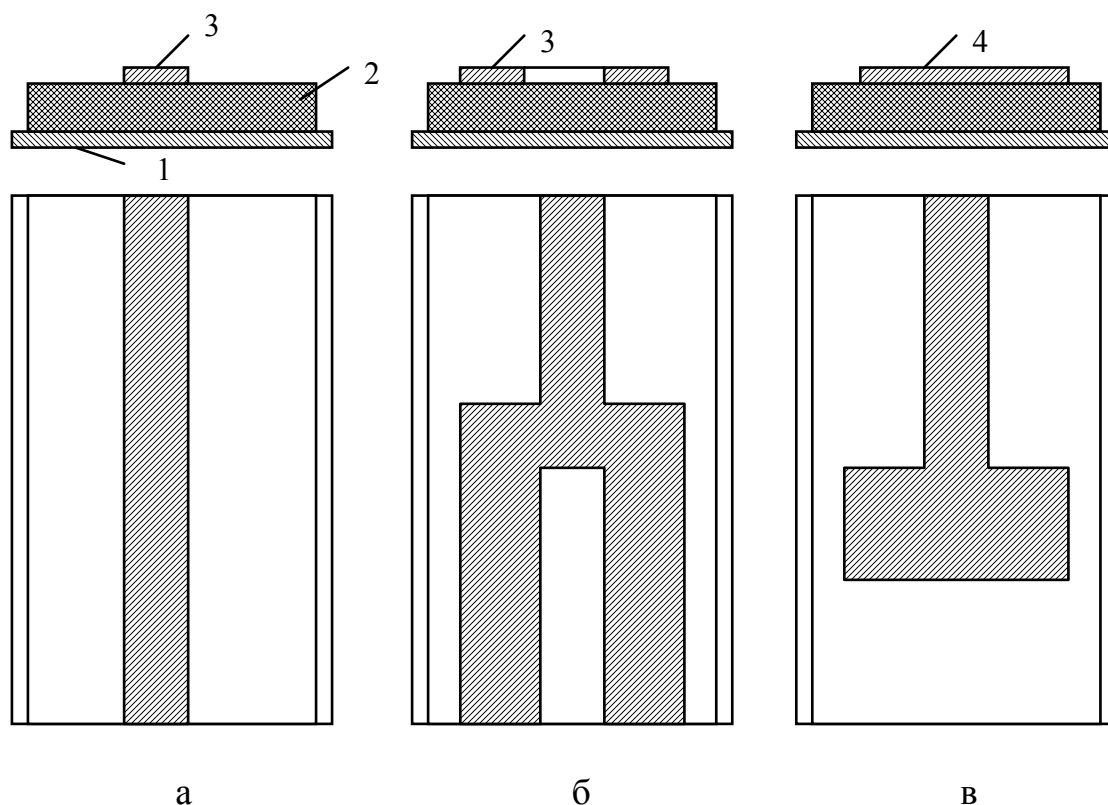


Рис.1.36. Элементы микрополосковых антенн

Если относительная диэлектрическая проницаемость подложки составляет несколько единиц, линия называется полосковой. Если  $\epsilon > 8-10$ , линия называется микрополосковой.

В микрополосковой линии передачи используется основная волна типа Т, не обладающая дисперсией. Это обуславливает широкополосность микрополосковых линий и позволяет их использовать в миллиметровом, сантиметровом и дециметровом диапазонах волн. Недостатком микрополосковых линий являются сравнительно большие потери мощности на тепло в металле и диэлектрике, а также наличие некоторых потерь мощности на излучение. Потери в металле в 3-сантиметровом диапазоне волн примерно на порядок больше, чем в прямоугольных волноводах. Потери мощности в некоторой степени ограничивают применение микрополосковых линий и излучателей в фазированных антенных решетках с большими волновыми размерами апертуры, если предъявляются жесткие требования к коэффициенту полезного действия.

В настоящее время ведутся работы по снижению потерь мощности путем разработки высококачественных диэлектриков для подложки и поиска новых конструкций линий передачи, излучателей и других элементов.

Разработано большое число различных микрополосковых излучателей с линейной и круговой поляризацией.

Рассмотрим простейший микрополосковый излучатель прямоугольной формы (рис.1.37). На рис.1.37 обозначения те же, что и на рис.1.36. Подложка не показана.

Принцип работы излучателя заключается в следующем. Прямоугольная металлическая пластина (4) с базовой пластиной (1) образуют прямоугольный открытый резонатор с размерами  $A$  и  $B$ , возбуждаемый в центре стороны  $A$  микрополосковой линией (3). Вдоль стороны  $B$  (оси  $Y$ ) устанавливается стоячая волна поля с максимумами на краях стороны  $B$ . На рис.1.37 показана структура силовых линий электрического поля для случая, когда на стороне  $B$  укладывается половина длины волны в диэлектрике, заполняющем резонатор. Как видно, составляющая вектора  $E$  на ось  $Y$  (т.е.  $E_y$ ) на краях стороны  $B$  имеет одинаковые фазы и максимальна.

Вдоль стороны  $A$  (оси  $X$ ) распределение амплитуд и фаз поля равномерное. Поле такого излучателя в дальней зоне близко к суммарному полю двух синфазных щелей в металлическом экране. Длина каждой щели равна  $A$ , расстояние между ними -  $B$ . Такой эквивалентный двухщелевой излучатель показан на рис.1.28.

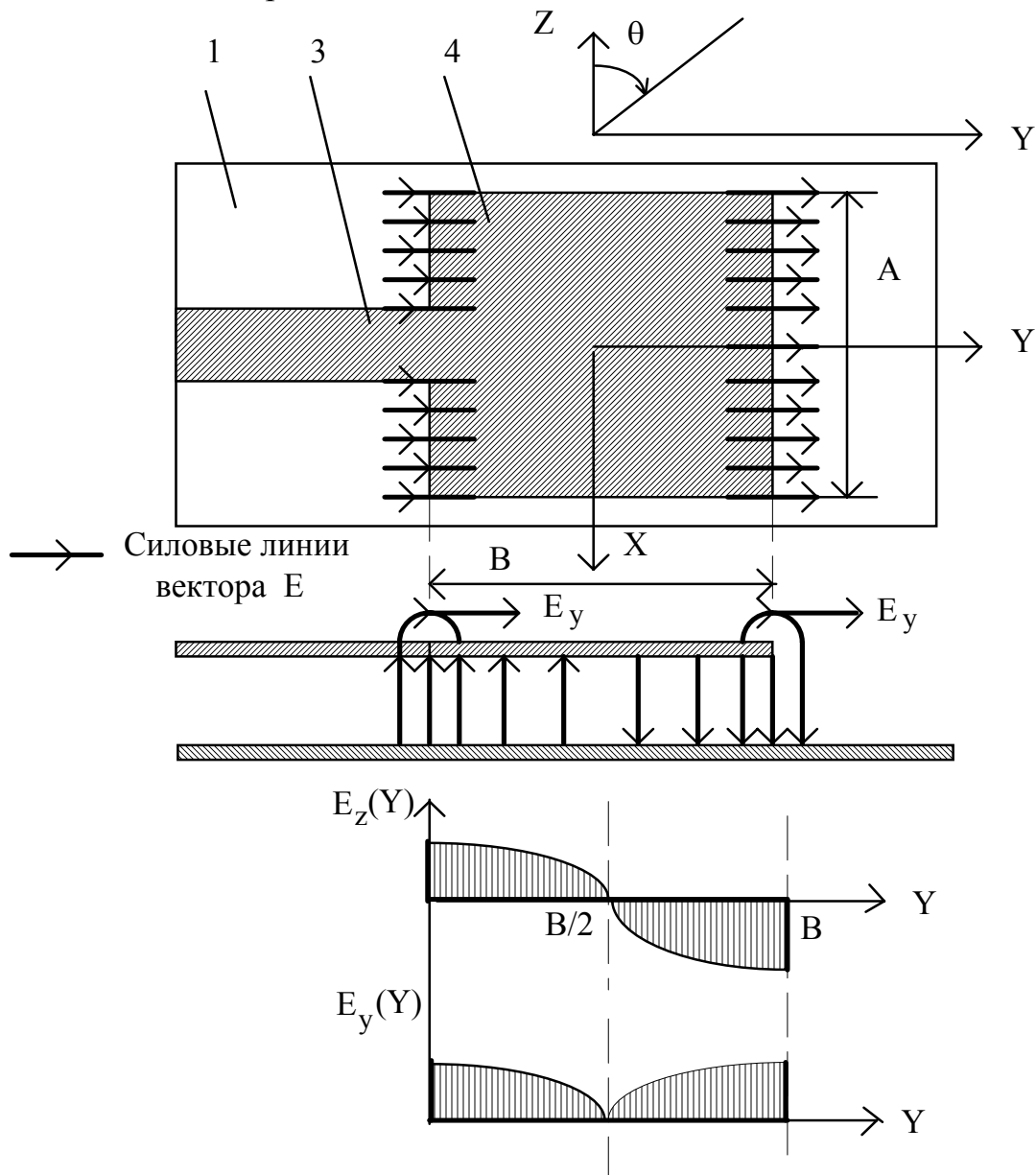


Рис.1.37. Микрополосковый излучатель прямоугольной формы

Вдоль стороны  $A$  щелей распределение амплитуд и фаз поля равномерное. Поскольку щели возбуждаются синфазно, их суммарное поле излучения в дальней зоне максимально на оси  $Z$ . Плоскость  $E$  совпадает с плоскостью  $ZY$ , плоскость  $H$  — с плоскостью  $ZX$ . Ширина главного лепестка ДН в плоскости  $E$  равна  $2\Theta_{0,5} \approx 80^\circ$ , в плоскости  $H$  -  $2\Theta_{0,5} \approx 60^\circ$ .

Приближенно диаграмму направленности излучателя можно рассчитать как ДН системы двух щелей (см. рис.1.38):

$$F_1(\theta) = F_{\text{щ}}(\theta) \cdot F_c(\theta), \quad (1.30)$$

где  $F_{\text{щ}}(\theta)$  - ДН одной щели;  $F_c(\theta)$  - множитель системы двух щелей.

В плоскости  $E$  каждая щель имеет изотропную диаграмму направленности, поэтому

$$F_{\text{щ}}(\theta) = 1. \quad (1.31)$$

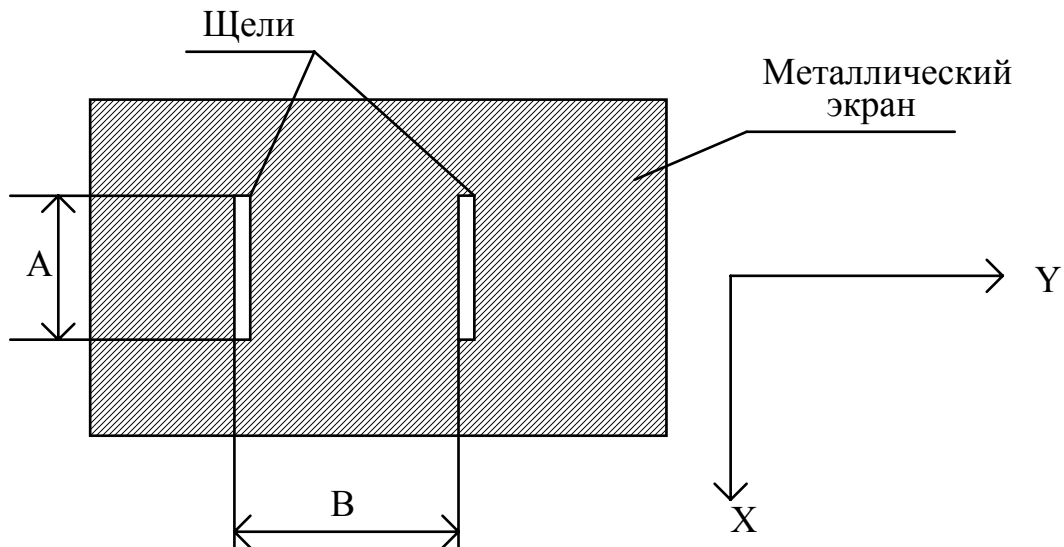


Рис.1.38. Двухщелевой излучатель

Множитель системы линейной решетки описывается известным выражением

$$F_c(\theta) = \left| \frac{\sin(N\Psi)}{N \sin \Psi} \right|, \quad (1.32)$$

где  $N$  - число излучателей решетки;

$$\Psi = 0,5 \cdot kd \cdot \left( \sin\theta + \frac{\Phi}{kd} \right). \quad (1.33)$$

Здесь  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  - волновое число свободного пространства;  $\lambda$  - длина волны в свободном пространстве;  $d$  - расстояние между соседними излучателями;  $\Phi$  - разность фаз между соседними излучателями.

В нашем случае в плоскости E (пл. ZY)  $N=2$ ,  $d=B$ ,  $\Phi=0$  и из выражений (1.32) и (1.33) следует:

$$F_c(\theta) = \cos\left(\frac{pB}{L} \sin\theta\right). \quad (1.34)$$

В плоскости H каждая щель представляет собой линейную антенну длиной  $A$  с равномерным амплитудно-фазовым распределением. В этом случае, как известно, ДН ее определяется выражением

$$F_{щ}(\theta) = \left(\frac{\sin\Psi_h}{\Psi_h}\right) \cdot \cos\theta, \quad (1.35)$$

где  $\Psi_h = \frac{\pi A}{\lambda} \sin\theta$ .

Сомножитель  $\cos\theta$  описывает ДН элементарной щели в плоскости H. В плоскости H множитель системы из двух щелей

$$F_c(\theta) = 1. \quad (1.36)$$

Из вышесказанного следует, что ДН прямоугольного микрополоскового излучателя приближенно описывается выражением (1.34) - в плоскости E и выражением (1.35) - в плоскости H.

Входное сопротивление излучателя является комплексным и носит резонансный характер. При величине  $B$  несколько меньшей  $\frac{\lambda_d}{2}$  - половины длины волны в диэлектрике резонатора - реактивная часть  $X_{вх} \approx 0$ . При увеличении  $B$  значение  $X_{вх}$  становится емкостным, при уменьшении  $B$  - индуктивным. Активная часть  $R_{вх}$  зависит от отношения  $\frac{A}{B}$ , уменьшаясь с ростом  $\frac{A}{B}$ . При  $\frac{A}{B} \approx 1,6$  на резонансной частоте  $f_0$   $X_{вх} \approx 0$ ,  $R_{вх} \approx 100$  Ом. При этом  $\frac{B}{\lambda_d} \approx 0,465$ , где  $\lambda_d$  - длина волны в диэлектрике резонатора на частоте  $f_0$ .

Коэффициент направленного действия (КНД) прямоугольного микрополоскового излучателя составляет 5-6 единиц, так как одна щель в экране имеет КНД, равный 2,5-3, а две щели - в два раза больше.

Микрополосковый излучатель является узкополосным по входному сопротивлению. Согласование с коэффициентом стоячей волны КСВ=2 обеспечивается в полосе частот 5-10%.

Помимо рассмотренного микрополоскового излучателя прямоугольной формы используется ряд других излучателей. Некоторые из них показаны на рис.1.39:

рис.1.39, а, б - прямоугольные излучатели круговой поляризации;

рис. 1.39, в, г - излучатели с расширенной полосой частот по согласованию;

рис.1.39, д-е - щелевые излучатели.

На рис.1.39, а-г базовая пластина и подложка не показана, но показана возбуждающая микрополосковая линия.

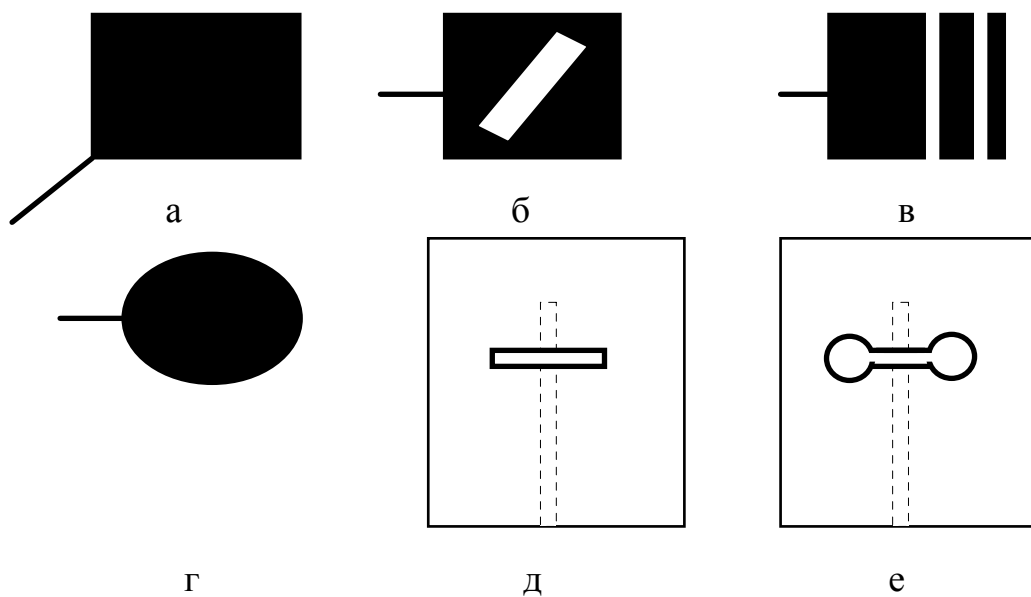


Рис.1.39. Варианты микрополосковых излучателей

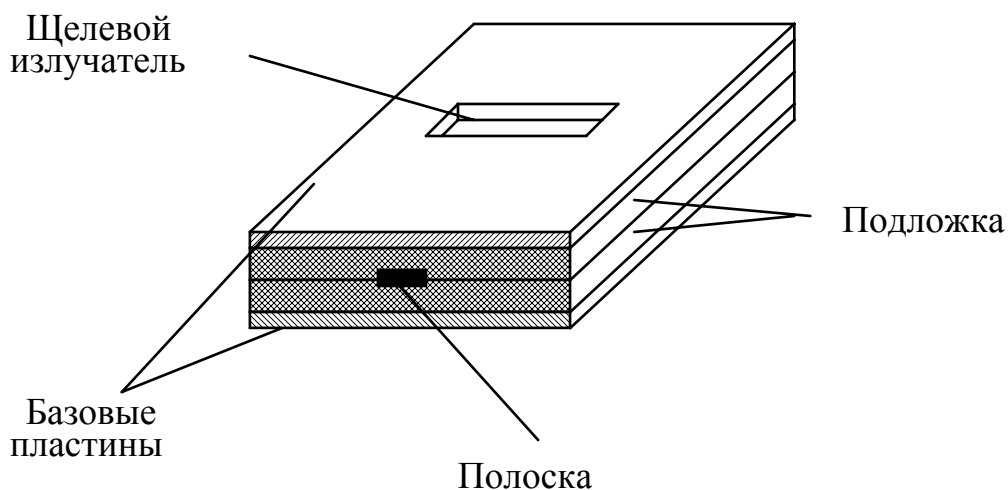


Рис.1.40. Щелевой микрополосковый излучатель

На рис.1.39, д-е - щели прорезаны во второй базовой пластине, пунктиром показана микрополосковая линия, возбуждающая щель. На рис.1.29, е показана гантельная щель, имеющая большую полосу частот по согласованию.

На рис.1.40 показан излучатель с прямоугольной щелью более подробно.

Щелевые излучатели возбуждаются за счет электромагнитного взаимодействия с полем симметричной микрополосковой линии и не имеют гальванического контакта с полоской. Это расширяет возможности по конструированию системы распределения мощности, например, в микрополосковой антенной решетке со щелевыми излучателями. В частности, система распределения мощности и система щелевых излучателей располагаются на разных подложках, что облегчает выполнение условия единственности главного максимума диаграммы направленности решетки.

## 2. АПЕРТУРНЫЕ АНТЕННЫ

### 2.1. Типы и основные свойства апертурных антенн

Апертурная антенна - это антенна, излучающая с раскрыва. Примерами таких антенн являются рупорные, зеркальные, линзовые и другие типы антенн. Элементарным излучателем в них является элемент Гюйгенса. На рис.2.1 показана рупорная антенна, на рис.2.2 - зеркальная антенна с раскрывом  $S$  и элементарный излучатель  $dS$ . Раскрыв можно описать либо в прямоугольных координатах  $X, Y$ , либо в полярных в зависимости от формы раскрыва. От этого будет зависеть сложность математических преобразований при определении параметров антенны.

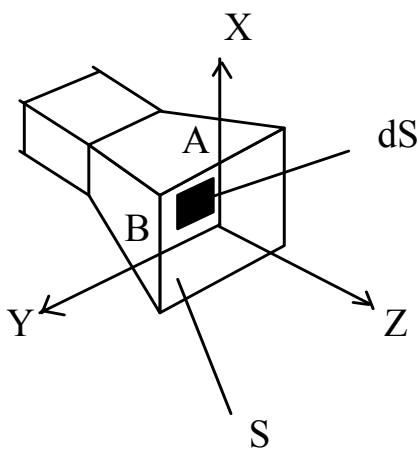


Рис.2.1. Рупорная антенна

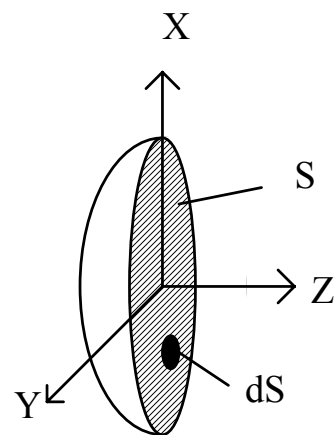


Рис.2.1. Зеркальная антенна

К апертурным антеннам относятся также волноводные антенны, представляющие собой открытые концы волноводов - прямоугольных, круглых, возбуждаемых на различных типах волн.

В инженерной практике апертурные антенны рассчитываются единым методом - методом Гюйгенса-Кирхгофа.

### 2.2. Волноводные и рупорные антенны

Рупорные антенны относятся к классу апертурных антенн, т.е. антенн, излучающих из некоторой поверхности (отверстия), и представляют собой расширение прямоугольного или круглого волновода. На рис.2.3 показано несколько вариантов рупорных антенн.

Рис.2.3,а - пирамидальный рупор. Представляет собой расширение прямоугольного волновода по линейному закону (длины сторон волновода  $A$  и  $B$  увеличиваются вдоль оси  $Z$  по линейному закону).

Рис 2.3, б,в - секториальные рупоры. В них сторона  $B$  (рис.2.3, б) и сторона  $A$  (рис.2.3, в) увеличиваются вдоль оси  $Z$  по линейному закону.

Рис.2.3, г- конический рупор. Представляет собой расширение круглого волновода вдоль оси  $Z$  по линейному закону.



На рисунках заштрихована воображаемая поверхность, отделяющая внутреннюю полость рупора от внешнего пространства. Эта поверхность называется раскрывом рупора (апертурой). Через нее происходит излучение электромагнитного поля из внутренней полости во внешнее пространство.

Рупорные антенны имеют КНД от нескольких единиц до нескольких тысяч и применяются как самостоятельные антенны в диапазоне миллиметровых, сантиметровых и дециметровых волн и как элементы более сложных антенн.

Характеристики и параметры рупорных антенн зависят от типа волны в волноводе, линейных размеров раскрыва, глубины рупора и частоты.

Рассмотрим основные характеристики пирамидального рупора.

Анализ характеристик и параметров рупорной антенны предполагает решение двух задач - внутренней и внешней.

Внутренняя задача - определение распределения поля на раскрыве рупора по полю в питающем рупор волноводе.

Внешняя задача - определение поля рупорной антенны в дальней зоне по полю на раскрыве рупора с последующим определением ДН, КНД, поляризации.

*Внутренняя задача.* Пирамидальный рупор обычно возбуждается прямоугольным волноводом с основной волной  $H_{10}$ . В волноводе волна является плоской (фронт волны плоский). В рупоре за счет его расширения плоская волна превращается в сферическую. На рис.2.4 показан пирамидальный рупор в двух проекциях: а - в плоскости XZ и б - в плоскости XY. На рис.2.4,а пунктиром показан фронт волны в волноводе и в рупоре. Показаны также: векторы фазовой скорости  $V_\phi$  и геометрические размеры поперечного сечения волновода A и B, раскрыва рупора  $A_p$ ,  $B_p$ ; глубина рупора R; точки на раскрыве рупора: 0 - в центре раскрыва, M и N - на краях раскрыва; плоскость раскрыва S; вершина рупора P; произвольная точка на раскрыве Q и ее координата относительно центра раскрыва  $X_Q$ ; расстояние от вершины рупора P до точки Q -  $\rho$ ; расстояние от вершины рупора до центра раскрыва R; угол раскрыва рупора -  $\alpha$ .

Поскольку фронт волны в рупоре сферический, а раскрыв плоский, фронт не одновременно достигает всех точек раскрыва. Фаза поля в точке Q с координатой  $X_Q$  отстает от фазы поля в центре раскрыва (в точке 0) на некоторую величину  $\Phi$ , зависящую от  $X_Q$ . Из рис.2.4 следует:

$$\Phi(X_Q) = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot (\rho - R). \quad (2.1)$$

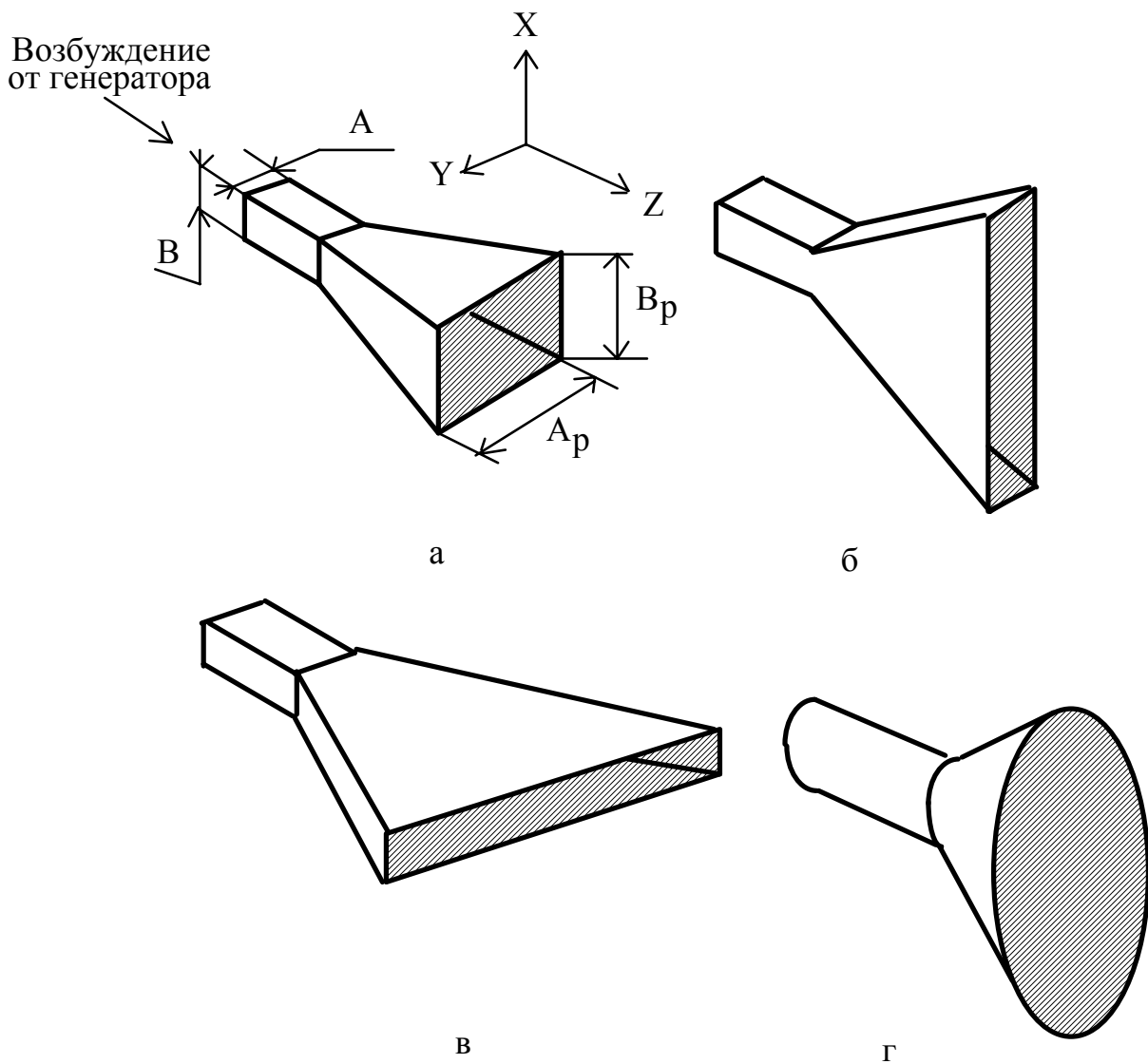


Рис.2.3. Типы рупорных антенн

В выражении (2.1)

$$\rho = \sqrt{R^2 + X_Q^2}, \quad -\frac{B_p}{2} \leq X_Q \leq \frac{B_p}{2}, \quad (2.2)$$

$\lambda$  - длина волны.

Из выражений (2.1, 2.2) следует, что при  $X_Q = 0$  фаза  $\Phi = 0$ . Зависимость фазы  $\Phi(X_Q)$  от  $X_Q$  показана на рис.2.5.

Фаза  $\Phi$  в зависимости от  $X_Q$  меняется по закону, близкому к квадратичному, и достигает максимального значения  $\Phi_{\max}$  на краю раскрыва рупора. В соответствии с выражениями (2.1, 2.2)

$$\Phi_{\max} = \frac{2p}{\lambda} \cdot \sqrt{R^2 + \left(\frac{B_p}{2}\right)^2}. \quad (2.3)$$

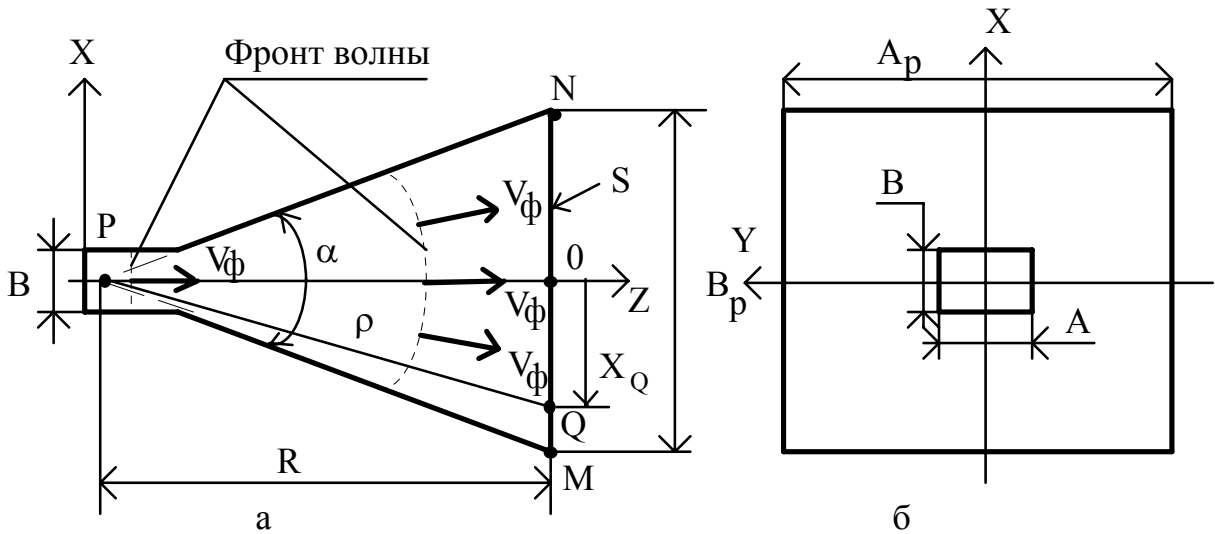


Рис.2.4. Пирамидальный рупор

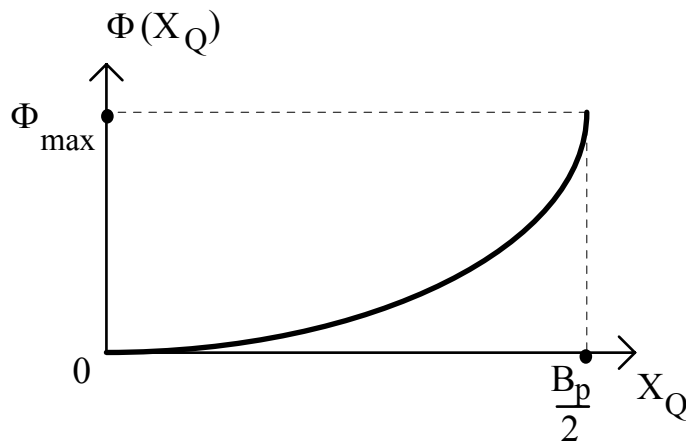


Рис.2.5. Зависимость фазы поля на краю раскрыва рупора от размера раскрыва

Распределение фазы в плоскости  $YZ$  (вдоль стороны  $A_p$ ) определяется тем же выражением (2.1), но

$$\rho = \sqrt{R^2 + Y_Q^2}, \quad -\frac{A_p}{2} \leq Y_Q \leq \frac{A_p}{2},$$

а максимальное ее значение на краю раскрыва

$$\Phi_{\max} = \frac{2p}{\lambda} \cdot \sqrt{R^2 + \left(\frac{A_p}{2}\right)^2}. \quad (2.4)$$

Структура силовых линий векторов  $E$  и  $H$  на раскрыве рупора близка к структуре силовых линий в сечении прямоугольного волновода и показана на рис.2.6.

На рисунке показаны также:

произвольная точка на раскрыве  $Q$  и ее координаты  $X_Q, Y_Q$ ;

сечение прямоугольного волновода, который возбуждает рупор;

зависимость амплитуды вектора  $E$  поля на раскрыве рупора вдоль широкой и узкой сторон прямоугольного волновода в виде эпюры (амплитудное распределение вдоль осей  $X$  и  $Y$ ) -  $E(X_Q)$  и  $E(Y_Q)$  - такая же, как в прямоугольном волноводе с волной  $H_{10}$ ;

зависимость фазы  $\Phi(X_Q)$  и  $\Phi(Y_Q)$  - фазовые распределения вдоль осей  $X$  и  $Y$  в соответствии с ранее рассмотренным законом изменения фазы на раскрыве;

максимальные фазовые ошибки на краях раскрыва рупора относительно центра раскрыва в плоскостях  $XZ$  и  $YZ$  -  $\Phi_{\max}^X$  и  $\Phi_{\max}^Y$ .

Как известно, в поперечном сечении прямоугольного волновода амплитуда вектора  $E$  в зависимости от  $Y$  меняется по закону

$$E(Y) = E_m \cdot \cos\left(\frac{p}{A} Y\right), \quad (2.5)$$

а от координаты  $X$  не зависит. В соответствии с выражением (2.5) распределение амплитуды вектора  $E$  на раскрыве рупора в плоскости  $YZ$  косинусоидальное, а в плоскости  $XZ$  равномерное:

$$E(Y_Q, X_Q) = E_m \cdot \cos\left(\frac{p}{A_p} Y_Q\right). \quad (2.6)$$

Выражения (2.1), (2.5), (2.6), описывающие распределение амплитуд и фаз поля на раскрыве рупора, являются приближенным решением внутренней задачи.

*Внешняя задача.* Зная поле на раскрыве рупора и используя принцип суперпозиции, можно определить поле вне рупора. Рассмотрим эту задачу. На рис.2.7 показан:

рупор;

произвольная точка  $Q$  на раскрыве рупора;

точка наблюдения  $P$  в дальней зоне;

система прямоугольных координат  $X, Y, Z$ , в которых описывается положение точки  $Q$  на раскрыве рупора и полярных координат  $R, \Theta, \varphi$ , в которых описывается положение точки  $P$ ;

векторы  $E$  и  $H$  поля на оси  $Z$  в дальней зоне;

элементарная часть поверхности раскрыва рупора  $dS = dX \cdot dY$ ;

координаты точки Q —  $X_Q, Y_Q$ .

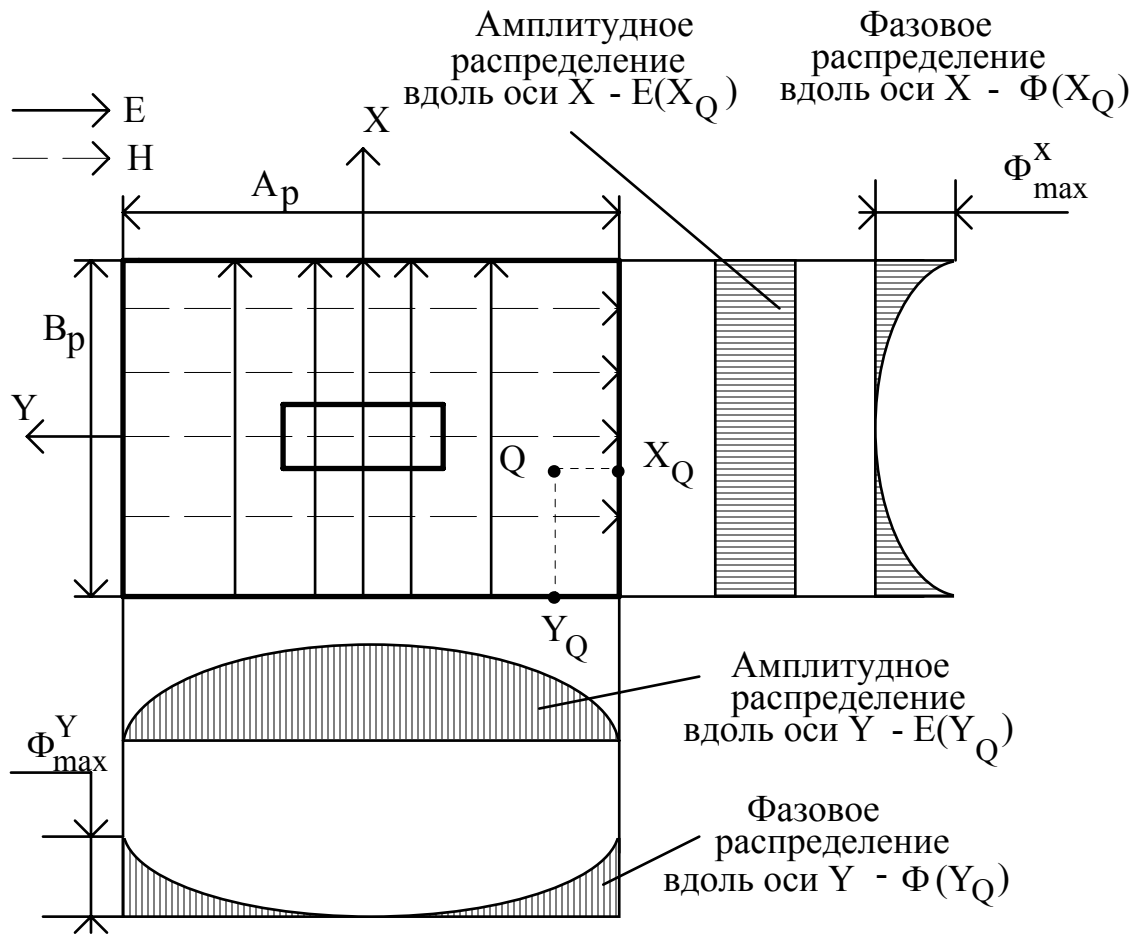


Рис.2.6. Распределение поля на раскрыве рупора

На рис.2.7:

$$-\frac{B_p}{2} \leq X_Q \leq \frac{B_p}{2}, \quad -\frac{A_p}{2} \leq Y_Q \leq \frac{A_p}{2}, \quad R_{\min} \leq R < \infty, \quad 0 \leq \Theta \leq \pi, \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi$$

$R_{\min}$  - ближняя граница дальней зоны.

Плоскость, в которой лежат вектор  $E$  и ось рупора  $Z$ , называется плоскостью  $E$  (на рис.2.7 это плоскость  $XZ$ ), а плоскость, в которой лежат вектор  $H$  и ось  $Z$ , называется плоскостью  $H$  (на рис.2.7 это плоскость  $YZ$ ).

В соответствии с принципом суперпозиции поле вне рупора равно сумме полей, создаваемых всеми элементарными площадками раскрыва рупора. В произвольной точке пространства  $P$

$$E = \int_S dE, \quad (2.7)$$

где  $dE$  - поле, создаваемое элементарной площадкой  $dS$  (элементарным излучателем Гюйгенса);  $S$  - поверхность раскрыва рупора.

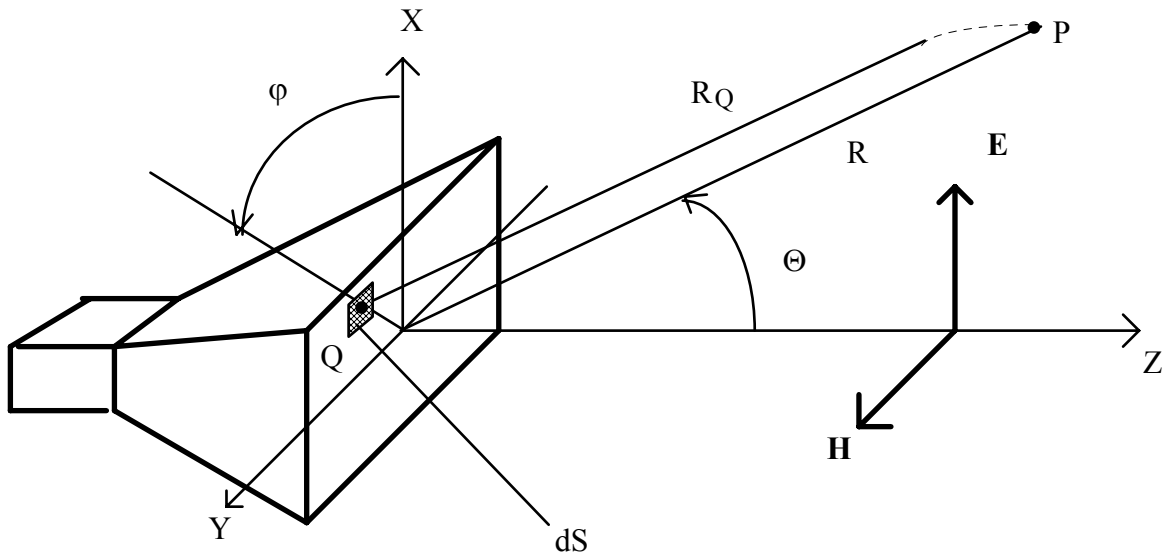


Рис.2.7. Рупор в системе координат

В электродинамике показано, что в дальней зоне

$$dE \approx \frac{E_S(X_Q, Y_Q) \cdot e^{i\Phi_S(X_Q, Y_Q)} e^{-kR}}{2\lambda R_Q} e^{iQ} (1 + \cos \theta) \cdot dS, \quad (2.8)$$

где  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  — коэффициент фазы в свободном пространстве;  $E_S(X_Q, Y_Q)$  — напряженность электрического поля на раскрые рупора в точке Q - закон распределения амплитуд поля на раскрые рупора.

В соответствии с формулой (2.6)

$$E_S(X_Q, Y_Q) = E_m \cdot \cos\left(\frac{p}{A_p} Y_Q\right), \quad (2.9)$$

т.е. поле на раскрые рупора, возбуждаемого на волне  $H_{10}$ , зависит только от координаты  $Y_Q$ .

$\Phi_S(X_Q, Y_Q)$  — закон распределения фаз на раскрые рупора. В соответствии с ранее сказанным

$$\Phi_S(X_Q, Y_Q) = \Phi_X(X_Q) + \Phi_Y(Y_Q), \quad (2.10)$$

$$\Phi_{X,Y} = -k \cdot \rho_{X,Y}, \quad (2.11)$$

$$\rho_X = \sqrt{R^2 + X_Q^2}, \quad \rho_Y = \sqrt{R^2 + Y_Q^2}. \quad (2.12)$$

Выражения (2.5 - 2.12) дают решение внешней задачи для рупорной антенны в общем виде. Рассмотрим сначала результаты решения внешней задачи качественно.

Предположим, что на раскрыве рупора распределение амплитуд и фаз равномерное, т.е.  $E_S(X_Q, Y_Q) = E_m$ ,  $\Phi(X_Q, Y_Q) = 0$ . В этом случае в точке наблюдения, расположенной на оси  $Z$ , поле излучения рупора будет максимальным. Тогда коэффициент направленного действия определяется выражением [6]

$$\text{КНД} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S, \quad (2.13)$$

где  $S$  - площадь раскрыва рупора ( $S = A_p \cdot B_p$ ).

При этом главный лепесток диаграммы направленности будет иметь минимальную ширину и ориентирован вдоль оси рупора  $Z$ .

Если распределение амплитуд поля на раскрыве такое, как показано на рис.2.6, амплитуда поля в дальней зоне на оси  $Z$  уменьшится. В результате ширина главного лепестка ДН увеличится, направление его в пространстве сохранится, а КНД уменьшится по сравнению со значением (2.13) и будет определяться формулой

$$\text{КНД} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \cdot S \cdot \text{КИП}_a, \quad (2.14)$$

где  $\text{КИП}_a$  - коэффициент использования поверхности раскрыва, обусловленный неравномерностью амплитудного распределения на раскрыве. Этот коэффициент меньше единицы. Для косинусоидального амплитудного распределения, определяемого выражением (2.9),  $\text{КИП}_a = 0,81$  [6].

Так как на раскрыве рупора фазовое распределение тоже неравномерное (см. рис.2.6), значение поля в дальней зоне на оси  $Z$  еще уменьшится по сравнению с предыдущим случаем, ширина главного лепестка ДН возрастет, направление его в пространстве не изменится, а КНД уменьшится и будет определяться выражением

$$\text{КНД} = \frac{4\pi}{\lambda^2} \cdot S \cdot \text{КИП}_a \cdot \text{КИП}_\phi, \quad (2.15)$$

где  $\text{КИП}_\phi < 1$  - коэффициент использования поверхности за счет неравномерности фазового распределения поля на раскрыве. Чем больше фазовая ошибка —  $\Phi_{\max}$  на краю раскрыва рупора по сравнению с его центром, тем меньше  $\text{КИП}_\phi$ .

Произведение  $\text{КИП}_a \cdot \text{КИП}_\phi = \text{КНД}$  — коэффициент использования поверхности раскрыва. Он меньше единицы за счет неравномерности амплитудного и фазового распределения поля на раскрыве рупора.

Если увеличивать угол раскрыва рупора  $\alpha$  при фиксированной глубине рупора  $R$ , будут расти размер  $B_p$ , площадь раскрыва  $S$  и фазовая ошибка  $\Phi_{\max}$ . При этом КНД будет уменьшаться за счет уменьшения  $\text{КИП}_\phi$  и расти за счет роста  $S$ . Аналогично будет меняться КИП и КНД при увеличении  $A_p$ . Сказанное иллюстрируется графиками рис.2.8.

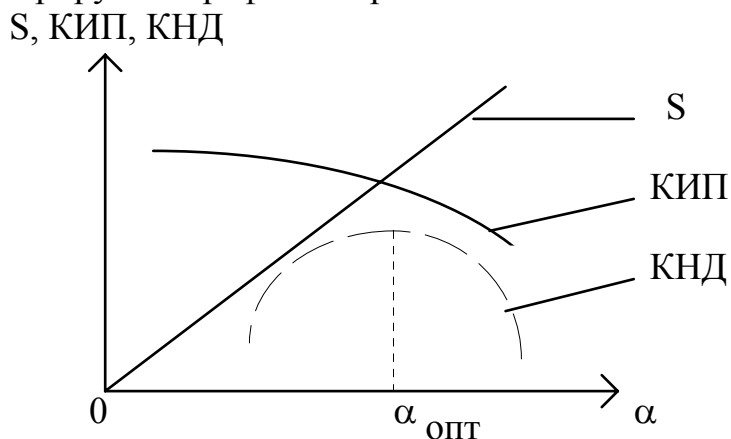


Рис.2.8. Зависимость КНД от угла раскрыва рупора

Как видно, КНД достигает максимума при некотором оптимальном угле раскрыва рупора  $\alpha_{\text{опт}}$ . При этом фазовая ошибка на краю раскрыва рупора принимает в плоскости  $E$  значение  $\Phi_{\max}^e = -90^\circ$ , а в плоскости  $H$  —  $\Phi_{\max}^h = -135^\circ$ . При таких фазовых ошибках в плоскостях  $E$  и  $H$  величина  $\text{КИП}_\phi \approx 0,64$ , а полный коэффициент использования поверхности, учитывающий неравномерность фазового и амплитудного распределений на раскрыве рупора,  $\text{КИП} \approx 0,5$ .

Рупор, имеющий оптимальный угол раскрыва (максимальный КНД), называется оптимальным. Для оптимального рупора получены следующие выражения для ширины главного лепестка ДН:

в плоскости  $E$

$$2\Theta_{0,5}^e \approx 56^\circ \frac{\lambda}{B_p}, \quad (2.16)$$

в плоскости  $H$

$$2\Theta_{0,5}^h \approx 80^\circ \frac{\lambda}{A_p}. \quad (2.17)$$

Максимальный уровень боковых лепестков наблюдается в плоскости  $E$  и составляет 34%.

Выражение для диаграммы направленности получается в результате подстановки (2.8 - 2.12) в (2.7) и интегрирования по поверхности раскрыва



рупора. При этом выражения (2.12) упрощаются путем разложения квадратного корня в степенной ряд по переменным  $X_Q, Y_Q$  и ограничения ряда первыми двумя членами. Соответствующие преобразования для  $\rho_x$  приводятся ниже:

$$c_x = \sqrt{R^2 + X_Q^2} = R \sqrt{1 + \left(\frac{X_Q}{R}\right)^2} \approx R + \frac{R}{2} \left(\frac{X_Q}{R}\right)^2 = R + \frac{X_Q^2}{2R}. \quad (2.18)$$

При этом учтено, что в рупоре глубина  $R$  обычно больше или значительно больше размеров раскрыва и, следовательно,  $\frac{X_Q}{R} < 1$ .

Из (2.11, 2.18) следует выражение для фазы поля на раскрыве рупора в плоскости  $XZ$

$$\Psi(X_Q) = -kc_x \approx -k \left( R + \frac{X_Q^2}{2R} \right). \quad (2.19)$$

Из (2.19) следует, что фаза поля на раскрыве рупора меняется приближенно по квадратичному закону. Максимальная фазовая ошибка на краю раскрыва рупора относительно центра раскрыва в плоскости  $H$  (в плоскости  $YZ$ ) равна

$$\Phi_{\max}^h = \Phi\left(\frac{A_p}{2}\right) - \Phi(0) \approx -k \frac{A_p^2}{8R} = -\frac{p A_p^2}{4R_{\text{л}}}. \quad (2.20)$$

Аналогично для плоскости  $E$  (плоскости  $XZ$ ):

$$\Psi_{\max}^e = \Psi\left(\frac{B_p}{2}\right) - \Psi(0) \approx -k \frac{B_p^2}{8R} = -\frac{p B_p^2}{4R_{\text{л}}}. \quad (2.21)$$

В результате интегрирования получаются выражения для ДН в плоскостях  $E$  и  $H$ , включающие в себя интегралы Френеля, которые табулированы. Однако удобнее произвести численное интегрирование непосредственно в выражении (2.7) и не заниматься поиском таблиц интегралов Френеля.

Анализ результатов расчет ДН показывает следующее:

главный лепесток ориентирован перпендикулярно раскрыву рупора;

с ростом величин  $A_p, B_p$  при фиксированных значениях  $\frac{A_p}{R}$  и  $\frac{B_p}{R}$  сначала главный лепесток ДН сужается за счет роста волновых размеров раскрыва рупора;

одновременно растут максимальные фазовые ошибки на краях раскрыва рупора  $\Phi_{\max}^e$  и  $\Phi_{\max}^h$ , что приводит к замедлению сужения главного лепестка ДН и к росту боковых лепестков, пропадают нули между лепестками ДН;

при достижении значений  $\Phi_{\max}^e = -90^\circ$  и  $\Psi_{\max}^h = -135^\circ$  сужение главного лепестка прекращается и КНД достигает максимума. При дальнейшем увеличении  $A_p, B_p$  главный лепесток начинает расширяться, боковые лепестки продолжают расти и могут превысить уровень главного, на месте его образуется провал и КНД уменьшается.

Соотношения между  $A_p, B_p$  и  $R$  для оптимального рупора, имеющего максимальный КНД, следуют из (2.20, 2.21), если в них подставить значения  $\Phi_{\max}^e = -90^\circ$  и  $\Psi_{\max}^h = -135^\circ$ . В результате указанной подстановки нетрудно получить:

для плоскости Н

$$R_{\text{опт}}^h = \frac{A_p^2}{3\lambda}, \quad (2.22)$$

для плоскости Е

$$R_{\text{опт}}^e = \frac{B_p^2}{2\lambda}. \quad (2.23)$$

Из двух значений глубины рупора берут большее с целью уменьшения фазовой ошибки на краю раскрыва рупора.

Если размеры рупора оптимальны, ДН приближенно можно рассчитывать, полагая фазовую ошибку равной нулю. В этом случае подстановка выражений (2.8, 2.9) в (2.7) и последующее интегрирование приводит к следующим формулам для нормированной ДН:

в плоскости Е

$$F(\theta) \approx \frac{1 + \cos \theta}{2} \cdot \frac{\sin(\Psi_e)}{\Psi_e}, \quad (2.24)$$

51

в плоскости Н

$$F(\theta) \approx \frac{1 + \cos \theta}{2} \cdot \frac{\cos \Psi_h}{1 - \left(\frac{2\Psi_h}{\Psi}\right)^2}, \quad (2.25)$$

где

$$\Psi_e = \frac{\pi B_p}{\lambda} \cdot \sin \theta, \quad \Psi_h = \frac{\pi A_p}{\lambda} \cdot \sin \theta. \quad (2.26)$$

Эти формулы дают заниженное значение ширины главного лепестка ДН и уровня боковых лепестков, что естественно, ибо квадратичное фазовое распределение приводит к расширению главного лепестка и к росту боковых лепестков ДН.

Из (2.24 - 2.26) следует, что приближенно (без учета квадратичной фазовой ошибки) ДН рупора в плоскости Е такая же, как у линейной антенны длиной  $B_p$  с равномерным амплитудно-фазовым распределением, в плоскости Н - как у линейной антенны длиной  $A_p$  с косинусоидальным амплитудным и равномерным фазовым распределением.

Пирамидальный рупор используется обычно для формирования ДН с примерно одинаковой шириной главного лепестка в плоскостях Е и Н (или с заданной шириной главного лепестка в этих плоскостях). Секториальные рупорные антенны используются для формирования секторной ДН, имеющей существенно разную ширину главного лепестка ДН в плоскостях Е и Н.

*Е* - секториальный рупор в плоскости Е имеет равномерное амплитудное и квадратичное фазовое распределение. Ширина главного лепестка ДН в этой плоскости определяется выражением (2.16), оптимальная глубина рупора - выражением (2.23). Коэффициент использования поверхности раскрыва снижается по сравнению с единицей до 0,79 за счет квадратичного фазового распределения в плоскости Е (при  $\Phi_{\max}^e = -90^\circ$  для оптимального рупора) и дополнительно до 0,64 - за счет косинусоидального амплитудного распределения в плоскости Н.

Диаграмма направленности рупора в плоскости Е такая же, как у пирамидального рупора в этой плоскости (определяется теми же соотношениями). В плоскости Н диаграмма направленности такая же, как у открытого конца прямоугольного волновода в плоскости Н. На основной волне  $H_{10}$  в плоскости Н волновода амплитудное распределение косинусоидальное, фазовое распределение равномерное. Диаграмма направленности определяется выражением (2.24), однако в этом случае необходимо уточнить диаграмму направленности элементарного излучателя - элемента Гюйгенса. Необходимость этого связана со следующим. Выражение (2.8) описывает поле элемента Гюйгенса, являющегося бесконечно малым элементом фронта плоской волны, распространяющейся в свободном пространстве. В такой волне  $\frac{E}{H} = \rho = \sqrt{\frac{m_a}{\epsilon_a}}$  - волновое сопротивление свободного пространства;  $\epsilon_a$ ,  $m_a$  - абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости пространства. При этом элемент Гюйгенса представляется в виде системы ортогональных электрического и магнитного диполей. Ненормированная диаграмма направленности элемента Гюйгенса в соответствии с выражением (2.8) описывается выражением

$$F_1(\theta) = 1 + \cos \theta. \quad (2.27)$$

На раскрыве волновода отношение поперечных составляющих векторов Е и Н равно поперечному волновому сопротивлению волновода. Для волны  $H_{10}$

$$Z_c = \frac{\sqrt{\frac{m_a}{\epsilon_a}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{l}{2A}\right)^2}}, \quad (2.28)$$

где А - размер широкой стенки волновода.

Вместо (2.27) для элементарного излучателя раскрыва прямоугольного волновода получено следующее выражение, описывающее ДН в плоскости Н [10]:

$$F_1(u) = \sqrt{1 - \left(\frac{L}{2A}\right)^2} + \cos u. \quad (2.29)$$

*H* - секториальный рупор в плоскости Е имеет равномерное амплитудное и фазовое распределение, в плоскости Н - косинусоидальное амплитудное и квадратичное фазовое распределение. Ширина главного лепестка ДН в этой плоскости определяется выражением (2.17), оптимальная глубина рупора - выражением (2.23). Коэффициент использования поверхности раскрыва снижается по сравнению с единицей до 0,79 за счет квадратичного фазового распределения в плоскости Н (при  $\psi_{\max}^h = -135^\circ$  для оптимального рупора) и дополнительно до 0,64 - за счет косинусоидального амплитудного распределения в плоскости Н.

Диаграмма направленности рупора в плоскости Н такая же, как у пирамидального рупора в этой плоскости (определяется теми же соотношениями). В плоскости Е диаграмма направленности такая же, как у открытого конца прямоугольного волновода в плоскости Е. На основной волне  $H_{10}$  в плоскости Н волновода амплитудное распределение косинусоидальное, фазовое - квадратичное. Диаграмма направленности в плоскости Е определяется выражением (2.24), однако в этом случае по той же причине, что и в Е-секториальном рупоре, необходимо уточнить диаграмму направленности элементарного излучателя - элемента Гюйгенса. Для элементарного излучателя раскрыва прямоугольного волновода получено следующее выражение, описывающее ДН в плоскости Е [10]:

$$F_1(u) = 1 + \sqrt{1 - \left(\frac{L}{2A}\right)^2} \cdot \cos u. \quad (2.30)$$

Помимо основной волны  $H_{10}$ , в волноводных и рупорных антеннах используются волны  $H_{20}$ ,  $H_{11}$ ,  $E_{11}$ . На волне  $H_{20}$  диаграмма направленности в плоскости Н имеет два главных лепестка с нулем в направлении оси рупора. На волнах  $H_{11}$  и  $E_{11}$  диаграмма направленности имеет коническую форму с нулем в направлении оси рупора. Используется также комбинация волн  $H_{11} + E_{11}$  с равными амплитудами. В этом случае диаграмма направленности имеет два главных лепестка в плоскости Е. Двухлепестковые ДН используются в антеннах моноимпульсных радиолокационных станций.

В конических рупорных антеннах обычно используется основная волна круглого волновода  $H_{11}$  с линейной или с круговой поляризацией. Диаграмма направленности конического рупора на этой волне имеет один главный

лепесток, ориентированный вдоль оси рупора. Эта же волна используется в волноводных излучателях в виде открытого конца круглого волновода.

Волноводные антенны удовлетворительно согласованы с питающим волноводом. Коэффициент стоячей волны открытого конца круглого волновода равен 1,3...1,5, прямоугольного — 1,6...1,8 в рабочем диапазоне частот волновода. Рупорные антенны значительно лучше согласованы. Коэффициент стоячей волны равен 1,05...1,1. При этом, чем больше размеры раскрыва и глубина рупора по отношению к длине волны, тем лучше согласована антенна с питающим волноводом (прямоугольным или круглым).

Волноводные и рупорные антенны используются в качестве облучателей зеркальных, линзовых антенн, элементов антенных решеток. Рупорные антенны используются также в качестве самостоятельных антенн в линиях радиосвязи в диапазонах миллиметровых, сантиметровых и дециметровых волн.

## 2.3. Зеркальные антенны

**2.3.1. Общие свойства.** Зеркальные антенны относятся к классу апертурных антенн и используются в качестве средне- и высоконаправленных антенн в диапазонах миллиметровых, сантиметровых, дециметровых волн и в отдельных случаях в диапазоне метровых волн.

Простейшей зеркальной антенной является однозеркальная, которая состоит из двух основных элементов: облучателя и рефлектора (отражателя). В качестве облучателя используется какая-либо слабонаправленная антенна (открытый конец прямоугольного или круглого волновода, рупорные, вибраторные, щелевые антенны, антенны бегущей волны). Рефлектор представляет собой металлическое зеркало плоской или вогнутой формы.

Зеркальные антенны классифицируются по количеству зеркал (могут быть одно-, двухзеркальными или с большим числом зеркал), а также по форме профиля отражателя. Наиболее часто используется однозеркальная антенна с отражателем в виде параболоида полного профиля. Однозеркальная антенна схематически показана на рис.2.9.

Параболическое зеркало образуется вращением параболы вокруг оси  $Z$ . Такое зеркало называется параболоидом вращения полного профиля. Основные геометрические параметры параболоида вращения:  $D$  - диаметр;  $f$  - фокусное расстояние. Точка  $F$  - фокус параболы. Ось  $Z$ , проходящая через фокус  $F$  и вершину зеркала, называется фокальной осью. В фокус помещается облучатель, излучающий в сторону зеркала сферическую волну. На рис.2.9 лучи волны, излучаемой облучателем, показаны пунктирными линиями, идущими радиально из фокуса.

При параболической форме зеркала лучи после отражения становятся параллельными оси  $Z$ , т.е. зеркало фокусирует излучение облучателя. В результате увеличивается коэффициент направленного действия, причем он пропорционален площади раскрыва зеркала  $S$ . При таком пояснении принципа действия зеркальной антенны не учитываются дифракция поля на кромке зеркала, форма диаграммы направленности облучателя и ряд других факторов.

Более точно можно пояснить принцип действия зеркальной антенны, рассматривая распределение амплитуд и фаз поля на раскрыве зеркала после отражения от его поверхности (рис.2.10). На рис.2.10 показаны параболическое зеркало, точка фокуса  $F$ , угол раскрыва зеркала относительно фокуса  $2\vartheta_0$ , ДН облучателя  $F_{об}(\vartheta)$ , сферические координаты  $r$  и  $\vartheta$  с началом в точке фокуса  $F$ , фокусное расстояние  $f$ , распределение нормированной амплитуды поля на раскрыве зеркала  $A(x)$ .

ДН облучателя имеет максимум, ориентированный на вершину зеркала, поэтому в центре раскрыва поле, отраженное от зеркала, максимально и равно  $E_{max}$ , в других точках раскрыва поле имеет значение  $E(x) < E_{max}$ . Под нормированным амплитудным распределением поля на раскрыве  $A(x)$  понимается отношение  $E(x)/E_{max}$ . Очевидно, в центре раскрыва (при  $x=0$ )  $A(x)=1$ . На кромке зеркала уровень поля минимален, его нормированное значение на рис.2.10 обозначено символом  $\Delta$ . В зависимости от ширины главного лепестка ДН облучателя величина  $\Delta$  меняется в интервале  $0 \dots 1$ .

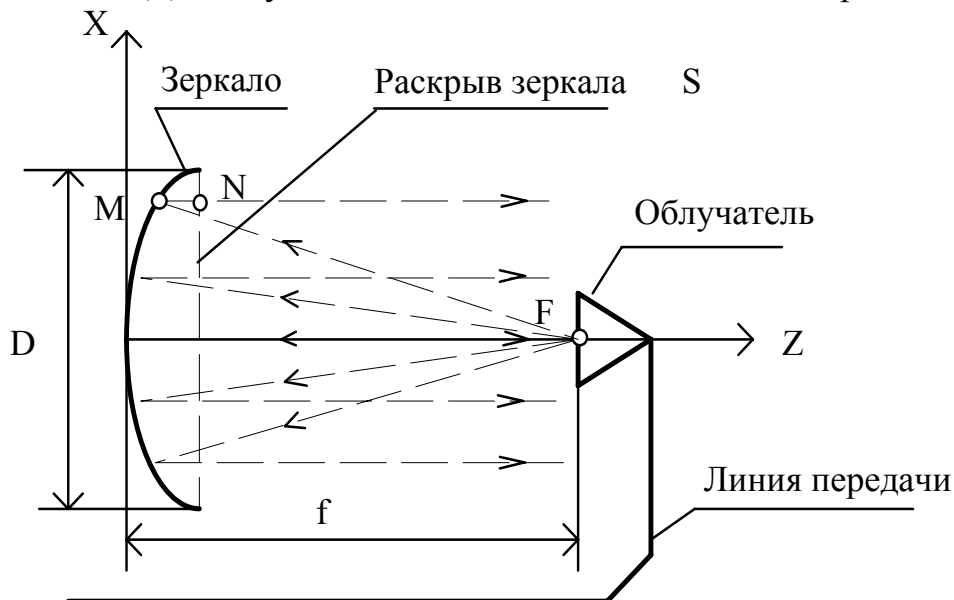


Рис.2.9. Однозеркальная антенна

Свойством параболического зеркала является постоянство суммы расстояний от точки фокуса  $F$  до точки  $M$  на поверхности зеркала и от точки  $M$  до точки  $N$  на раскрыве зеркала при любых углах  $\vartheta$  (см. рис.2.10). В результате во всех точках раскрыва фазы поля оказываются одинаковыми и поля всех элементов раскрыва (элементов Гюйгенса) складываются в фазе в точке дальней зоны, расположенной на оси зеркала.

Происходит фокусировка излучения облучателя в узкий луч, ширина которого уменьшается с ростом диаметра зеркала.

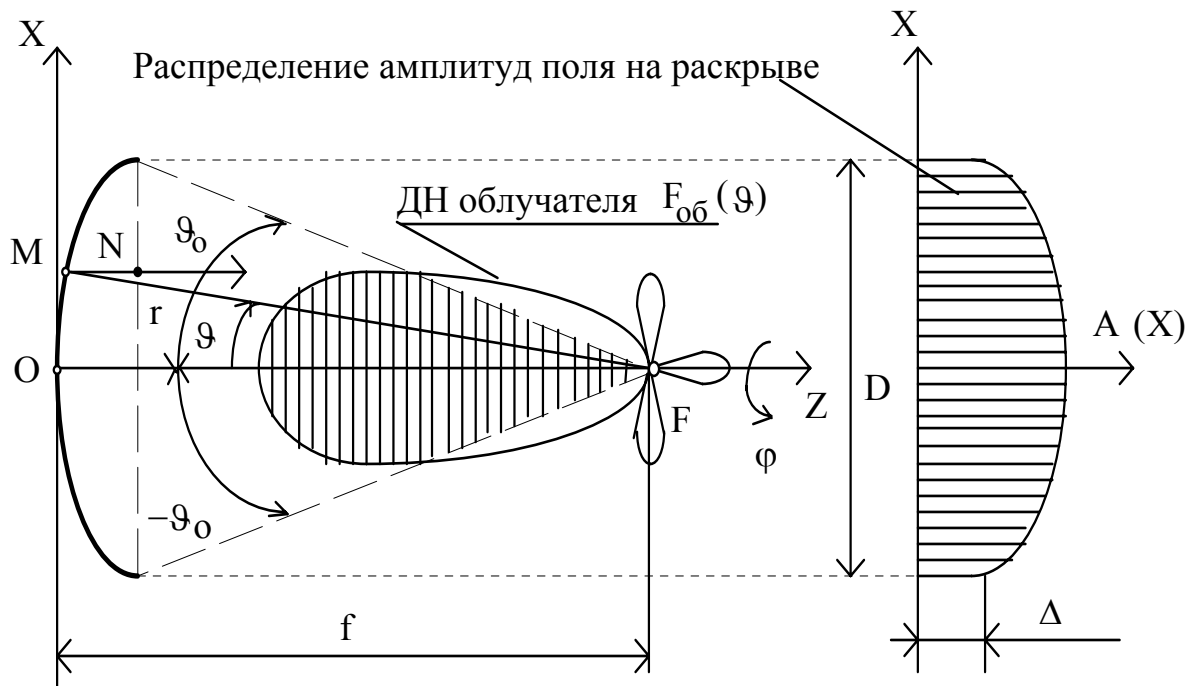


Рис.2.10. Геометрические параметры зеркальной антенны

Главный максимум ДН зеркала ориентирован перпендикулярно фронту плоской волны, отраженной от поверхности зеркала, т.е. раскрыву зеркала (на рис.2.10 вдоль оси Z). КНД зеркала возрастает пропорционально площади раскрыва зеркала S.

- Зеркальная антенна характеризуется:
- коэффициентом использования поверхности (КИП);
  - коэффициентом перехвата мощности облучателя зеркалом ( $K_p$ );
  - коэффициентом эффективности  $K_{эф}$ , равным произведению КИП и  $K_{эф}$ ;
  - коэффициентом направленного действия (КНД);
  - шириной главного лепестка диаграммы направленности по уровню половинной мощности  $2\Theta_{0,5}$ ;
  - уровнем максимального бокового лепестка  $F_{бmax}$ .

КИП есть отношение плотности потока мощности в направлении главного максимума ДН зеркала при произвольном амплитудном и фазовом распределении поля на раскрыве к плотности потока мощности при равномерном амплитудном и фазовом распределении на раскрыве. Очевидно, во втором случае плотность потока мощности будет больше, так как в этом случае все элементы Гюйгенса раскрыва возбуждены с одинаковыми амплитудами и фазами и поля их складываются синфазно в дальней зоне на оси зеркала. Для такого раскрыва КИП=1. При всех других амплитудных и фазовых распределениях поля на раскрыве КИП < 1.

Коэффициент перехвата мощности определяется выражением

$$K_p = \frac{P_3}{P_{об}}, \quad (2.31)$$

где  $P_{об}$  - мощность, излученная облучателем;  $P_3$  - мощность, излученная облучателем и попавшая на зеркало (на рис.2.10 показано, что только часть главного лепестка ДН облучателя расположена в пределах раскрыва зеркала).

Величины КНД, КИП и  $K_p$  связаны соотношением

$$КНД = \frac{2\pi}{\lambda^2} \cdot S \cdot КИП \cdot K_p, \quad (2.32)$$

где  $S$  - площадь раскрыва зеркала;  $\lambda$  - длина волны.

Произведение  $КИП \cdot K_p$  называется коэффициентом эффективности зеркальной антенны —  $K_{эф}$ . Чем больше ширина главного лепестка ДН облучателя, тем больше уровень поля на краю раскрыва зеркала  $\Delta$ , тем более равномерно распределение амплитуд на раскрыве и больше КИП. Однако при этом увеличивается часть мощности, излучаемой облучателем, которая попадает за пределы раскрыва зеркала, и уменьшается коэффициент перехвата мощности. В связи с этим при увеличении  $\Delta$  величина  $K_{эф}$  сначала растет за счет увеличения КИП, а затем, достигнув максимума, уменьшается за счет уменьшения  $K_p$ . Так же меняется и КНД при увеличении  $\Delta$ . Сказанное иллюстрируется графиками на рис.2.11.

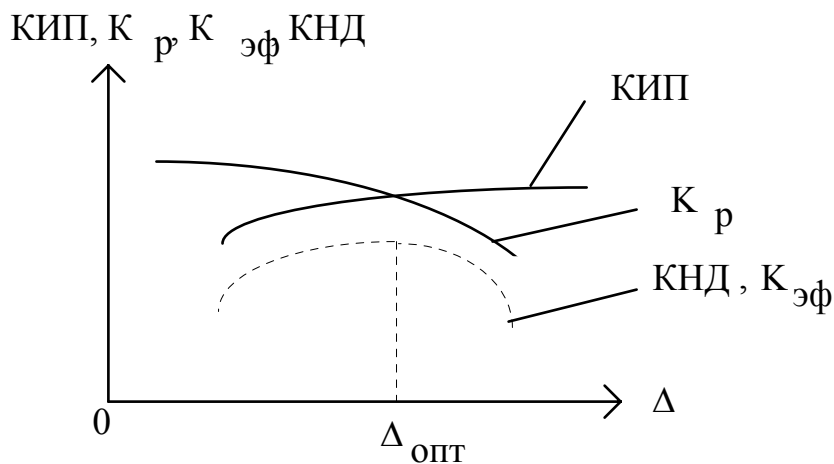


Рис.2.11. Зависимость КНД от амплитудного распределения поля на раскрыве зеркала

Величина  $\Delta_{опт}$ , соответствующая максимуму КНД, зависит от отношения фокусного расстояния  $f$  к диаметру зеркала  $D$ . Обычно применяются зеркала с  $\frac{f}{D} = 0,3 \dots 0,6$ . В этом случае  $\Delta_{опт} = 0,25 \dots 0,35$ .

При оптимальной величине  $\Delta$  ширина главного лепестка ДН определяется выражением



$$2\Theta_{0,5} = (60...70)^\circ \cdot \frac{\lambda}{D}. \quad (2.33)$$

Максимальный уровень боковых лепестков составляет -23...-24 дБ; КИП $\approx$ 0,9; К<sub>p</sub> $\approx$ 0,9.

**2.3.2. Основные соотношения для расчета.** Геометрические параметры параболической зеркальной антенны (см. рис.2.10) связаны соотношениями [8,10]:

$$\text{радиус-вектор} \quad r = \frac{2f}{1 + \cos \vartheta}; \quad (2.34)$$

прямоугольные координаты точки М на поверхности зеркала

$$x = r \cdot \cos \vartheta, \quad y = r \cdot \sin \vartheta. \quad (2.35)$$

Амплитудное распределение на раскрыве зеркала связано с диаграммой направленности облучателя. На участке от фокуса до поверхности зеркала от облучателя распространяется сферическая волна, в которой амплитуда уменьшается пропорционально  $\frac{1}{r}$ . На участке от поверхности зеркала до его раскрыва распространяется плоская волна, и ее амплитуда не меняется. Поэтому справедливо соотношение

$$A(x) = C \frac{F_{об}(\vartheta)}{r}, \quad (2.36)$$

где С - постоянная, зависящая от мощности, излучаемой облучателем. Если главный максимум диаграммы направленности облучателя ориентирован на вершину зеркала (точку О на рис.2.11), в центре раскрыва (при x=0) будет максимум амплитуды - A<sub>max</sub>. Поэтому с учетом (2.34) можно записать следующее выражение для нормированного к максимуму амплитудного распределения:

$$A(x) = \frac{F_{об}(\vartheta)(1 + \cos \vartheta)}{2f}. \quad (2.37)$$

В (2.37) координаты x и  $\vartheta$  связаны соотношением, следующим из (2.34, 2.35):

$$x = \frac{2f \cdot \sin \vartheta}{1 + \cos \vartheta}. \quad (2.38)$$

Облучатель зеркальной антенны с параболоидом полного профиля должен формировать осесимметричную диаграмму направленности, т.е. не зависящую от угла  $\varphi$  (см. рис.2.10). В этом случае амплитудное распределение также будет осесимметричным, т.е. будет зависеть только от полярной координаты  $\rho$  точки N на раскрыве (рис.2.12), и амплитудное распределение на раскрыве будет определяться формулой, следующей из (2.37):

$$A(\rho) = \frac{F_{об}(\vartheta)(1 + \cos \vartheta)}{2f}, \quad (2.39)$$

где

$$\rho = \frac{2f \cdot \sin \vartheta}{1 + \cos \vartheta}. \quad (2.40)$$

В соответствии с [6, 11] амплитудное распределение (2.39) аппроксимируется формулой (2.41), в которой  $\Delta$  - уровень подставки в амплитудном распределении на краю раскрыва зеркала, величина  $n=1,2,3$  определяет скорость спада амплитудного распределения от центра раскрыва к краю. Для большинства слабонаправленных антенн, используемых в качестве облучателей (волноводных, рупорных, антенн бегущей волны),  $n=1$ .

$$A(\rho) = \Delta + (1 - \Delta) \left[ 1 - \left( \frac{2c}{D} \right)^2 \right]^n. \quad (2.41)$$

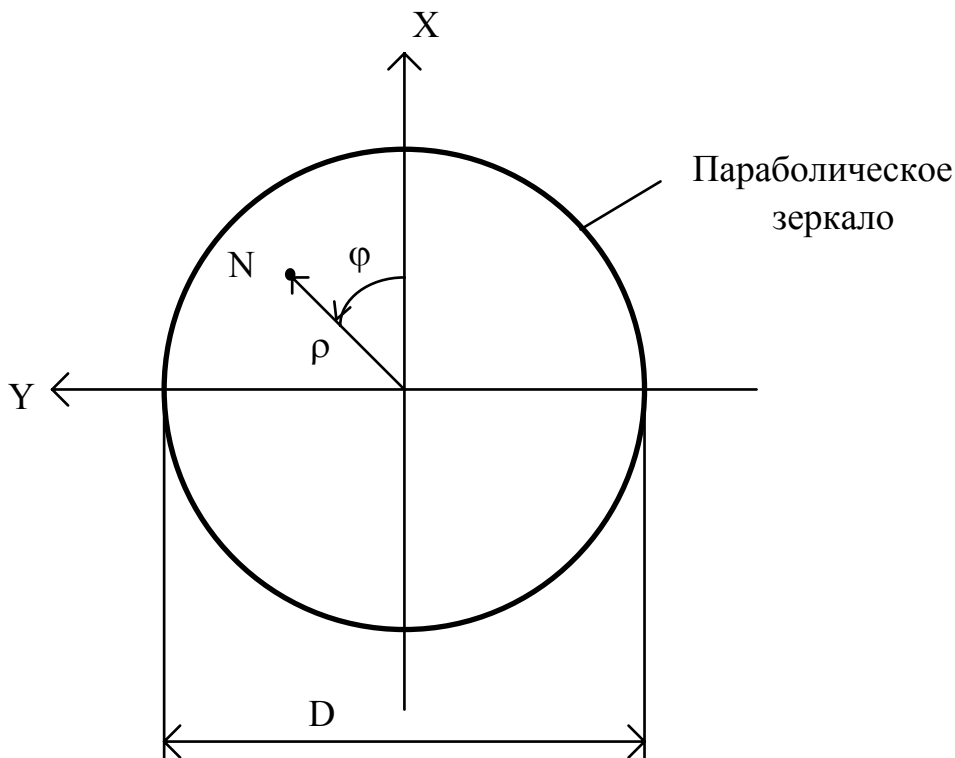


Рис.2.12. Система координат на раскрыве зеркала

Диаграмма направленности определяется общим выражением [6]

$$f(\theta) = f_1(\theta) \cdot f_c(\theta), \quad (2.42)$$

где  $f_1(\theta) = 1 + \cos \theta$  - диаграмма направленности элементарного излучателя Гюйгенса,  $f_c(\theta)$  - множитель системы.

Для амплитудного распределения (2.41) получена следующая формула, описывающая множитель системы [6, 11]:

$$f_c(\theta) = \left| \Delta \cdot \Lambda_1(\Psi) + \frac{1-\Delta}{n+1} \Lambda_{n+1}(\Psi) \right|, \quad (2.43)$$

где  $\Psi = \frac{\pi D}{\lambda} \sin \theta$ ;  $\Lambda_1(\Psi)$ ,  $\Lambda_{n+1}(\Psi)$  - лямбда-функции порядка  $m=1$  и  $m=n+1$ ,

60

выражаемые через функции Бесселя первого рода  $J_m(\Psi)$  формулой:

$$\Lambda_m = \frac{m!}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^m} J_m. \quad (2.44)$$

Все лямбда-функции при  $\Psi=0$  равны единице.

*Коэффициент использования поверхности* определяется общим выражением [6]:

$$\text{КНД} = \frac{\left| \int_0^{D/2} A(\rho) \cdot \rho \cdot d\rho \right|^2}{S \int_0^{D/2} A^2(\rho) \cdot \rho \cdot d\rho}, \quad (2.45)$$

где  $S = \frac{\pi D^2}{4}$  - площадь раскрыва зеркала.

В выражении (2.45) удобно произвести численное интегрирование, используя в качестве  $A(\rho)$  значения, определяемые выражениями (2.39, 2.40).

*Коэффициент перехвата мощности*  $K_p$  в соответствии с (2.31) выражается через мощности  $P_3$  и  $P_{об}$ . Эти мощности в соответствии с теоремой Умова-Пойнтинга определяются формулами:

$$P_3 = \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\vartheta_0} \Pi(\vartheta, \varphi) \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi, \quad (2.46)$$

$$P_3 = \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\vartheta_p} \Pi(\vartheta, \varphi) \cdot \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi, \quad (2.47)$$

где  $\Pi(\vartheta, \varphi) = \frac{E^2(\vartheta, \varphi)}{240\pi}$  - вектор плотности потока мощности волны, излучаемой облучателем,  $E(\vartheta, \varphi)$  - амплитуда поля этой волны в направлении  $\vartheta, \varphi$ .

Учитывая, что амплитуда поля облучателя пропорциональна нормированной диаграмме  $F_{об}(\vartheta)$  и что при осесимметричной диаграмме направленности облучателя (не зависящей от  $\varphi$ ) интеграл по  $\varphi$  равен  $2\pi$ , из выражений (2.31, 2.46 и 2.47) получаем для коэффициента перехвата мощности выражение (2.48).

$$K_p = \frac{\int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\vartheta_0} F_{об}^2(\vartheta) \cdot \sin\vartheta \cdot d\vartheta}{\int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\vartheta_p} F_{об}^2(\vartheta) \cdot \sin\vartheta \cdot d\vartheta} \quad (2.48)$$

Интегралы в (2.48) необходимо находить численно по диаграмме направленности облучателя.

**2.3.3. Зависимость параметров зеркальной антенны от положения облучателя относительно фокуса.** Параметры зеркальной антенны зависят от положения облучателя относительно фокуса. При смещении облучателя из фокуса меняется амплитудное и фазовое распределение поля на раскрыве зеркала. В большей степени на параметры зеркальной антенны влияет фазовое распределение. Рассмотрим, к каким изменениям параметров антенны ведет смещение облучателя из фокуса.

*Смещение облучателя в фокальной плоскости.* Фокальной называется плоскость, проходящая через фокус и параллельная плоскости раскрыва. На рис.2.13 показана зеркальная антенна, в которой облучатель смещен вдоль оси X на величину  $X_0$ .

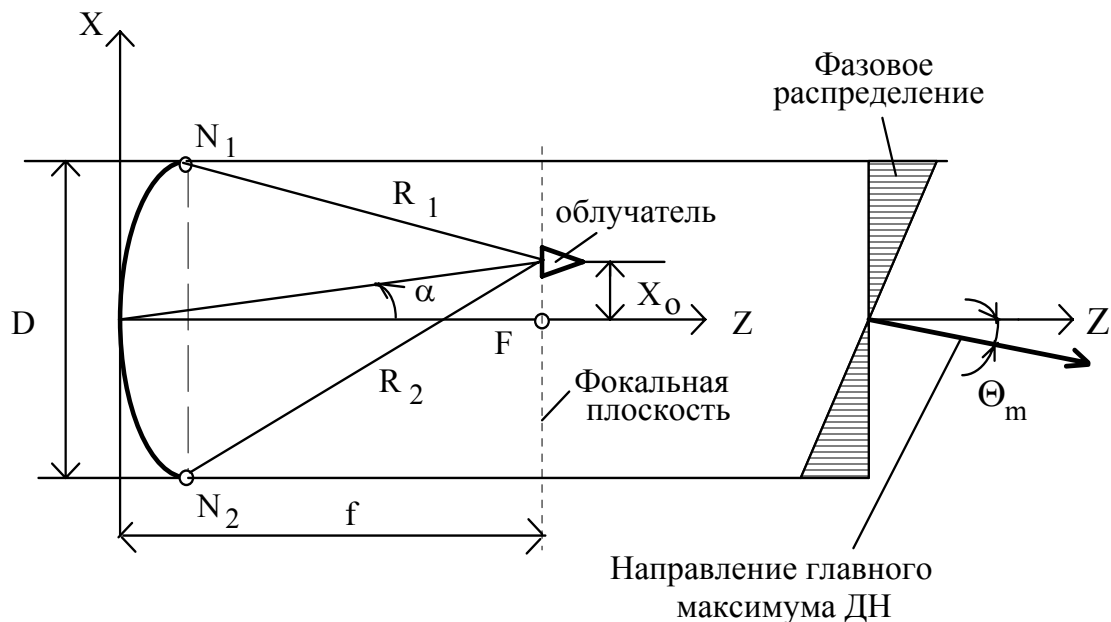


Рис.2.13. Зеркальная антенна со смещенным облучателем

Как видно, в этом случае расстояние  $R_1$  от точки расположения облучателя до верхнего края зеркала (точки  $N_1$ ) меньше, чем расстояние  $R_2$  - от точки расположения облучателя до нижнего края зеркала (точки  $N_2$ ). Поэтому фаза поля на раскрыве в точке  $N_2$  отстает, а в точке  $N_1$  опережает фазу поля в точке центра раскрыва. Фазовое распределение на раскрыве становится близким к линейному и показано на рис.2.13. В результате главный максимум ДН зеркала отклоняется в сторону уменьшения фазы на раскрыве, т.е. в

сторону, противоположную смещению облучателя. На рис.2.13 показан угол отклонения облучателя от фокальной оси  $\alpha$  и угол отклонения главного максимума ДН зеркала  $\Theta_m$ . Отношение  $\Theta_m/\alpha$  называется коэффициентом редукции  $K_{ред}$ . Этот коэффициент меньше единицы, так как при смещении облучателя в фокальной плоскости на раскрыве появляется не только линейное фазовое распределение, но и кубическое, которое приводит к противоположному смещению главного максимума ДН зеркала и росту боковых лепестков. На рис.2.14 фазовое распределение поля на раскрыве зеркала при смещении облучателя в фокальной плоскости показано более точно. Показано также его представление в виде суммы линейного и кубического фазовых распределений.

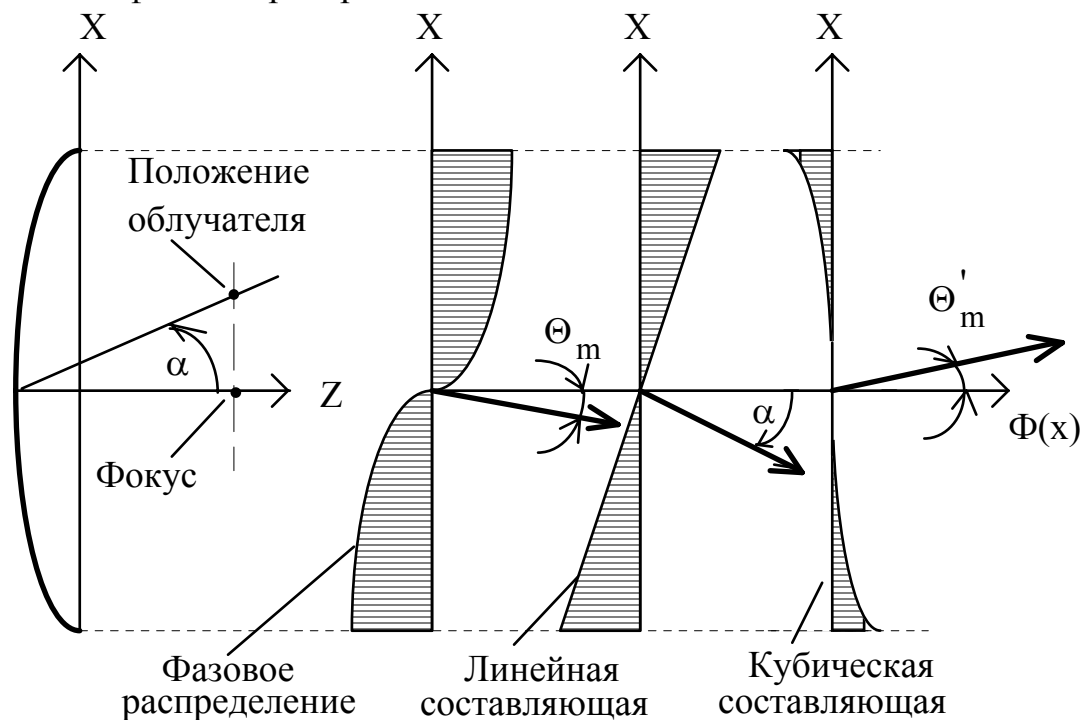


Рис.2.14. Составляющие фазового распределения на раскрыве зеркала

Линейное фазовое распределение приводит к отклонению главного максимума диаграммы направленности на угол  $\alpha$  в сторону убывания фазы на раскрыве зеркала. Кубическое фазовое распределение приводит к отклонению главного максимума на угол  $\Theta'_m$  и тоже в сторону убывания фазы на раскрыве (для кубического фазового распределения). В результате главный максимум диаграммы направленности зеркала отклоняется в сторону, противоположную смещению облучателя с фокальной оси на угол  $\Theta_m = \alpha - \Theta'_m$ . Чем больше отношение фокусного расстояния  $f$  зеркала к его диаметру  $D$  (чем менее глубокое зеркало), тем меньше кубическая составляющая фазового распределения, меньше угол  $\Theta'_m$ , коэффициент редукции — ближе к единице. Для плоского зеркала в соответствии с законом отражения  $\Theta'_m = 0$  и  $\Theta_m = \alpha$ .

Обычно используются параболические зеркала с  $f/D=0,3\dots0,5$ . Для таких зеркал величина  $K_{ред} \approx 0,8\dots0,9$ , если  $\Theta_m$  не более 2...3 значений ширины главного лепестка ДН зеркала.

Перемещение ДН антенны в пространстве за счет смещения облучателя называется электромеханическим сканированием.

*Смещение облучателя вдоль фокальной оси.* На рис.2.15 показано смещение облучателя вдоль фокальной оси - оси  $Z$  на величину  $Z_0$ .

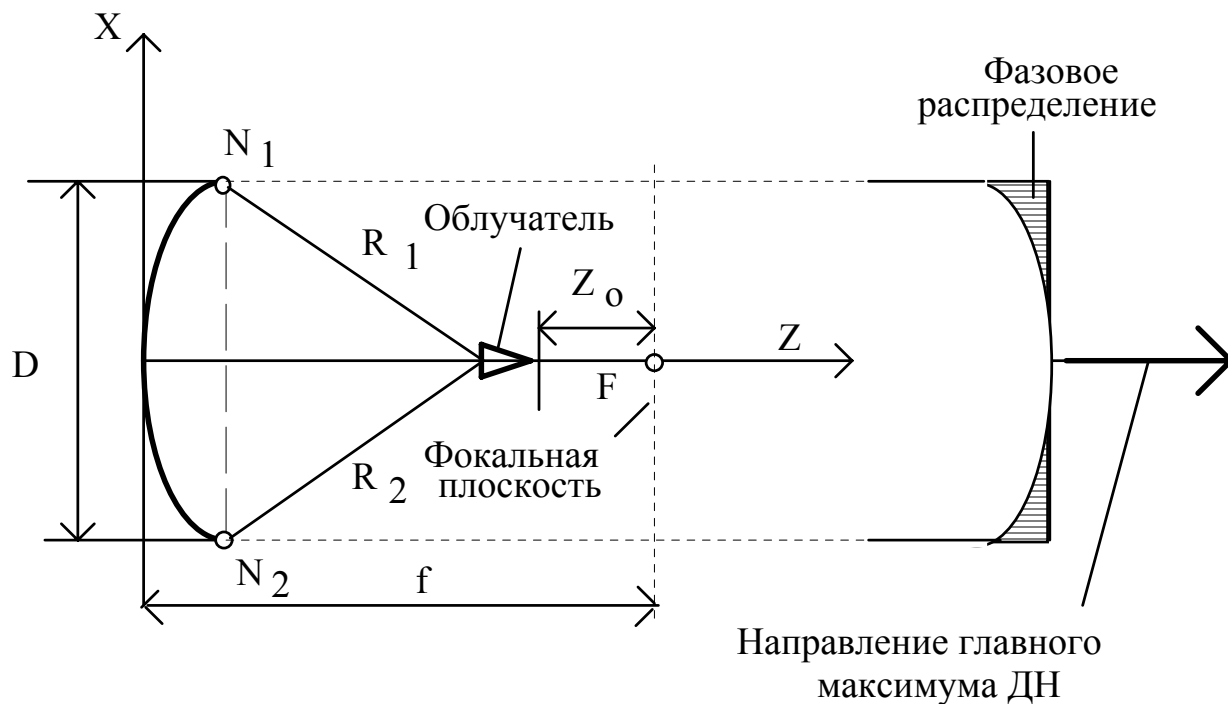


Рис.2.15. Смещение облучателя вдоль фокальной оси зеркала

При таком смещении в точках  $N_1$  и  $N_2$  фазы поля на раскрыве будут одинаковыми, но будут отставать от фазы поля в центре раскрыва и фазовое распределение на раскрыве будет близко к квадратичному. В результате КИП и КНД уменьшатся, главный лепесток ДН расширится, направление главного максимума в пространстве не изменится ( $\Theta_m=0$ ), уровень боковых лепестков возрастет. Показано, что нежелательными изменениями параметров зеркальной антенны можно пренебречь, если максимальная квадратичная фазовая ошибка на краю раскрыва зеркала не превосходит  $45^\circ$ , что соответствует смещению облучателя вдоль фокальной оси на  $Z_0 \approx \frac{\lambda}{16}$ . На эту величину можно ориентироваться при решении вопроса о точности размещения облучателя вдоль фокальной оси зеркала.

**2.3.4. Зеркальные антенны с отражателями в виде вырезов из параболоида вращения.** В зеркальной антенне с параболоидом полного профиля облучатель расположен в максимуме поля волны, отраженной от зеркала. Это приводит к тому, что часть мощности, отраженной от зеркала

волны, попадает в облучатель и в линию, возбуждающую облучатель. В результате ухудшается согласование облучателя с линией передачи. Это явление называется реакцией зеркала на облучатель. Одним из способов уменьшения реакции зеркала является применение в качестве зеркала несимметричной вырезки из параболоида вращения. Кроме того, вырезки из параболоида вращения используются для формирования диаграмм направленности с разной шириной главного лепестка в двух ортогональных плоскостях. На рис.2.16 показана несимметричная внеосевая вырезка (заштрихована).

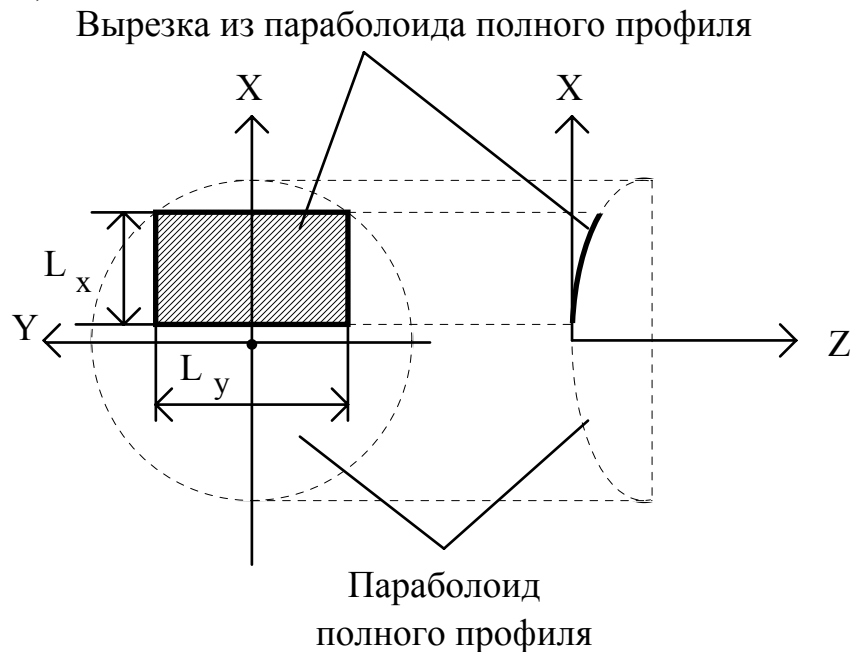


Рис.2.16. Несимметричная внеосевая вырезка из параболоида вращения

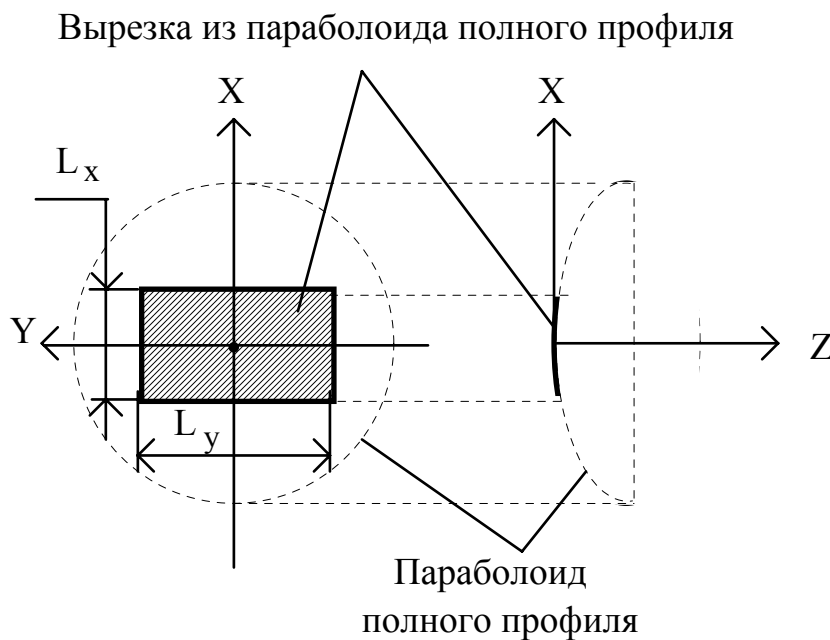


Рис. 2.17. Симметричная вырезка из параболоида вращения

На рис.2.17 показана симметричная осевая вырезка из параболоида вращения. На рис.2.18 показан ход лучей в зеркальной антенне с

несимметричной внеосевой вырезкой из параболоида вращения и диаграмма направленности облучателя.

Форма контура вырезки может быть прямоугольной, эллиптической, овальной. Обычно форма соответствует постоянному на контуре уровню поля облучателя. Этот уровень выбирается либо для обеспечения максимума КНД - приблизительно 0,3 от максимума в центре раскрыва или -10 дБ по отношению к максимуму. На рис.2.16 и 2.17 показаны размеры вырезки вдоль осей X и Y -  $L_x$  и  $L_y$ .

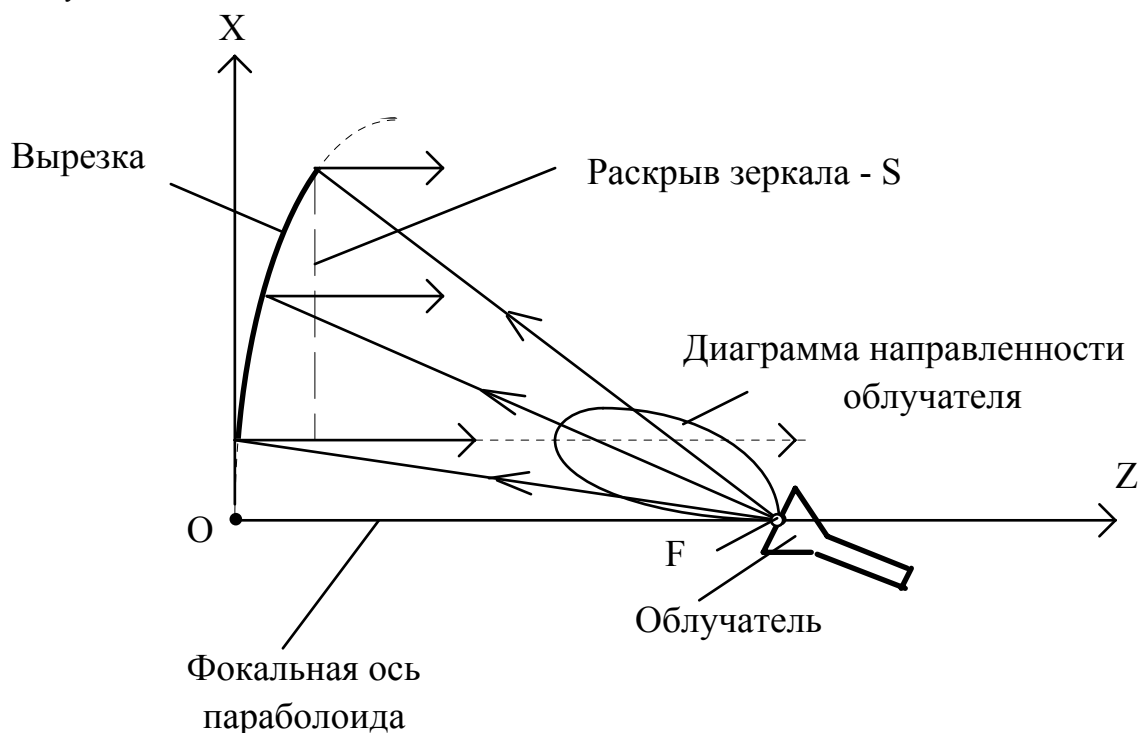


Рис.2.18. Ход лучей в антенне с внеосевой вырезкой из параболоида вращения

На рис.2.18 показаны точка O - вершина параболоида и точка F -фокус параболоида. Как видно, все лучи волны, отраженной от зеркала, проходят мимо облучателя.

На раскрыве зеркал в виде вырезок из параболоида вращения (поверхность S на рис.2.18) фазовое распределение равномерное, амплитудное распределение делается комбинированным, спадающим к краям зеркала до уровня  $\Delta$ , и, по возможности, симметричным относительно центра раскрыва. Это достигается выбором ширины главного лепестка диаграммы направленности облучателя и ориентацией главного максимума диаграммы направленности относительно фокальной оси зеркала. Поскольку расстояния от фокуса до нижней и верхней кромок вырезки разные, не удастся сделать амплитудное распределение точно симметричным относительно центра раскрыва. Асимметрия амплитудного распределения приводит к некоторому расширению главного лепестка диаграммы направленности антенны и к росту боковых лепестков. Несимметричные вырезки обычно используются, если размер раскрыва не превосходит  $(50-60)\lambda$ .



Параметры зеркальной антенны с вырезкой из параболоида вращения рассчитываются в следующем порядке.

1. По заданным значениям ширины главного лепестка диаграммы направленности в плоскостях XZ и YZ -  $2\Theta_{0,5}^x$  и  $2\Theta_{0,5}^y$  и заданной длине волны с помощью выражения  $2\Theta_{0,5}^{x,y} \approx 65^\circ \frac{\lambda}{L_{x,y}}$ , что соответствует уровню подставки на краю раскрыва зеркала  $\Delta \approx 0,3$ , определяются размеры раскрыва вырезки  $L_x$  и  $L_y$ .

2. По формулам (2.42, 2.43) рассчитываются диаграммы направленности в плоскостях XZ и YZ, полагая в первом случае  $D=L_x$ , во втором случае  $D=L_y$ .

3. По формулам (2.32, 2.45, 2.48) рассчитывается КНД сначала для параболоида вращения полного профиля с диаметром  $D=L_x$  — КНД<sub>x</sub>, затем для параболоида полного профиля с диаметром  $D=L_y$  — КНД<sub>y</sub>. Далее КНД определяется как среднее геометрическое значений КНД<sub>x</sub> и КНД<sub>y</sub>. Расчет будет приближенным, но достаточно точным для инженерной практики. Более точный расчет диаграмм направленности и КНД можно произвести, используя метод эквивалентной линейной антенны [6].

Вырезки из параболоида вращения применяются, если ширина главного лепестка в двух плоскостях различается не более чем в 4-5 раз.

**2.3.5. Параболоцилиндрическая антенна (ПЦА)** используется, если ширина главного лепестка в двух плоскостях различается более чем в 4-5 раз. В такой антенне в качестве зеркала применяются параболический цилиндр. Схематически антенна показана на рис.2.19.

Параболический цилиндр образуется при параллельном перемещении прямой (образующей параболического цилиндра) по параболе (направляющей параболического цилиндра). Плоскость YZ на рис.2.19 называется плоскостью образующей - в ней цилиндр не имеет криволинейного профиля. Плоскость XZ называется плоскостью направляющей или плоскостью профиля. В этой плоскости профиль цилиндра параболический. В отличие от параболоида вращения параболический цилиндр имеет фокальную линию, а не точку фокуса. На рис.2.19 показаны:  $f$  - фокусное расстояние цилиндра (фокусное расстояние параболы -направляющей цилиндра);  $L_x$ ,  $L_y$  - размеры раскрыва цилиндра в плоскости профиля и в плоскости образующей.

В качестве облучателя цилиндра используются линейные антенны (антенные решетки, секториальные рупорные антенны), излучающие волны с цилиндрическим фронтом. Причем в плоскости образующей (YZ) зеркало (параболический цилиндр) не изменяет диаграмму направленности облучателя и только изменяет направление главного максимума на  $180^\circ$ . В плоскости профиля (XZ) происходит трансформация цилиндрического фронта волны облучателя в плоский. В результате на раскрыве зеркала фазовое распределение становится равномерным, если облучатель расположен на фокальной линии.

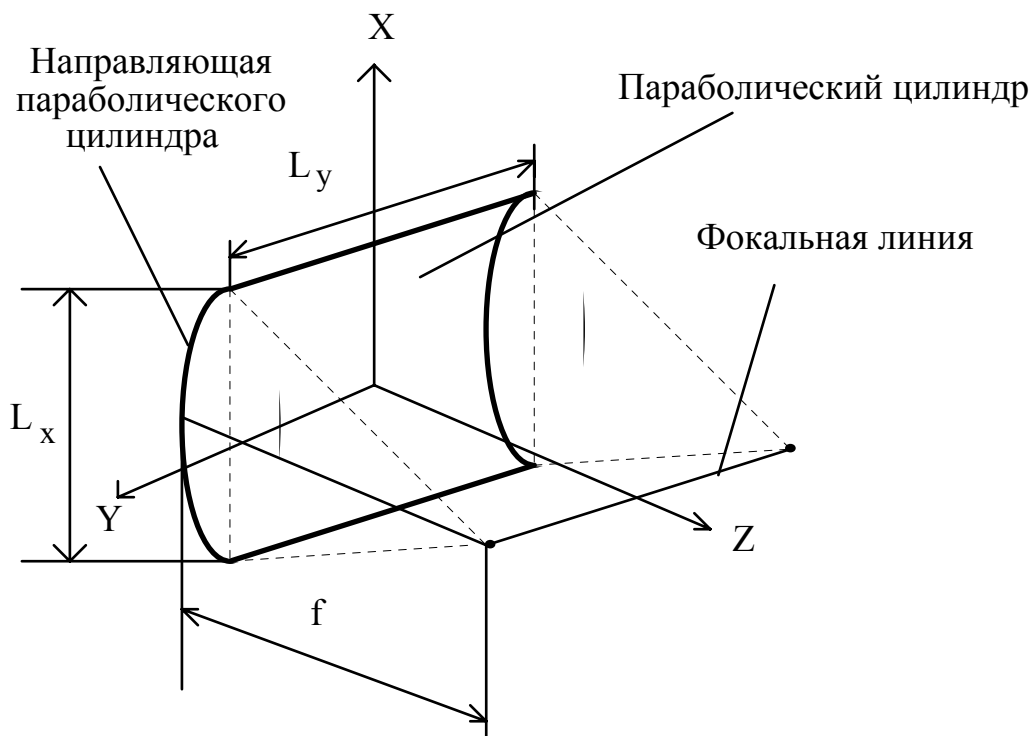


Рис.2.19. Параболический цилиндр

Амплитудное распределение в плоскости профиля делается комбинированным, спадающим к краям раскрыва до уровня  $\Delta$  путем подбора размеров облучателя. В плоскости образующей амплитудное распределение такое же, как на облучателе вдоль оси  $Y$ .

В целом амплитудно-фазовое распределение - разделяющееся по осям  $X$  и  $Y$ . Поэтому диаграмма направленности в плоскости  $YZ$  такая же, как у облучателя в этой плоскости, с максимумом, ориентированным вдоль оси  $Z$  (за счет отражения от зеркала). В плоскости  $XZ$  диаграмма направленности такая же, как у линейной антенны длиной  $L_x$  с комбинированным амплитудным и равномерным фазовым распределением [6].

Пересчет диаграммы направленности облучателя в плоскости  $XZ$  в амплитудное распределение на раскрыве зеркала в этой плоскости производится аналогично зеркальной антенне с параболоидом полного профиля с учетом того, что в цилиндрической волне облучателя амплитуда поля в зависимости от расстояния  $r$  меняется по закону  $\frac{1}{\sqrt{r}}$ . Следовательно, вместо выражения (2.36) необходимо использовать выражение (2.49) и следующие из него:

$$A(x) = C \frac{F_{об}(\vartheta)}{\sqrt{r}}. \quad (2.49)$$

Аппроксимация амплитудного распределения в линейной антенне и соответствующие формулы для диаграммы направленности рассмотрены в [6].

Параболоцилиндрические антенны для уменьшения реакции зеркала на облучатель также делаются с внеосевыми вырезками.

Сканирование в параболоцилиндрических антеннах осуществляется в плоскости образующей (YZ) за счет использования в линейном облучателе вдоль оси Y линейного фазового распределения.

**2.3.6. Двухзеркальные антенны.** Однозеркальная антенна имеет существенный недостаток, который проявляется особенно ощутимо, если фокусное расстояние значительно больше длины волны. Недостаток заключается в том, что к облучателю необходимо подводить возбуждающую линию большой волновой длины, идущую к передатчику или к приемнику. При больших волновых размерах антенны эта линия получается большой длины, находится в поле волны, отраженной от зеркала, затеняет часть раскрыва, на ней происходит рассеяние поля, что ведет к росту боковых лепестков. Кроме того, в сканирующих зеркальных антеннах перемещение облучателя относительно фокуса требует перемещения и линии, что ведет к усложнению конструкции антенны. Для устранения этого недостатка используют двухзеркальные антенны. На рис.2.20 и 2.21 показаны две основные схемы построения таких антенн: типа Кассегрена и типа Грегори соответственно.

*Двухзеркальная антенна Кассегрена* состоит из трех основных элементов: главного зеркала (рефлектора) - параболоида вращения полного профиля, вспомогательного зеркала (контррефлектора) - гиперboloида полного профиля и облучателя. В качестве облучателя используются рупорные антенны, антенны бегущей волны, антенные решетки.

На рис.2.20 показан ход лучей в антенне. Принцип работы антенны заимствован из оптики и заключается в следующем. Гиперboloид имеет два фокуса. Дальний фокус (точка  $F_1$  на рис.2.20) совмещается с фазовым центром облучателя, излучающего сферическую волну. Ближний фокус совмещается с фокусом параболоида (точка F на рис.2.20). Волна, излученная облучателем, отражается от гиперboloида и падает на поверхность параболоида. Причем лучи волны, отраженной от гиперboloида, идут как бы из ближнего фокуса гиперboloида, т.е. из фокуса параболоида. Поэтому после отражения от поверхности параболоида, лучи становятся параллельными его фокальной оси, и на раскрыве параболоида (поверхности S на рис.2.20) устанавливается равномерное фазовое распределение поля, как в однозеркальной антенне с облучателем в ее фокусе. В двухзеркальной антенне линия передачи, возбуждающая облучатель, не находится в поле волны, отраженной от параболоида, и существенно короче, чем в однозеркальной антенне. Зеркальные антенны с большими волновыми размерами (диаметр параболоида  $D > 50\lambda$ ), как правило, строятся по двухзеркальной схеме Кассегрена. В такой антенне сканирование осуществляется наклоном гиперboloида и не связано с перемещением линии передачи или части ее.

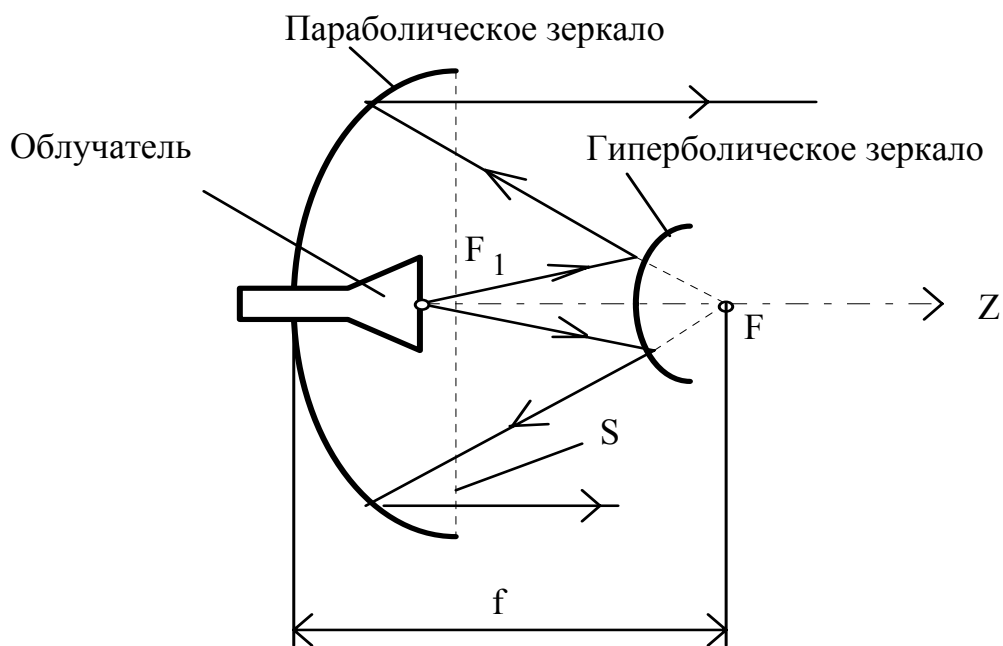


Рис.2.20. Двухзеркальная антенна типа Кассегрена

Двухзеркальная антенна Грегори отличается от антенны Кассегрена только конструкцией вспомогательного зеркала. В качестве него используется эллипсоид вращения полного профиля. Эллипсоид имеет два фокуса. Дальний (точка  $F_1$  на рис.2.21) совмещается с фазовым центром облучателя, ближний (точка  $F$  на рис.2.21) - с фокусом параболоида.

На рис.2.21 показан пунктиром эллипсоид вращения полностью, а его часть, используемая в качестве вспомогательного зеркала, выделена жирной линией.

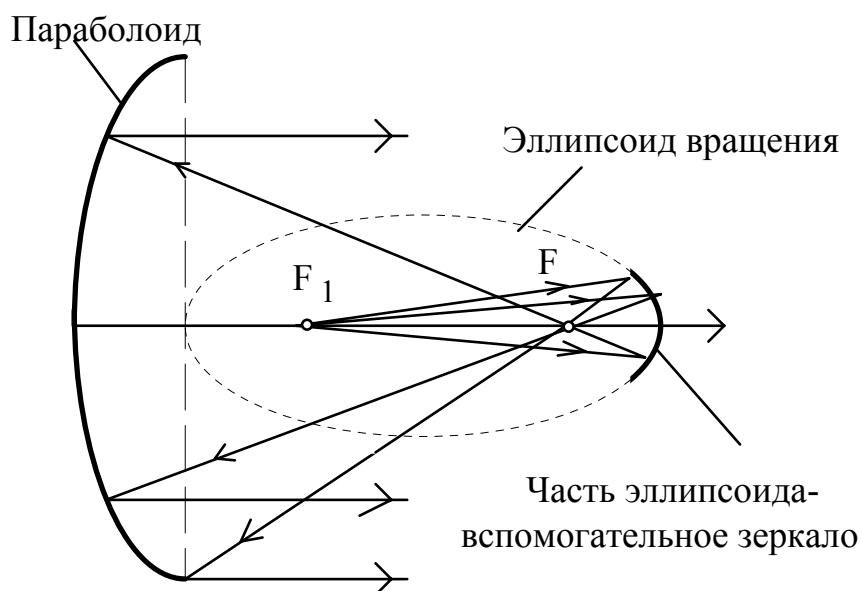


Рис.2.21. Двухзеркальная антенна типа Грегори

Лучи сферической волны, излученной облучателем, после отражения от эллипсоида проходят через его ближний фокус, т.е. через фокус параболоида.

Следовательно, на раскрыве параболоида фазовое распределение будет равномерным.

Продольный размер антенны, построенной по схеме Грегори, больше, чем антенны, построенной по схеме Кассегрена. Поэтому практически всегда двухзеркальная антенна строится по схеме Кассегрена.

### 2.3.7. Основные соотношения для расчета антенны Кассегрена.

Геометрия антенны поясняется рис.2.22, где обозначено:

- $D_p$  - диаметр параболоида;
- $D_g$  - диаметр гиперboloида;
- $f$  - фокусное расстояние параболоида;
- $f_1$  - дальнее фокусное расстояние гиперboloида;
- $f_2$  - ближнее фокусное расстояние гиперboloида;
- $L$  - расстояние от вершины параболоида до фазового центра облучателя (дальнего фокуса гиперboloида);
- $\varphi_0$  - половина угла раскрыва гиперboloида из дальнего фокуса;
- $\vartheta_0$  - половина угла раскрыва параболоида;
- $\varphi, \rho$  - сферические координаты произвольной точки N на поверхности гиперboloида относительно его дальнего фокуса (точки  $F_1$  на рис.2.22);
- $\vartheta, r$  - сферические координаты произвольной точки M на поверхности параболоида относительно его фокуса (точки F на рис.2.22);
- $H$  - глубина параболоида.

Указанные геометрические параметры связаны соотношениями [8]:

$$f_1 = f_2 \frac{e+1}{e-1}, \quad (2.50)$$

где  $e$  - эксцентриситет гиперboloида, выбираемый в пределах 1,3...1,8; от него зависит величина  $L$ , которая задается в пределах  $(0...0,5)H$ ;

отношение фокусного расстояния к диаметру параболоида берется в пределах  $\frac{f}{D_p} = 0,3...5$ ;

диаметр гиперboloида делается не более 0,2 диаметра параболоида;

$$H = \frac{D_p^2}{16 \cdot f}; \quad r = \frac{2f}{1 + \cos \vartheta} = \frac{f}{\cos^2 \vartheta}; \quad \rho = \frac{f_2 \cdot (1 + e)}{1 - e \cdot \cos \varphi}; \quad (2.53)$$

прямоугольные координаты точки M:  $x = r \cdot \sin \vartheta$ ,  $z = f - r \cdot \cos \vartheta$ ;

прямоугольные координаты точки N на поверхности гиперboloида относительно точки  $F_1$ :  $x = \rho \cdot \sin \varphi$ ,  $z = \rho \cdot \cos \varphi$ ;

угол  $\vartheta_0$  связан с диаметром и фокусным расстоянием параболоида выражением:  $D_p = 4f \cdot \operatorname{tg} \left( \frac{\vartheta_0}{2} \right)$ .

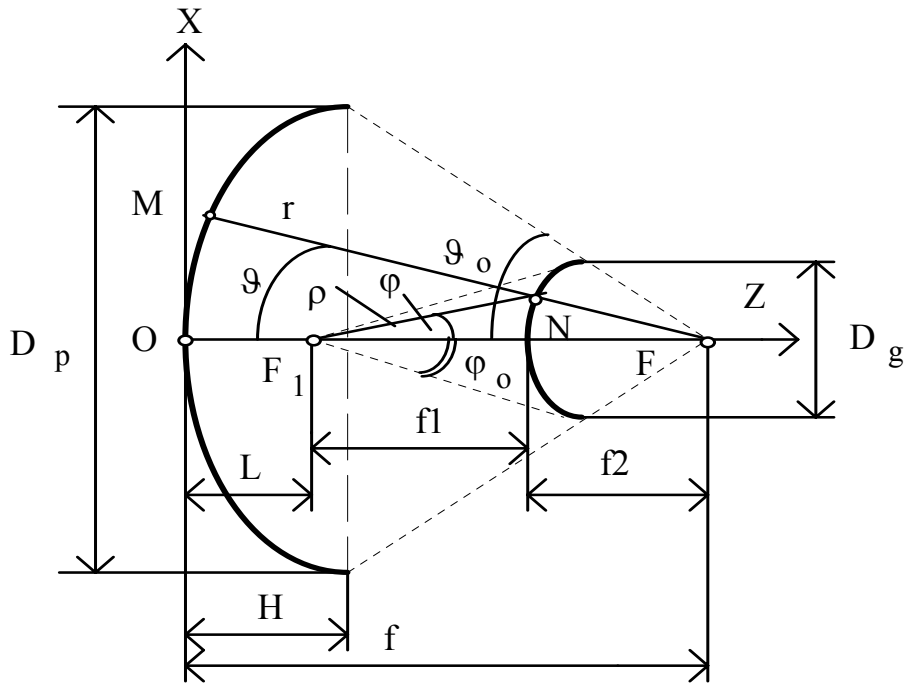


Рис.2.22. Геометрия двухзеркальной антенны Кассегрена

Амплитудное распределение на раскрытии параболоида  $A(x)$  выражается через диаграмму направленности облучателя  $F_{об}(\varphi)$ :

$$A(x) = B(\vartheta) \cdot F_{об}(\varphi), \quad (2.54)$$

где 
$$B(\vartheta) = \frac{(1+m)\cos^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right)}{1+m\cos\vartheta}, \quad \mu = \frac{2e}{1+e}.$$

Уровень подставки  $\Delta$  в амплитудном распределении на раскрытии выбирается из тех же соображений, что и в однозеркальной антенне.

Амплитудное распределение осесимметрично и аппроксимируется выражением (2.41). Далее расчет диаграммы направленности и КНД производится так же, как в однозеркальной антенне.

## 2.4. Линзовые антенны

**2.4.1. Общие свойства.** Линзовые антенны используются в диапазоне миллиметровых, сантиметровых волн и в коротковолновой части дециметрового диапазона в качестве средне- и высоконаправленных антенн. Принцип работы линзовой антенны заимствован из оптики. Простейшей линзовой антенной является антенна с осесимметричной замедляющей линзой, схематически показанная на рис.2.24.

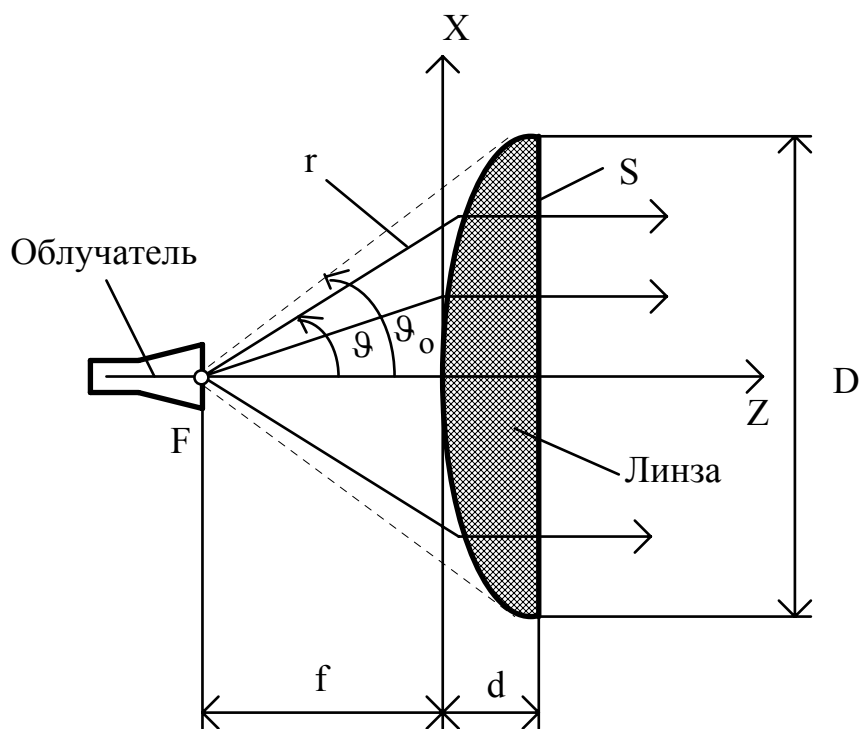


Рис.2.24. Линзовая антенна

На рис.2.24 обозначено: F - фокус линзы; f, D, d - фокусное расстояние, диаметр и толщина линзы;  $\Theta_0$  - половина угла раскрыва линзы из фокуса; S - поверхность раскрыва линзы.

Линзовая антенна состоит из двух основных элементов - облучателя и фокусирующей линзы. В качестве облучателя используются слабонаправленные излучатели (волноводные, рупорные, вибраторные, щелевые и др.). Линза может выполняться из диэлектрика с малыми потерями. На рис.2.24 показана линза с одной преломляющей поверхностью и ход лучей в антенне. На рис.2.24 эта поверхность обращена к облучателю. Фазовая скорость электромагнитной волны в материале линзы меньше скорости света в вакууме

(воздухе) и определяется выражением  $V_\phi = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$ , где c - скорость света в вакууме,  $\epsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость вакуума.

Отношение  $n = \frac{c}{V_\phi} = \sqrt{\epsilon}$  называется показателем преломления. Такая линза называется замедляющей.

Величина показателя преломления n для замедляющей линзы выбирается в пределах 1,1...1,5. При больших значениях n коэффициент отражения от поверхности линзы получается слишком большим, что ведет к уменьшению коэффициента усиления линзовой антенны и к росту боковых лепестков.

Помимо замедляющих линз, используются ускоряющие. В таких линзах  $V_\phi > c$  и  $n < 1$ . Ниже будет рассмотрено, как можно построить ускоряющую линзу. Пока лишь предварительно отметим, что ускоряющая фокусирующая линза, в отличие от замедляющей, должна быть вогнутой. Ускоряющая линза с

одной (освещенной) преломляющей поверхностью и ход лучей в ней показаны на рис.2.25.

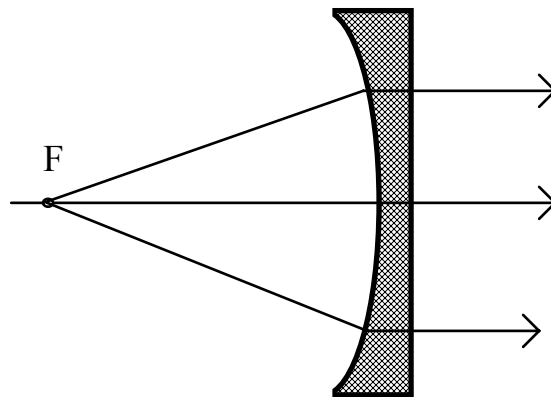


Рис.2.25. Ускоряющая линза

После преломления лучи, вдоль которых распространяется волна, становятся параллельными фокальной оси линзы - оси FZ на рис.2.24. Следовательно, осесимметричная линза в виде тела вращения превращает сферический фронт волны облучателя в плоский фронт на раскрыве линзовой антенны.

Как и для зеркальной антенны, для линзовой справедливо выражения:  
ширина главного лепестка диаграммы направленности

$$2\Theta_{0,5} = C_{0,5} \frac{\lambda}{D}, \quad (2.55)$$

где коэффициент  $C_{0,5}$  зависит от амплитудного распределения на раскрыве,  $D$  - диаметр линзы;

коэффициент направленного действия

$$\text{КНД} = \frac{4p}{\lambda^2} \cdot S \cdot \text{КИП} \cdot K_p, \quad (2.55)$$

где  $S$  — площадь раскрыва линзы; КИП - коэффициент использования поверхности раскрыва линзы;  $K_p$  - коэффициент перехвата мощности облучателя линзой.

КИП зависит от амплитудного распределения поля на раскрыве линзы,  $K_p$  - от диаграммы направленности облучателя и геометрических параметров линзы. В свою очередь, амплитудное распределение поля на раскрыве зависит от диаграммы направленности облучателя и геометрических параметров линзы.

Общие выражения для диаграммы направленности, КИП,  $K_p$ , полученные для зеркальной антенны, справедливы и для линзовой антенны. Необходимо лишь дополнительно рассмотреть связь между диаграммой



направленности облучателя и амплитудного распределения поля на раскрые. Эта связь зависит от типа линзы и ее геометрических параметров, в частности профиля ее преломляющей поверхности.

**2.4.2. Профиль преломляющей поверхности линзы.** Рассмотрим линзовую антенну, показанную на рис.2.26. Хотя на рис.2.26 и показана замедляющая линза, не будем задаваться ее типом и рассмотрим профиль при произвольном показателе преломления  $n$ . На рис.2.26 обозначено:

- F - фазовый центр облучателя;
- P - произвольная точка на преломляющей поверхности линзы;
- $r, \vartheta, \varphi$  - сферические координаты точки P (начало координат в точке F);
- $f$  - фокусное расстояние линзы (расстояние от фазового центра облучателя до точки O на вершине линзы);
- $d$  - толщина линзы;
- D - диаметр линзы для осесимметричной линзы, когда профиль не зависит от угла  $\varphi$ ;
- M - точка на теневой поверхности линзы (раскрые), расположенная на фокальной оси - линии FO;
- N - произвольная точка на теневой поверхности линзы.

Уравнение профиля линзы получим в системе координат  $r, \vartheta$  для произвольной точки P.

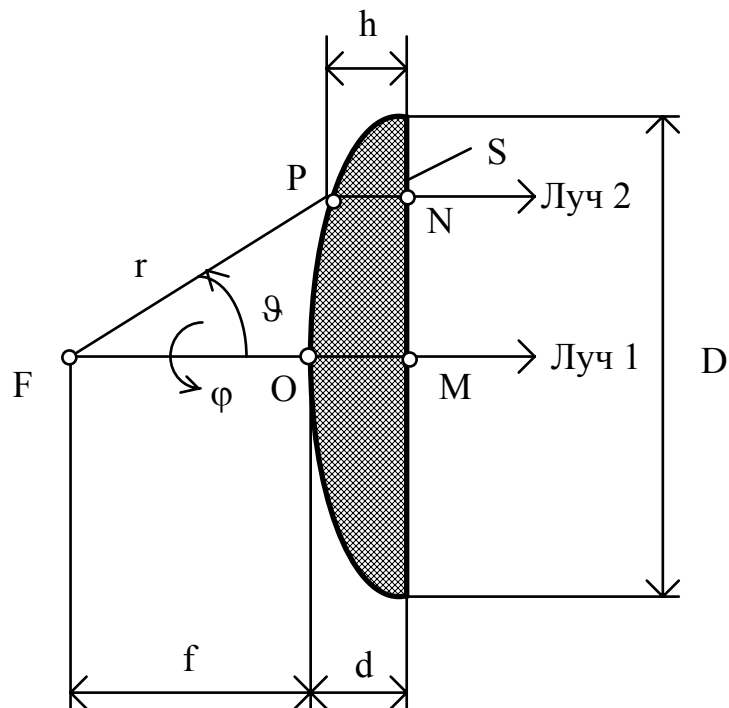


Рис.2.26. К выводу выражения для профиля линзы

При облучении преломляющей поверхности линзы из точки F сферической волной на раскрые линзы (поверхности S) все точки должны иметь одинаковые фазы. Это условие запишем в виде

$$\Psi_N = \Psi_M, \quad (2.56)$$

где  $\Psi_N, \Psi_M$  - фазы поля в точках N и M.

Получим выражения для этих фаз, считая, что фаза поля в точке F равна нулю.

В точку M волна попадает по лучу 1. При этом на участке пути между точками F и O волна распространяется в воздухе с коэффициентом фазы, равным  $k = \frac{\omega}{c}$  ( $\omega$  - круговая частота волны,  $c$  - фазовая скорость в воздухе - скорость света). На участке OM волна распространяется в материале линзы с фазовой скоростью  $V_\phi = \frac{c}{n}$ , большей или меньшей скорости света в зависимости от величины  $n$  (для замедляющей линзы  $n > 1$ , для ускоряющей  $n < 1$ ). Коэффициент фазы этой волны равен  $\beta = \frac{\omega}{V_\phi}$ . Так как фаза волны в зависимости от пройденного расстояния меняется линейно, можно записать:

$$\Psi_N = k \cdot r + \beta \cdot h = \frac{\omega}{c}r + \frac{\omega}{V_\phi}h, \quad \Psi_M = k \cdot f + \beta \cdot d = \frac{\omega}{c}f + \frac{\omega}{V_\phi} \cdot d. \quad (2.57).$$

Подставляя (2.57) в (2.56) и умножая равенство на  $c$ , получим:  $r + n \cdot h = f + n \cdot d$ . Находим из этого равенства:

$$r = f + n \cdot (d - h). \quad (2.58)$$

Из рис.2.26 следует, что

$$d - h = r \cdot \cos \vartheta - f. \quad (2.59)$$

Подставляя (2.59) в (2.58) и находя из полученного равенства величину  $r$ , получим уравнения профиля преломляющей поверхности линзы:

для замедляющей линзы

$$r = f \frac{n - 1}{n \cos \vartheta}; \quad (2.60)$$

для ускоряющей линзы

$$r = f \frac{1 - n}{1 - n \cos \vartheta}. \quad (2.61)$$

Уравнение (2.60) описывает гиперболу (рис.2.27). Гипербола имеет два фокуса — F1 и F2 и две ветви — левую и правую. На рис.2.27 заштрихована линза, образованная правой ветвью и поверхностью S. Фокусом линзы является дальний фокус гиперболы по отношению к правой ветви - F1.

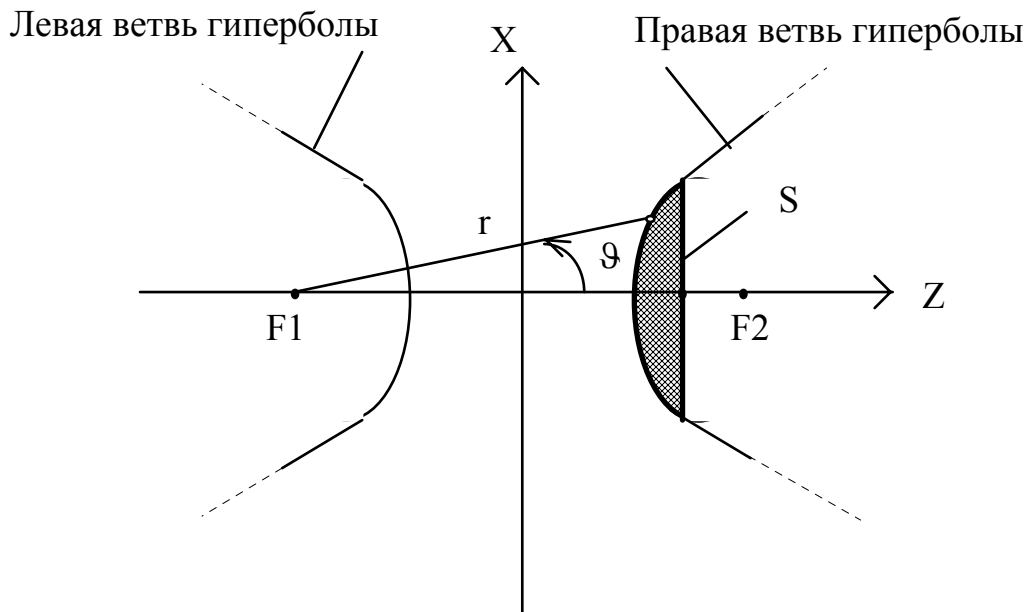


Рис.2.27. Образование профиля замедляющей линзы

Преломляющая поверхность осесимметричной линзы получается в результате вращения правой ветви вокруг оси Z.

Уравнение (2.61) описывает эллипс (рис.2.28). У эллипса два фокуса — F1 и F2. На рис.2.28 показано, как образуется ускоряющая линза (вогнутая). На рисунке она заштрихована. Фокусом линзовой антенны с ускоряющей линзой является фокус эллипса F1.

Помимо осесимметричных линз используются цилиндрические. На рис.2.29 показана линзовая антенна с цилиндрической замедляющей линзой. В такой линзе имеется фокальная линия F-F, на которой размещается линейный облучатель, как в параболоцилиндрической антенне. Облучатель излучает цилиндрическую волну. В плоскости XZ линза фокусирует излучение, т.е. трансформирует цилиндрический фронт волны облучателя в плоский на раскрые линзы S. В плоскости YZ линза не фокусирует, поэтому диаграмма направленности линзовой антенны в этой плоскости такая же, как у облучателя в этой плоскости. В качестве линейных облучателей используются те же антенны, что и в параболоцилиндрической антенне: секториальные рупоры, линейные антенные решетки.

На рис.2.29 показан полный угол раскрыва линзы из фокуса  $2\vartheta_0$ . От размеров раскрыва вдоль осей X и Y зависит ширина главного лепестка диаграммы направленности в плоскостях XZ и YZ. Размер раскрыва по оси YZ берется на 15-20% больше длины облучателя вдоль оси Y.

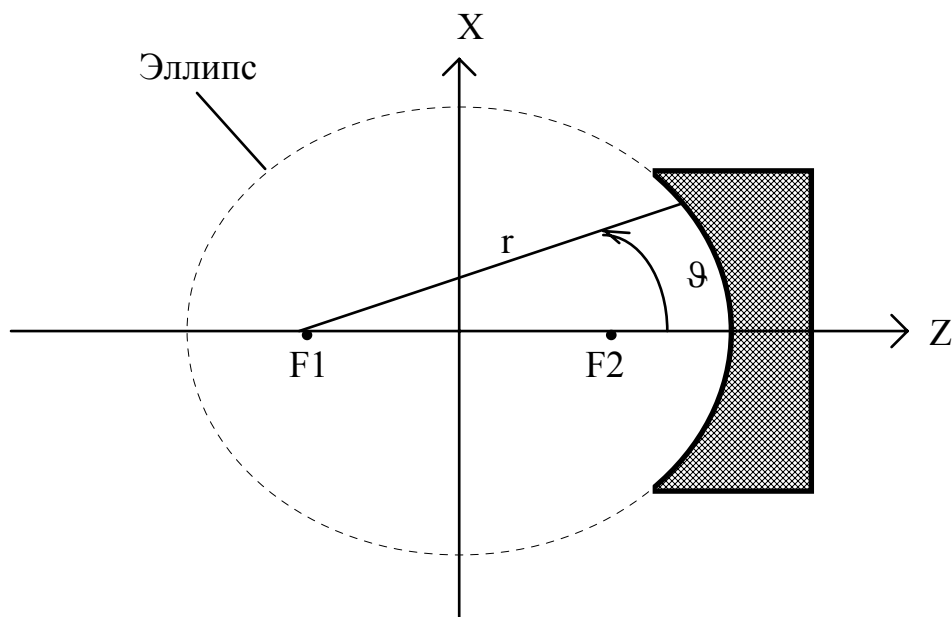


Рис.2.28. Образование профиля ускоряющей линзы

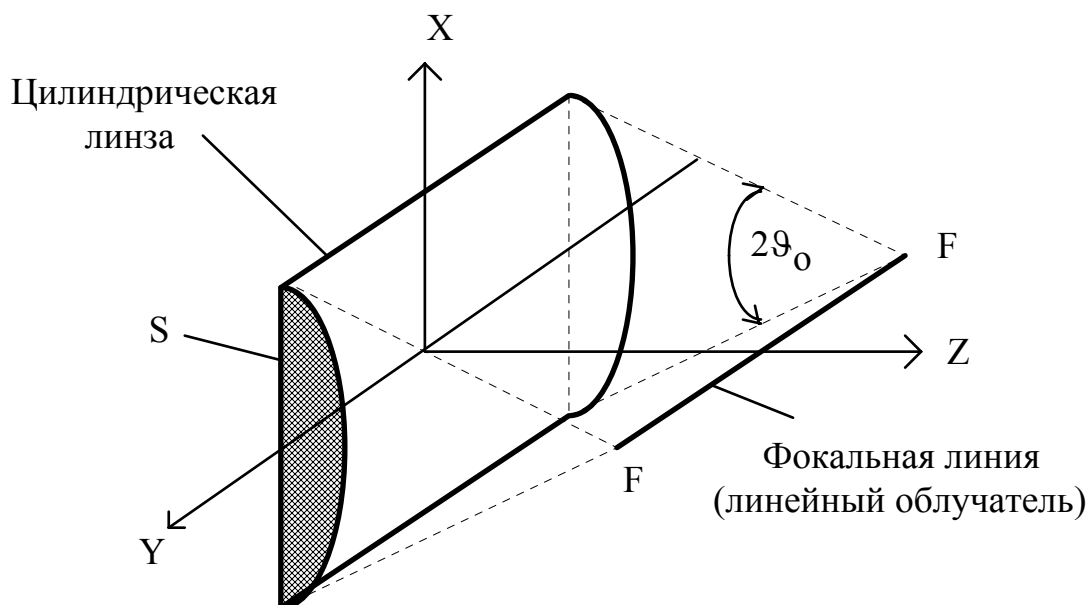


Рис.2.29. Линзовая антенна с цилиндрической линзой

**2.4.3. Амплитудное распределение поля на раскрытии линзы в плоскости профиля.** Амплитудное распределение поля зависит от диаграммы направленности облучателя и угла раскрытия линзы  $\theta_0$ . Рассмотрим связь диаграммы направленности облучателя и амплитудного распределения поля на раскрытии линзы.

*Замедляющая линза.* На рис.2.30 показаны замедляющая линза и диаграмма направленности облучателя  $F_{об}(\theta)$ .

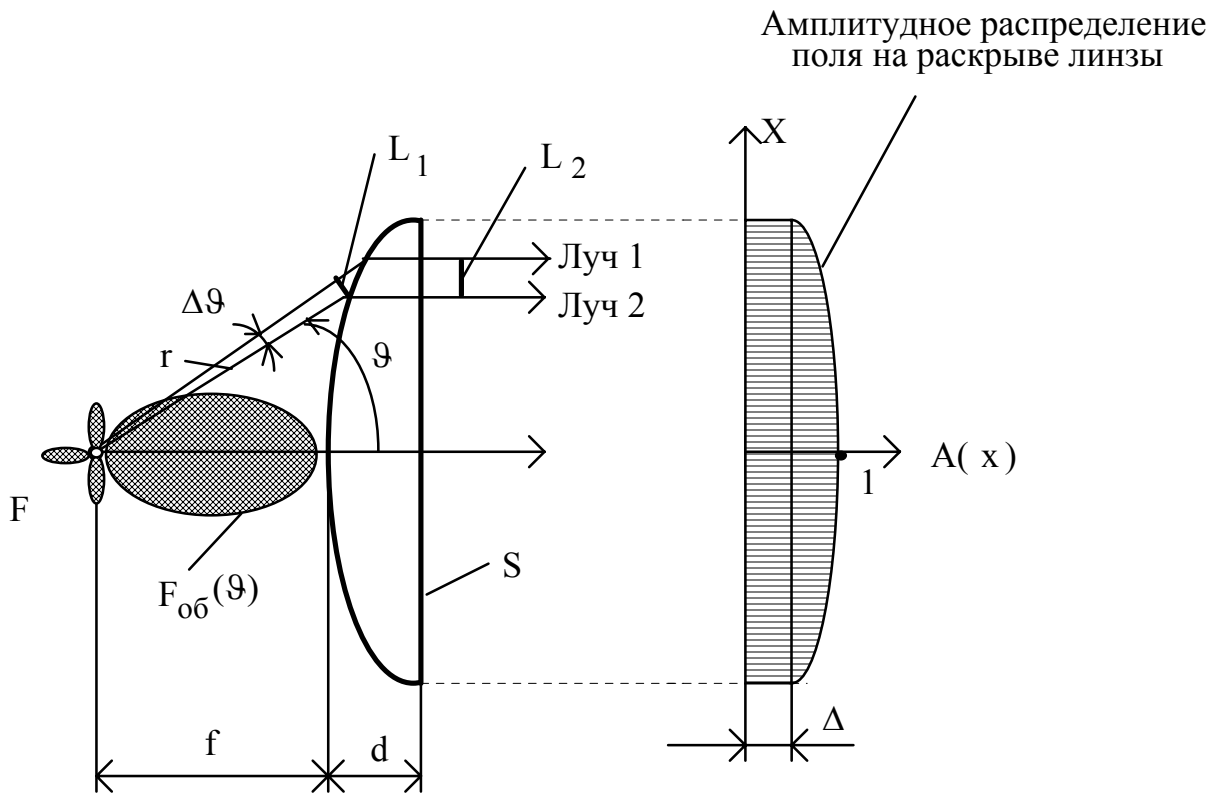


Рис.2.30. К рассмотрению амплитудного распределения на раскрыве замедляющей линзы

На рис.2.30 обозначены:

$A(x)$  - нормированное амплитудное распределение поля на раскрыве линзы;

два луча (луч 1 и луч 2), разнесенных по углу  $\vartheta$  на величину  $\Delta\vartheta$ ;

$L_1$  - линейное расстояние между лучами 1 и 2 до входа в линзу;

$L_2$  - линейное расстояние между лучами 1 и 2 после выхода из линзы.

Для осесимметричной линзы вместо  $x$  надо взять  $\rho$  - полярную радиальную координату точки на раскрыве (см. раздел «Зеркальные антенны»).

На амплитудное распределение поля на раскрыве влияют два фактора.

*Первый фактор.* В линзовой антенне с цилиндрической линзой на участке от фокуса  $F$  до точки на преломляющей поверхности распространяется цилиндрическая волна, поэтому амплитуда поля на этом участке меняется по закону  $\frac{1}{\sqrt{r}}$ . Причем величина  $r$  увеличивается с ростом угла  $\vartheta$ .

*Второй фактор.* После преломления расстояние между лучами 1 и 2 увеличивается, так как  $L_1 < L_2$ . В результате плотность потока мощности после преломления уменьшается, что ведет к уменьшению амплитуды поля волны после преломления.

В результате влияния указанных факторов уровень поля на краю раскрыва линзы  $\Delta$  будет меньше, чем соответствующий уровень диаграммы направленности облучателя под углом  $\vartheta$ .

Получена следующая формула, связывающая амплитудное распределение поля на раскрыве и диаграмму направленности облучателя [10]:

$$A(x) = F_{об}(\vartheta) \cdot A_1(\vartheta), \quad (2.62)$$

где

$$A_1(\vartheta) = \frac{n \cos \vartheta - 1}{\sqrt{(n-1)(n - \cos \vartheta)}}. \quad (2.63)$$

Координаты  $x$  и  $\vartheta$ , как это следует из рис.2.24, связаны соотношением

$$x = r \cdot \sin \vartheta, \quad (2.64)$$

координата  $r$  определяется формулой (2.60).

В антенне с осесимметричной линзой от фокуса до преломляющей поверхности распространяется сферическая волн, в которой амплитуда на этом участке меняется по закону  $\frac{1}{r}$ . Диаграмма направленности облучателя и амплитудное распределение поля на раскрыве связаны соотношением (2.62), но вместо величины  $A_1(\vartheta)$  надо взять  $A_2(\vartheta)$ :

$$A_2(\vartheta) = \frac{\sqrt{\frac{(n \cos \vartheta - 1)^3}{n - \cos \vartheta}}}{n - 1}. \quad (2.65)$$

*Ускоряющая линза.* На рис.2.31 показана ускоряющая линза с теми же обозначениями, что и на рис.2.30. Как видно, в этом случае  $L_1 > L_2$ , и после преломления плотность потока мощности волны возрастает, возрастает и амплитуда поля в волне. Следовательно, при одинаковых диаграммах направленности облучателя и одинаковых углах раскрыва линзы в ускоряющей линзе уровень подставки  $\Delta$  амплитудного распределения на краю раскрыва будет больше, чем в замедляющей линзе. Это позволяет использовать облучатель с более узким главным лепестком диаграммы направленности в линзовой антенне с ускоряющей линзой по сравнению с замедляющей линзой при одном и том же уровне  $\Delta$  и получить более высокий коэффициент перехвата мощности.

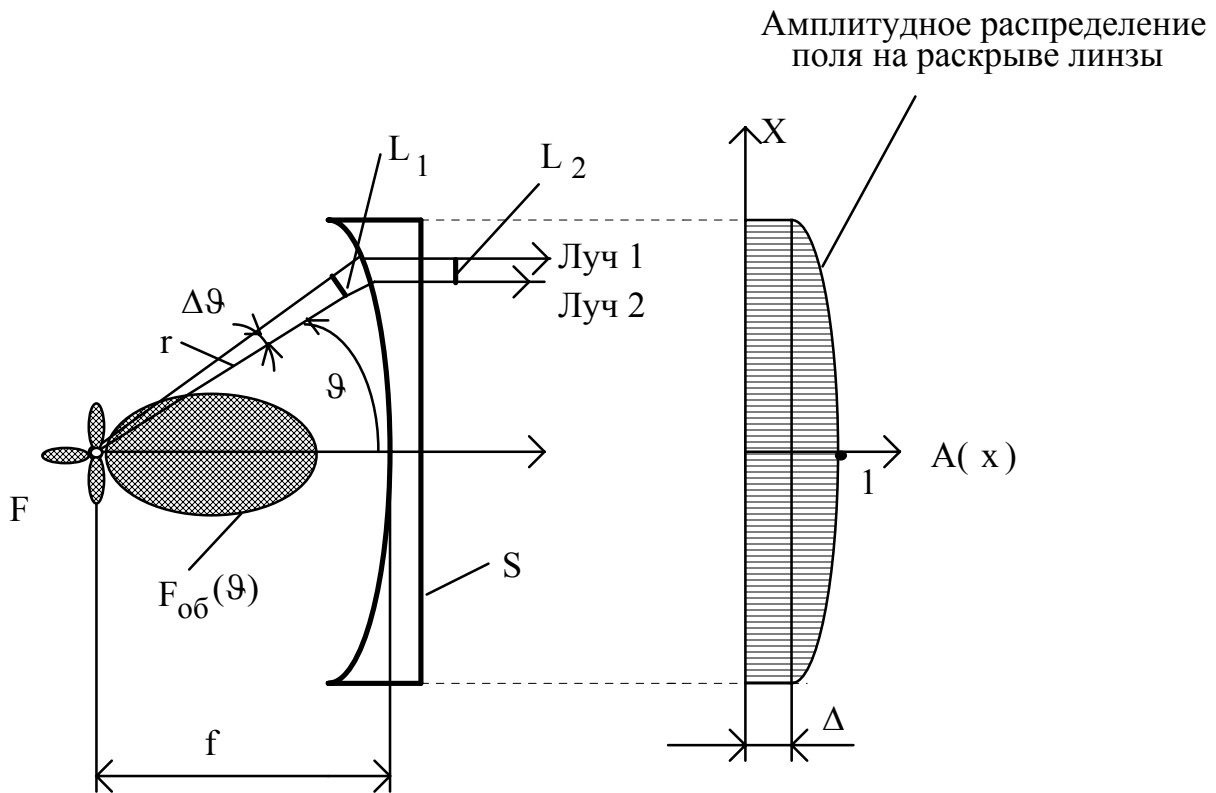


Рис.2.31. К рассмотрению амплитудного распределения на раскрыве ускоряющей линзы

Получено следующее выражение, связывающее диаграмму направленности облучателя и амплитудное распределение на раскрыве ускоряющей линзы [10]:

для цилиндрической линзы

$$A(x) = F_{об}(\vartheta) \cdot B_1(\vartheta), \quad (2.66)$$

где

$$B_1(\vartheta) = \frac{1 - n \cos \vartheta}{\sqrt{(1 - n)(\cos \vartheta - n)}}; \quad (2.67)$$

для осесимметричной линзы

$$A(x) = F_{об}(\vartheta) \cdot B_2(\vartheta), \quad (2.68)$$

где

$$B_2(\vartheta) = \frac{\sqrt{\frac{(1 - n \cos \vartheta)^3}{\cos \vartheta - n}}}{1 - n}. \quad (2.69)$$

По амплитудному распределению на раскрыве рассчитывается диаграмма направленности и КНД линзовой антенны так же, как для зеркальной антенны.

**2.4.4. Конструкции линзовых антенн.** Рассмотрим, как реализуется требуемый показатель преломления в замедляющей и ускоряющей линзах.

*Замедляющая линза.* Помимо диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , в качестве материала линзы используется так называемый искусственный диэлектрик - металлодиэлектрик. Такой материал представляет собой пенистый диэлектрик (например, пенистый полистирол - пенопласт) с  $\epsilon \approx 1$ , в который впрессованы металлические элементы в виде дисков, лент и т.д. Размеры этих элементов намного меньше длины волны, расстояние между ними значительно больше их размеров, но существенно меньше длины волны. На рис.2.32 схематически показан такой материал в виде диэлектрической среды с впрессованными металлическими дисками. В такой среде  $d \ll \lambda$ ,  $R \ll \lambda$ , причем  $R \ll d$ .

В обычном диэлектрике под воздействием переменного электрического поля электромагнитной волны поляризуются молекулы, в металлодиэлектрике — металлические элементы. Диэлектрическая проницаемость такой среды зависит от числа металлических элементов в единице объема -  $N$ , их формы и размеров. Для среды, показанной на рис.2.32, получено следующее выражение для показателя преломления [10]:

$$n = \sqrt{1 + N \frac{16 \cdot R^3}{3}}. \quad (2.70)$$

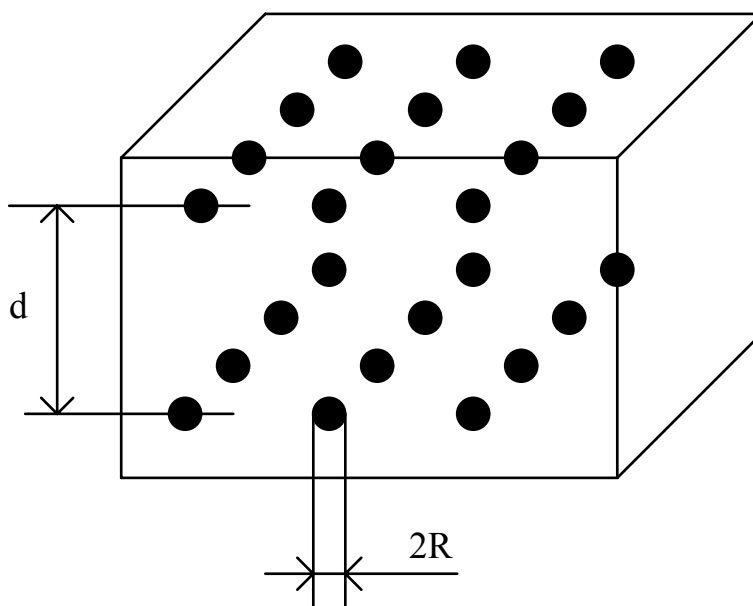


Рис.2.32. Металлодиэлектрик

*Ускоряющая линза.* Для получения показателя преломления  $n < 1$  используется то, что в прямоугольном волноводе с основной волной  $H_{10}$  фазовая скорость больше скорости света в свободном пространстве. На рис.2.33 показано поперечное сечение волновода, поперечные размеры  $A$  и  $B$  и структура силовых линий векторов  $E$  и  $H$  волны  $H_{10}$ .



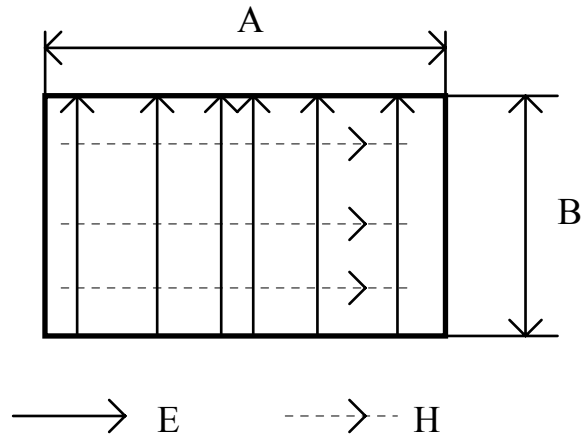


Рис.2.33. Волна  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе

Фазовая скорость волны  $H_{10}$  определяется выражением

$$V_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2A}\right)^2}} \quad (2.71)$$

и не зависит от размера  $B$ . Поэтому этот размер можно увеличить сколь угодно и получит плоский волновод. Из таких волноводов можно набрать пакет, как показано на рис.2.34. Этот пакет представляет собой среду, в которой для волны с вектором  $E$ , параллельным стороне  $B$ , фазовая скорость больше скорости света, а показатель преломления меньше единицы и равен

$$n = \frac{c}{V_{\phi}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2A}\right)^2} < 1. \quad (2.72)$$

Такую ускоряющую среду можно выполнить в виде параллельных пластин (системы плоских волноводов), как показано на рис.2.35.

Из пластин, параллельных друг другу и параллельных вектору  $E$  распространяющейся волны, выполняется ускоряющая линза. На рис.2.36 показана цилиндрическая ускоряющая линза, предназначенная для фокусировки в плоскости  $E$  (плоскости  $XZ$ ).

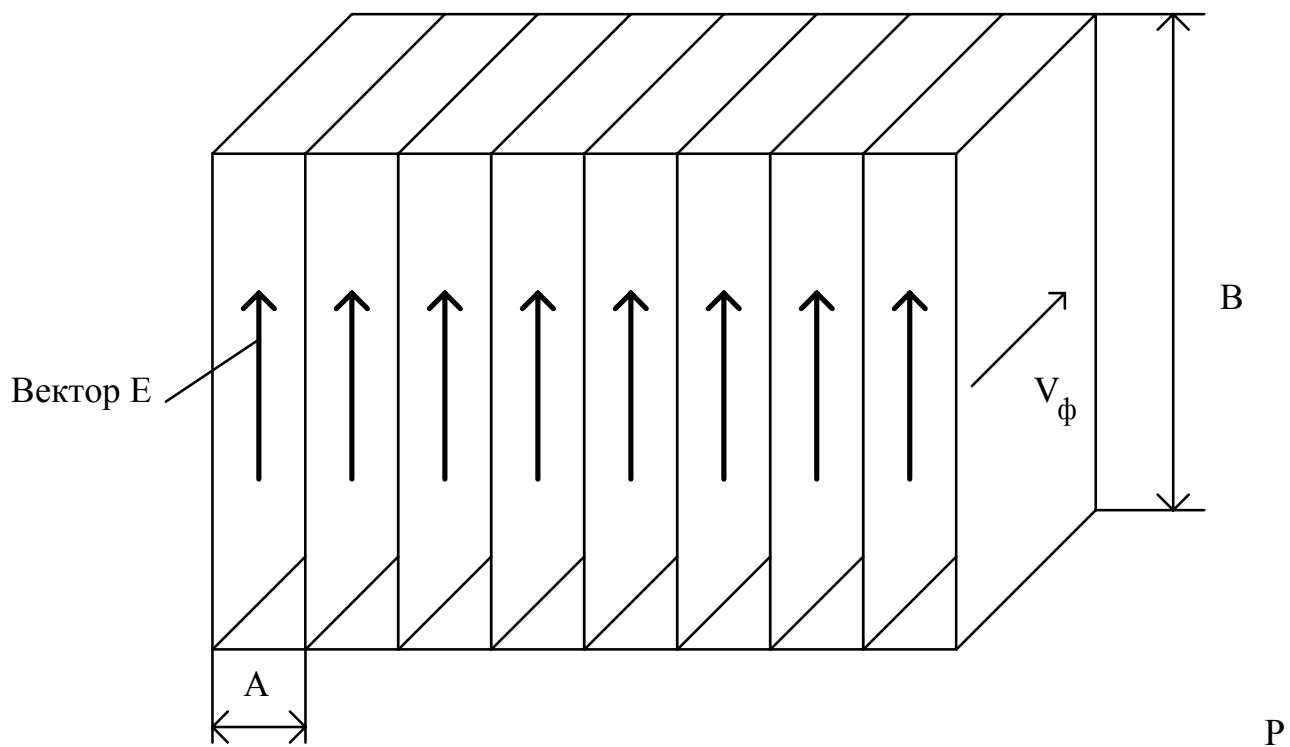


Рис.2.34. Система прямоугольных волноводов с увеличенным размером стороны B

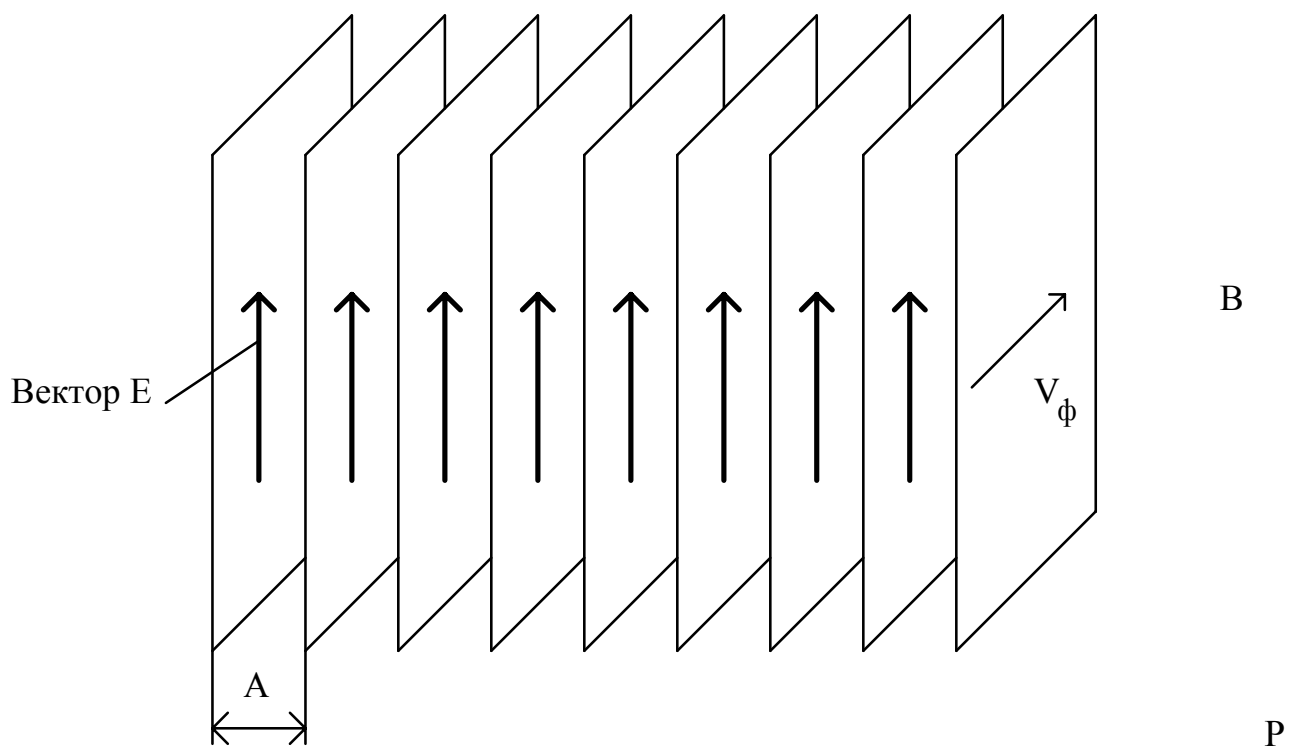


Рис.2.35. Система плоских волноводов с  $V_\phi > c$  ( $n < 1$ )

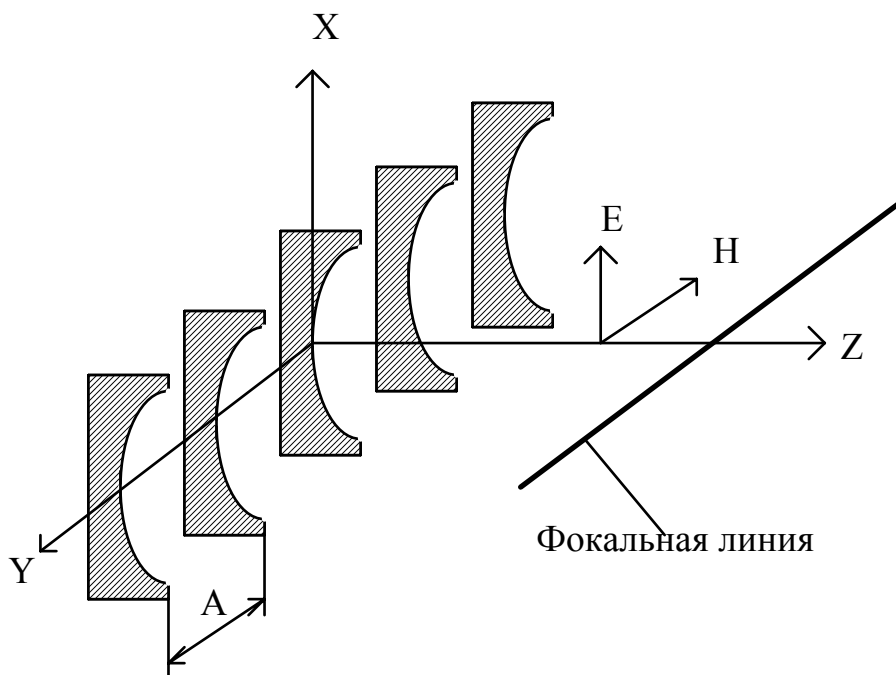


Рис.2.36. Ускоряющая цилиндрическая линза для фокусировки в плоскости E

На рис.2.37 показана цилиндрическая ускоряющая линза для фокусировки в плоскости H (плоскости YZ).

Ширина пластин  $d$  возрастает от центра линзы к краям по профилю эллипса.

Для фокусировки излучения облучателя в плоскостях E и H в конструкции, показанной на рис.2.3, необходимо каждую пластину вырезать так, как показано на рис.2.36. В такой линзе форма раскрыва может быть прямоугольной, овальной или круглой в зависимости от требований к параметрам диаграммы направленности. Напомним, что в овальном раскрыве уровень боковых лепестков меньше, чем в прямоугольном (см. метод эквивалентной линейной антенны [6]).

Помимо осесимметричных и цилиндрических линз с одной преломляющей поверхностью и однородной преломляющей средой используются и другие типы линз - сферические с переменным коэффициентом преломления, металловоздушные (геодезические), дырчатые и др. [10, 11].

Замедляющие и ускоряющие фокусирующие линзы применяются не только в качестве элемента линзовой антенны, но и для компенсации квадратичной фазовой ошибки на раскрыве рупорных антенн. На рис.2.38 показан секториальный рупор с цилиндрической замедляющей линзой, установленной в его раскрыве. В такой антенне глубина рупора  $R$  может быть значительно меньше оптимальной, что позволяет существенно уменьшить продольный размер антенны. Фокусное расстояние линзы  $f$  и ее толщина  $d$  связаны с глубиной рупора очевидным соотношением  $R=f+d$ .

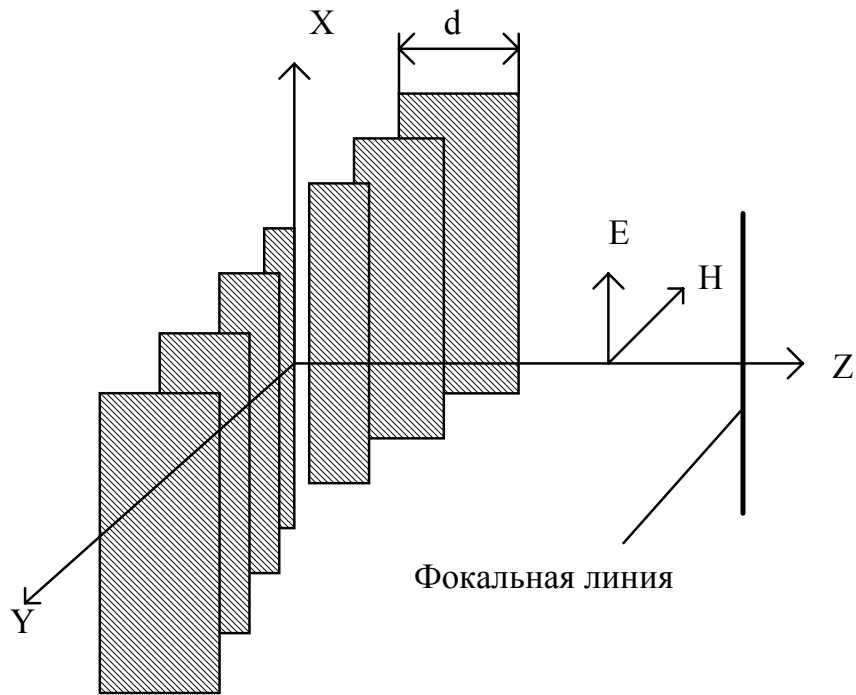


Рис.2.37. Ускоряющая цилиндрическая линза для фокусировки в плоскости Н

**2.4.5. Зонирование линзовых антенн.** Зонирование производится с целью уменьшения толщины и веса линзы. Суть его заключается в следующем.

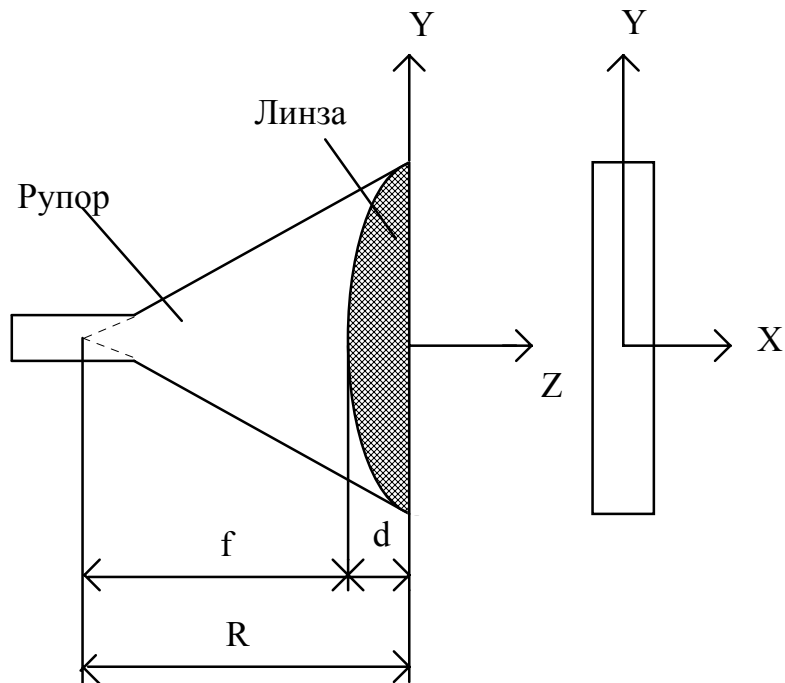


Рис.2.38. Секториальный рупор с линзой

Если толщина линзы превышает длину волны в материале линзы  $\lambda_d$ , толщину можно уменьшить на длину волны  $\lambda_d$ . В результате в линзе

образуются зоны — в осесимметричной линзе и прямоугольные — в цилиндрической линзе. На рис.2.39 показана в двух проекциях зонированная замедляющая осесимметричная линза. В каждой зоне на раскрыве линзы фазы во всех точках одинаковы, но в соседних зонах фазы отличаются  $2\pi$ . В каждой зоне свое фокусное расстояние  $f_m$ , где  $m=1,2,3\dots$  - номер зоны. Рассмотрим, как рассчитываются фокусные расстояния.

На рис. 2.40 показана зонированная линза с двумя зонами, два луча - луч 1 проходит в материале линзы, луч 2 — в воздухе (в вырезанной части линзы) и фокусные расстояния  $f_1$  и  $f_2$  первой и второй зон. Оба луча расположены в соседних зонах, но рядом.

Для сохранения синфазности раскрыва линзы в точках  $M_1$  и  $M_2$  фазы должны отличаться на  $360^\circ$  (на  $2\pi$ ). Учитывая, что коэффициент фазы в материале линзы равен  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_d} = \frac{\omega}{V_\phi}$ , в воздухе равен  $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$  ( $\lambda$  - длина волны в воздухе), показатель преломления  $n = \frac{c}{V_\phi} = \frac{\beta}{k}$ , условие синфазности раскрыва можно записать в виде  $\beta \cdot \Delta d - k \cdot \Delta d = 2\pi$ , или  $\Delta d(\beta - k) = \Delta d \frac{2\pi}{\lambda}(n - 1) = 2\pi$ . Из этого соотношения получаем выражение для величины ступеньки  $\Delta d$  (рис.2.40):

$$\Delta d = \frac{\lambda}{n - 1}. \quad (2.73)$$

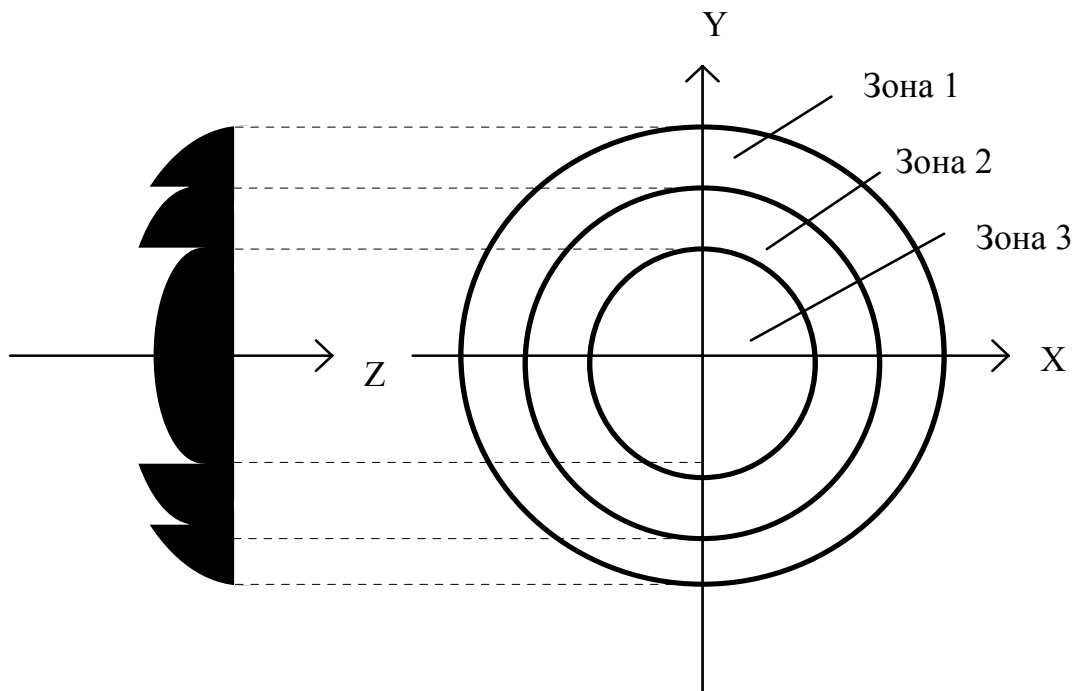


Рис.2.39. Зонированная замедляющая линза

Фокусное расстояние  $f_m$  зоны с номером  $m$  связано с фокусным расстоянием первой зоны  $f_1$  соотношением

$$f_m = f_1 + (m - 1) \cdot \Delta d. \quad (2.74)$$

Причем  $f_1$  - это фокусное расстояние  $f$  незонированной линзы.

Незонированная замедляющая линза является широкополосной, так как ее профиль в соответствии с выражением (2.60) не зависит от частоты (если показатель преломления  $n$  среды, из которой сделана линза, не зависит от частоты). Поскольку, как это следует из (2.73) и (2.74), фокусное расстояние зон зависит от длины волны (частоты), диапазонные свойства замедляющей линзы после зонирования ухудшаются.

Зонирование ускоряющей линзы, наоборот, приводит к улучшению диапазонных свойств. Это связано с тем, что в ускоряющей линзе показатель преломления зависит от частоты (см. выражение (2.72)). В результате зонирования уменьшается толщина линзы и, следовательно, уменьшается расфазировка раскрыва при изменении частоты, т.е. при отклонении профиля линзы от оптимального, рассчитанного для заданной частоты.

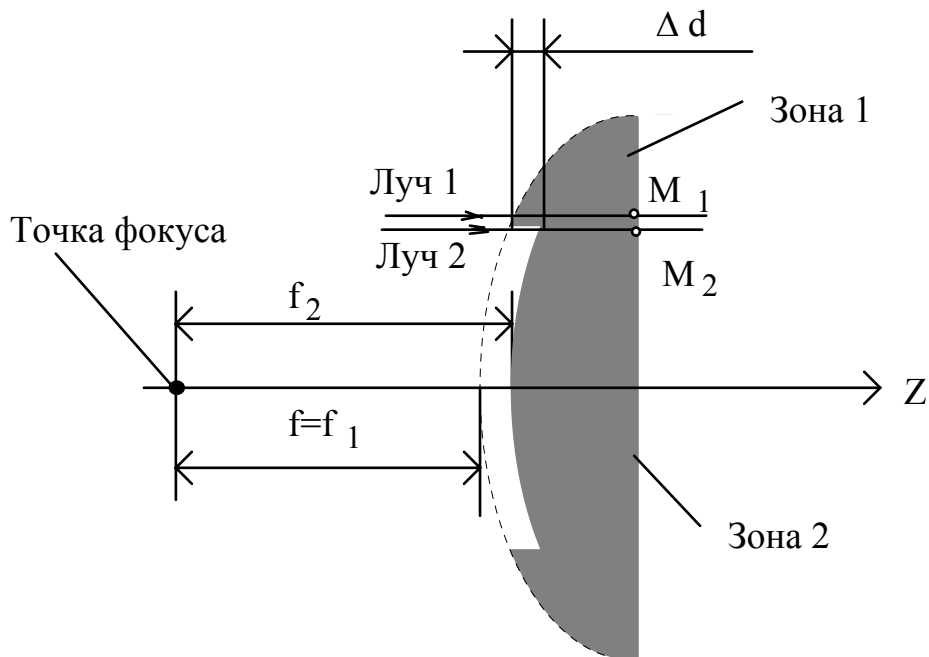


Рис.2.40. К выводу выражения для фокусного расстояния зоны

Зонирование как в замедляющих, так и в ускоряющих линзах приводит к появлению вредных зон на раскрыве. В этих зонах амплитуда и фаза поля отличаются от требуемой. Образование вредных зон поясняется рис.2.41 на примере замедляющей линзы.

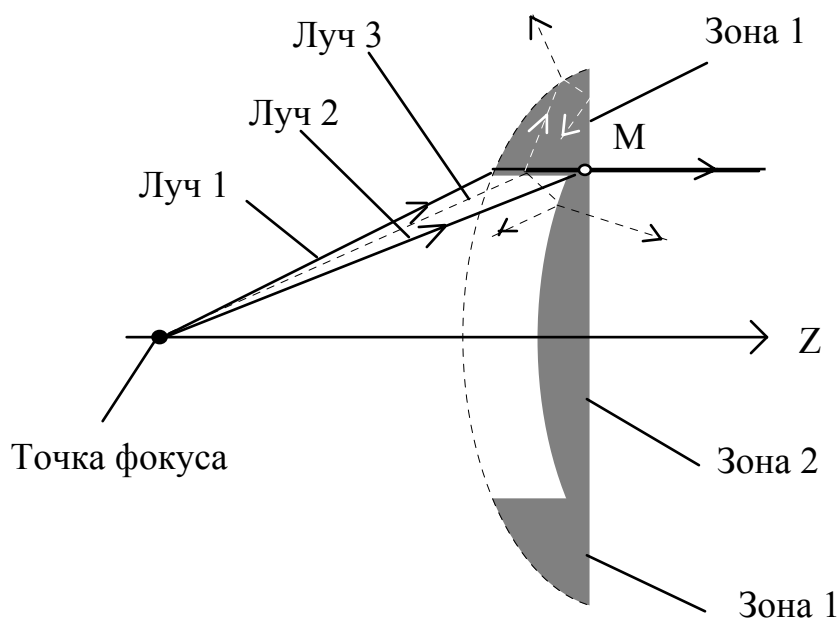


Рис.2.41. Образование вредных зон при зонировании линзовой антенны

На рис.2.41 лучи 1 и 2, проходящие через зоны 1 и 2 на их границе, приходят на раскрыв линзы практически в одну и ту же точку М со сдвигом по фазе, равным  $2\pi$ . Лучи же, идущие от облучателя, расположенного в фокусе линзы, и проходящие между лучами 1 и 2, распространяются так, как показано на рис.2.41 пунктиром для одного луча - луча 3. Как видно, волны, идущие по лучам, расположенным между лучами 1 и 2, не попадают в точку М раскрыва, а испытывают многократные переотражения и преломления на поверхностях линзы и рассеиваются в пространстве. В результате уменьшается коэффициент усиления антенны и растут боковые лепестки диаграммы направленности.

В линзовых антеннах, так же как и в зеркальных, возможно реализовать сканирование путем создания на раскрыве линзы линейного фазового распределения. Сканирование осуществляется смещением облучателя в фокальной плоскости линзы или для уменьшения кубической фазовой ошибки — по некоторой оптимальной дуге, проходящей через фокус.

## Литература

1. Марков Г.Т. Антенны. -М-Л.: Гоэнергоиздат. 1960.
2. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.:Высш. Шк., 1988.
3. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н. Антенны УКВ. Ч1,2. М.: Связь, 1977.
4. Вольман В.И., Пименов Ю.В. Техническая электродинамика. М.: Связь, 1971.
5. Кураев А.А. Электродинамика и распространение радиоволн. Мн.: БГУИР, 1997.
6. Юрцев О.А. Элементы общей теории антенн. Ч1. Метод. пособие по курсу "Антенны и устройства СВЧ". Мн.: БГУИР, 1997.
7. Шпиндлер Э. Практические конструкции антенн. М.: Мир,. 1989.
8. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н. Антенны УКВ. Ч.1,2. М.: Связь. 1977.
9. Беньковский З., Липинский Э. Любительские антенны коротких и ультракоротких волн. Теория и практика: Пер. с польск. М.: Радио и связь, 1982.
10. Лавров, А.С., Резников Г.Б. Антенно-фидерные устройства. М.: Радио и связь, 1974.
11. Шифрин Я.С. Антенны. Харьков: ВИРТА, 1974.



Учебное издание

Юрцев Олег Анатольевич

Резонансные и апертурные антенны

Методическое пособие  
по курсу "Антенны и устройства СВЧ"  
для студентов специальности "Радиотехника"

В 3- частях

Часть 2

Редактор Т.А.Лейко  
Корректор Е.Н.Батурина

---

Подписано в печать

Бумага

Усл. - печ.л.

Уч. - изд.л. 5,3

Заказ

Формат 60 × 84 1/16

Печать офсетная

Тираж 200 экз.

---

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
Отпечатано в БГУИР. Лицензия ЛП № 156. 220013, Минск, П.Бровки, 6