

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНСТВО СВЯЗИ**

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

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

Учебное пособие

Часть 1

**СПб ГУТ )))**

**Санкт-Петербург  
2017**

УДК 621.396.67(076.5)

ББК 3845я73

К 14

Рекомендовано к печати редакционно-издательским советом СПбГУТ

**Косарев А.В., Смирнов Р.В.**

Распространение радиоволн и антенно-фидерные устройства: Учебное пособие Часть 1. *Косарев А.В., Смирнов Р.В., Трещинская Г.И.* – СПб.: Изд-во «Телеком» ГОУВПО СПбГУТ, 2017.- ?? с.

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

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

***1. Симметричный вибратор. Эквивалентная схема.  
Распределение тока по плечам и волновое сопротивление.***

К простейшим антеннам относятся, прежде всего, симметричные вибраторы. Они широко применяются не только самостоятельно, но и как элементы более сложных антенных систем. Частотный диапазон их использования простирается от инфранизкого до сверхвысокочастотного.

Эскиз симметричного вибратора приведен на рис.1.1.

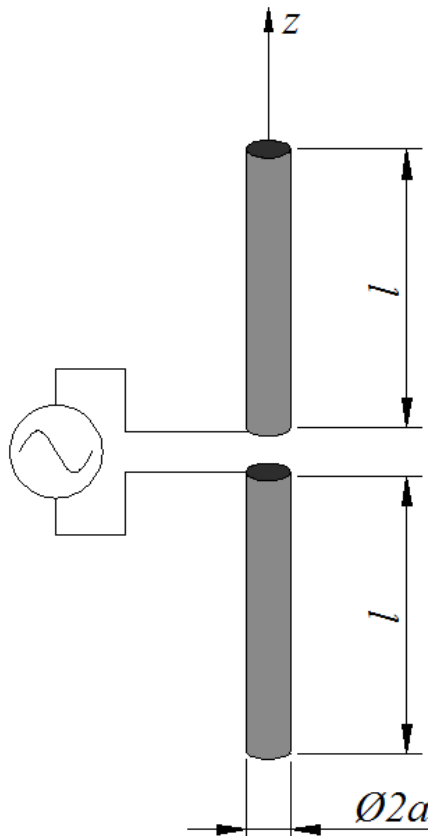


Рис.1.1.

Здесь отмечены:

- длина его плеча  $l$  и место включения генератора (при работе на передачу) или приемника (при работе на прием);
- диаметр плеча  $2a$ . Если не оговорено особо, считается, что проводник, из которого выполнен симметричный вибратор, имеет цилиндрическую форму.

Следует помнить, что на основании принципа взаимности анализ характеристик направленности, зависимости входного сопротивления от частоты, поляризационных характеристик можно проводить, рассматривая работу антенны как на прием, так и на передачу. В последнем случае анализ проще, поэтому ниже анализируется физическая модель излучающего симметричного вибратора.

Для определения поля излучения необходимо знать распределение тока  $I(z)$  по плечам симметричного вибратора. Точное его нахождение сопряжено со значительными математическими трудностями. Для инженерных оценок обычно используют эквивалентную схему, заменяющую симметричный вибратор эквивалентной длинной линией, разомкнутой на конце (рис.1.2), а распределение тока в ней используют в качестве аппроксимирующей функции для  $I(z)$ .

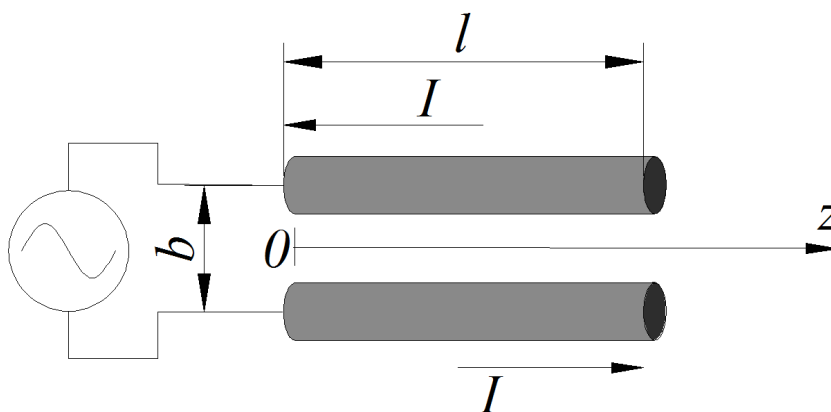


Рис.1.2.

Ниже приведены главные различия между эквивалентной схемой и реальным симметричным вибратором [ 1, 2 ] :

-вдоль длинной линии удельная индуктивность и емкость остаются неизменными. Вдоль плеч вибратора эти величины меняются.

-в длинной линии потери отсутствуют. Плечи вибратора излучают электромагнитные волны –им соответствует линия с потерями.

-распределение тока в разомкнутой на конце длинной линии описывается функцией  $\sin(kx+\varphi)$ . Распределение тока вдоль плеч вибратора отлично от синусоидального.

-отличны значения волнового сопротивления  $W$  в симметричном вибраторе и эквивалентной длинной линии.

Если считать, что ток  $I(z)$  и плечам вибратора распределен по синусоидальному закону, то его можно определить в соответствии с рис. 1.1, 1.2, следующим образом:

$$I(z)=I_m \sin(k(l-z)); \quad \text{для } z>0 \quad (1.1).$$

$$I(z)=I_m \sin(k(l+z)); \quad \text{для } z<0$$

Здесь:  $I_m$ —амплитудное значение распределения тока;

$k=2\pi/\lambda$  - волновое число;

$\lambda$  – длина волны в свободном пространстве.

Иная ситуация возникает при определении эквивалентного напряжения между точками на разных плечах симметричного вибратора. Для длинной линии напряжение и ток определяются однозначно. В отличие от эквивалентной линии поле излучения вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$  симметричного вибратора содержит не только потенциальную часть, но и вихревую часть (рис. 1.3). Поскольку работа по перемещению единичного заряда в вихревом поле зависит от траектории его перемещения, однозначно определить напряжение между симметричными точкам на разных плечах вибратора не возможно в отличие от эквивалентной линии.

Сказанное иллюстрирует рис. 1.3, на котором приведены качественно картины векторных линий  $\mathbf{E}$ , соответствующие трем различным моментам времени и, соответственно, трем различным распределениям тока по плечам эквивалентной длинной линии.

Во первых, рис. 1.3 может рассматриваться как физическая модель, поясняющая формирование поля излучения в ближней зоне. Во вторых, случай, соответствующий моменту времени  $t_3$ , показывает, что при измерении напряжения между симметричными точками вибратора, его значение зависит от расположения вольтметра и его проводов, относительно вихревых линий поля  $E$ . Сказанное выше поясняет причины, по которым показания  $V_1$  и  $V_2$  различны.

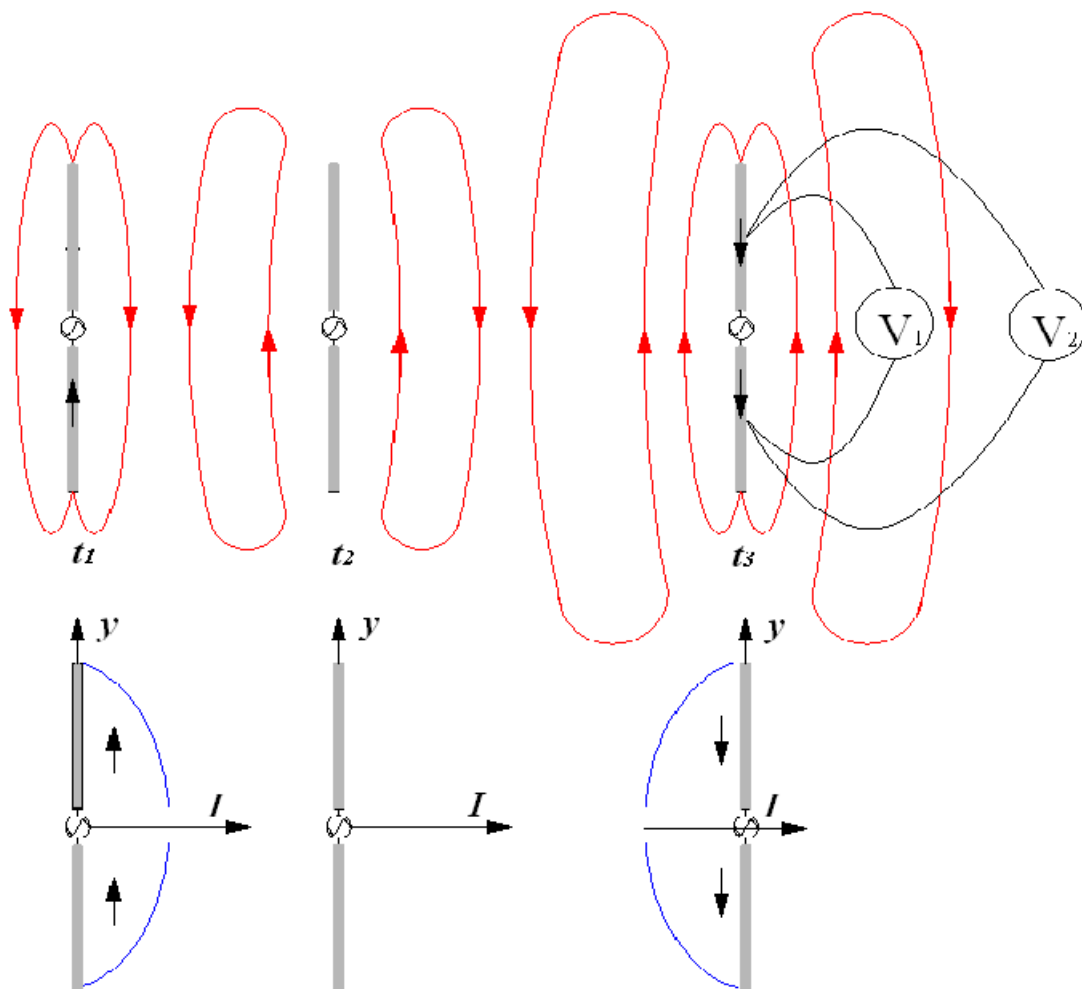


Рис. 1.3.

Используя уравнение непрерывности, связывающее комплексную амплитуду тока  $I$  на плечах вибратора с комплексной амплитудой удельной плотности заряда  $Q$  [ 1 ]:

$$\partial I / \partial y = -i\omega Q \quad (1.2),$$

можно показать, что последняя меняется по тому же закону, что и напряжение в эквивалентной линии. Поэтому изменение напряжения вдоль эквивалентной линии можно описать следующими формулами [ 1 ]:

$$U(z) = -iI_m W / 2 \cos(k(l-z)); \text{ для } z > 0$$

$$U(z) = iI_m W / 2 \cos(k(l+z)); \text{ для } z < 0$$

Отличие в том, что волновое сопротивление  $W$  в этом случае определяется не стандартной формулой, связывающей размеры поперечного сечения  $b$  и  $a$ , а геометрические размеры симметричного вибратора (рис.1.1, 1.3):

$$W=120(\ln(l/a)-1) \text{ Ом} \quad (1.4).$$

## 2. Поле излучения симметричного вибратора в дальней зоне. Характеристики направленности.

При анализе антенны для описания поля ее излучения используется сферическая система координат. Положение точки в ней определяется тремя числами: радиус вектором  $r$ , азимутальным углом  $\theta$  и орбитальным углом  $\varphi$  и соответствующими им единичными ортами  $\vec{r}_0$ ,  $\vec{\theta}_0$  и  $\vec{\varphi}_0$  (рис. 2.1).

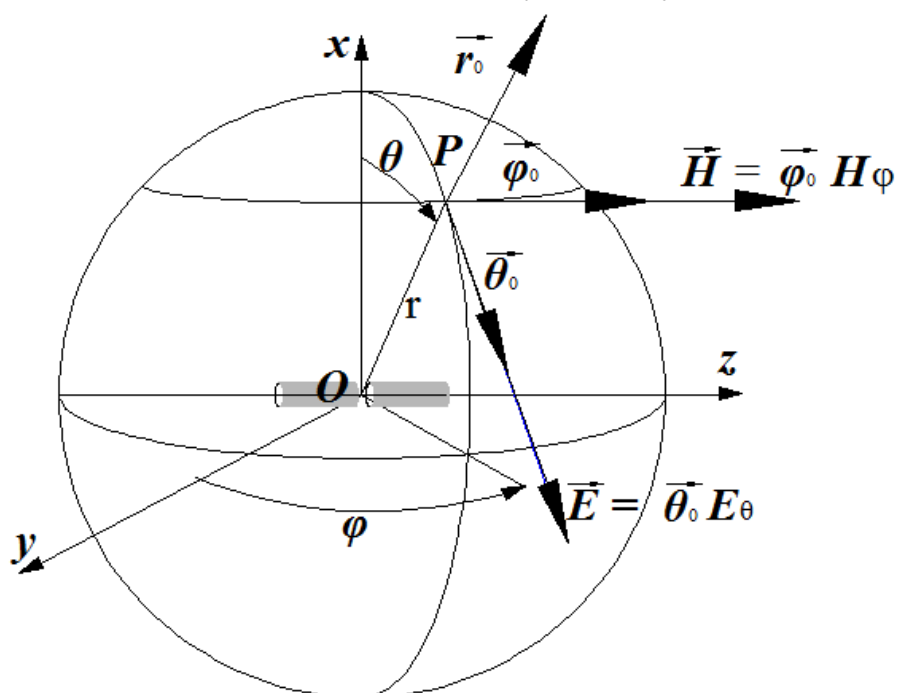


Рис. 2.1.

На рис. 2.1 показано направление отсчета углов  $\theta$ ,  $\varphi$  и соответствующая им ориентация симметричного вибратора, центр симметрии которого помещен в центр сферической системы. Следует отметить, что для удобства проведения численных исследований положение симметричного вибратора отлично от традиционно используемого в литературе.

Для определения поля излучения симметричного вибратора можно представить его как совокупность элементарных электрических излучателей (диполей Герца), разбив его плечи на элементы длиной  $dz$  (рис. 2.2). Распределение тока в пределах каждого такого элемента можно считать приближенно постоянным  $I(z)$ , но изменяющимся вдоль длины плеч в соответствии с распределением (1.1).

Каждый такой элемент создает в дальней зоне излучения электромагнитное поле, определяющееся только двумя проекциями электрического и магнитного векторов:

$$\vec{E} = \vec{\theta}_0 E_\theta; \quad \vec{H} = \vec{\varphi}_0 H_\varphi \quad (2.1).$$

Проекции связаны через характеристическое сопротивление среды  $Z$ :

$$Z = \frac{E_\theta}{H_\varphi} = 120\pi \text{ Ом.} \quad (2.2).$$

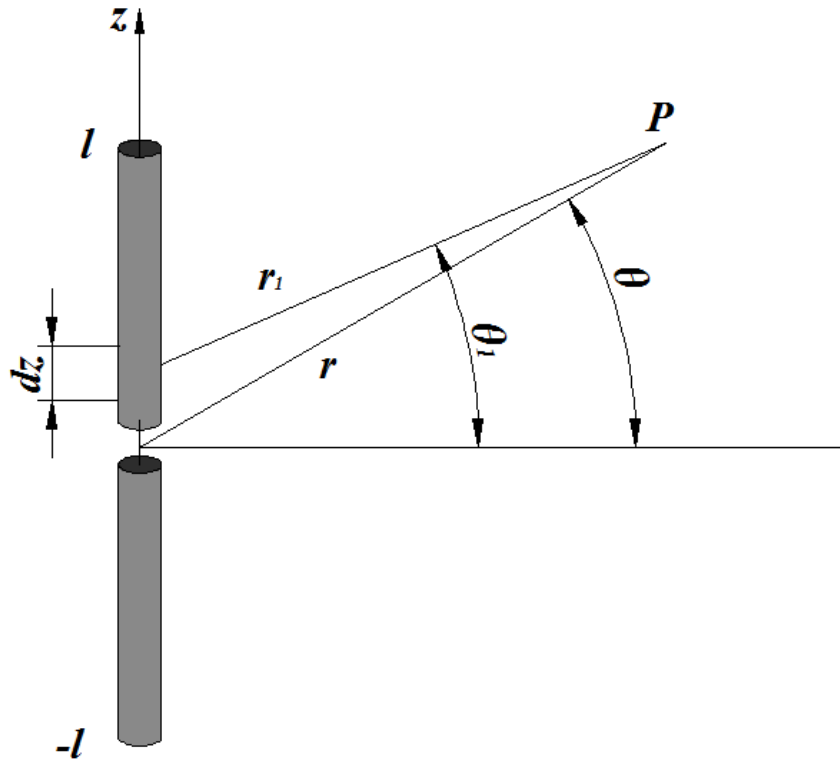


Рис.2.2.

Поле излучения симметричного вибратора в точке  $P$  на рис. 2.2 определяется как суперпозиция полей от отдельных его элементов (диполей Герца) [ 1, 2, 3, 4]. Благодаря очевидной осевой симметрии задачи оно не зависит от угловой координаты  $\varphi$ . Значения  $\theta_1$  и  $r_1$  меняются от элемента к элементу и приближенно могут быть выражены через  $\theta$  и  $r$  соответствующие центру симметричного вибратора.

После выполнения необходимых действий и преобразований для комплексной амплитуды напряженности электрического поля излучения симметричного вибратора в дальней зоне можно получить выражение [1, 2, 3, 4]:

$$\dot{E}_\theta = i60I_m \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\cos(kl \sin(\theta)) - \cos(kl)}{\cos(\theta)} \quad (2.3).$$

После нормировки этого выражения на максимальное значение получаем пространственную диаграмму направленности:

$$F(\theta, \varphi) = abs\left(\frac{\cos(kl \sin(\theta)) - \cos(kl)}{\cos(\theta)(1 - \cos(kl))}\right) \quad (2.4).$$

Следует обратить внимание на то, что  $F(\theta, \varphi)$  является функцией произведения

$$kl = 2\pi \frac{l}{\lambda} = 2\pi l_n \quad (2.5).$$

В дальнейшем отношение  $l/\lambda=l_n$  – безразмерная величина соответствующая нормированному на длину волны размеру плеча симметричного вибратора – используется как один из основных параметров при исследовании.

На рис. 2.3 приведена пространственная фигура, соответствующая функции (1.8), построенная в сферической системе координат (рис. 2.1) для  $l_n=0.25$ . Ось вибратора, совпадающая с началом отсчета угла  $\theta$ , показана отрезком прямой линии.

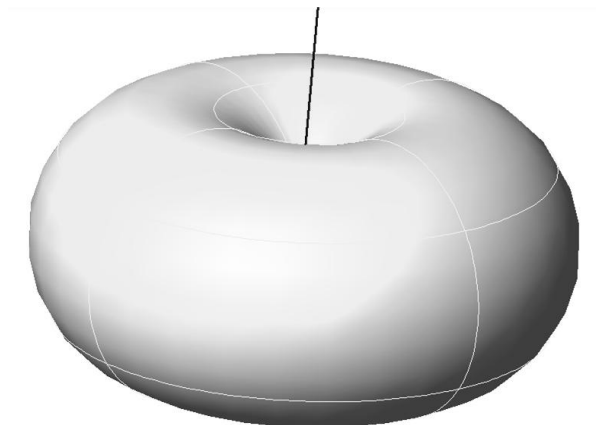


Рис. 2.3.

Пространственная фигура не удобна для практического использования, поэтому на практике применяют сечения ее плоскостями, проходящими через центр сферической системы. Ориентируются эти плоскости так, чтобы в одной из них лежал вектор напряженности электрического поля, а второй – магнитного. Отсюда их названия – плоскость Е и плоскость Н. На рис. 2.4 показаны эти плоскости в привязке к началам отсчета углов  $\theta$  и  $\varphi$  и ориентации симметричного вибратора. Здесь угол  $\theta$  отчитывается от линии АВ пересечения плоскостей Е и Н, в отличие от [1, 2, 3, 4].

На практике под диаграммой направленности понимают зависимость составляющих поля от пространственных координат в одной из этих плоскостей от координаты  $\theta$ . Для определенности и удобства изложения в дальнейшем при необходимости угловая координата  $\theta$  будет снабжаться индексом –  $F_E(\theta_E)$  в плоскости Е и  $F_H(\theta_H)$  в плоскости Н (рис. 2.4).

Эти диаграммы направленности получаются из выражения (1.8) за счет фиксации угла  $\varphi$ :

$$F_E(\theta_E) = F(\theta_E, \varphi = 0) = abs\left(\frac{\cos(2\pi l_n \cos(\theta_E)) - \cos(2\pi l_n)}{\sin(\theta_E)(1 - \cos(2\pi l_n))}\right) \quad (2.6);$$

$$F_H(\theta_H) = F(\theta_H, \varphi = \frac{\pi}{2}) = 1 \quad (2.7).$$



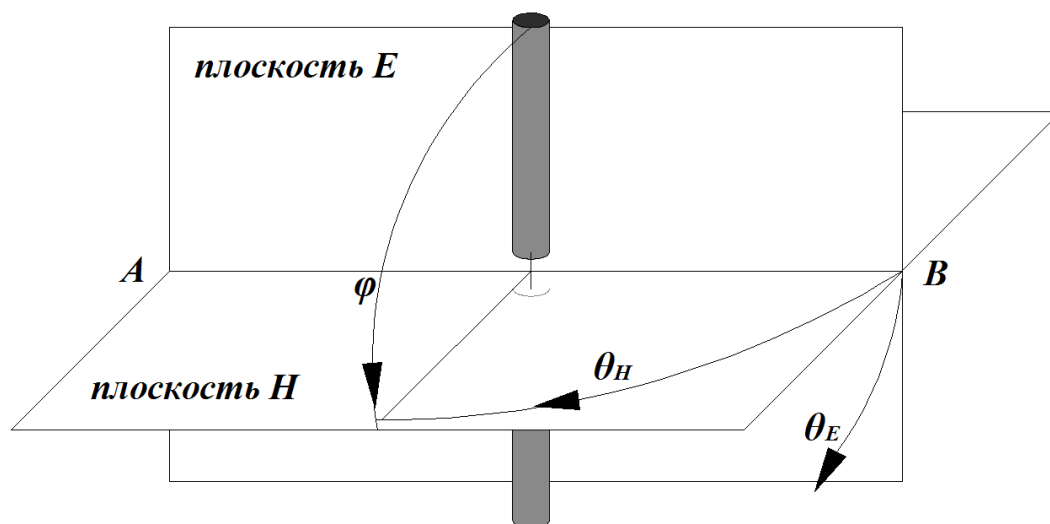
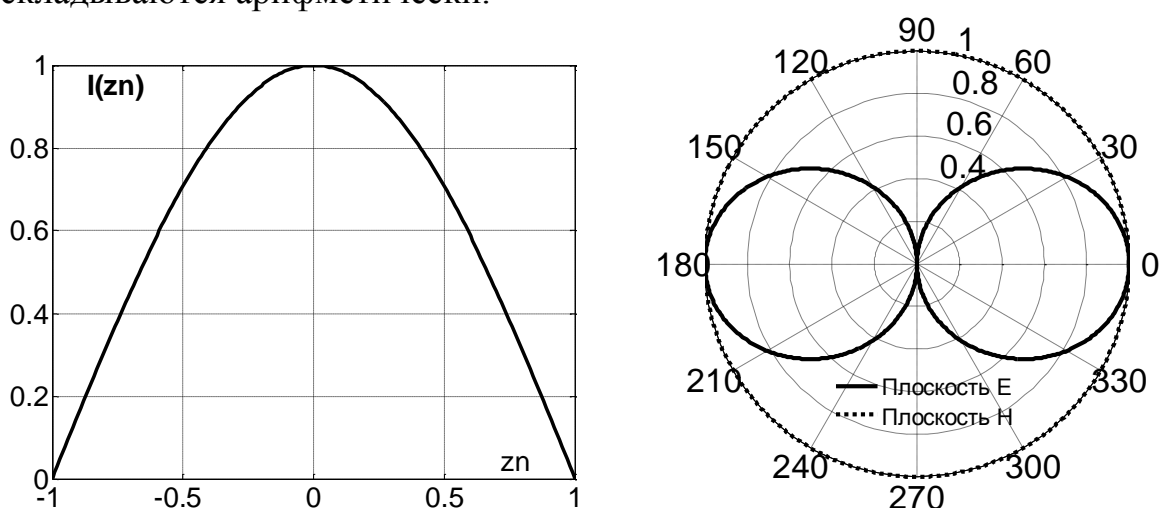


Рис. 2.4.

Для численного анализа диаграммы направленности симметричного вибратора разработана программа *DNSV* в среде *MATLAB* [ 5, 6 ]. На рис. 2.5. и 2.6 представлены вычисленные с ее помощью и построенные в полярной системе координат диаграммы направленности для плоскости E и H. Для наглядности слева от каждой диаграммы построен приближенный закон распределения тока по плечам симметричного вибратора  $I(zn)$ , соответствующая выражениям (1.1). Введена нормированная переменная  $zn=z/l$ . Для плоскости H диаграмма представляет собой единичную окружность для любого значения  $l_n$ , что с очевидностью определяется осевой симметрией антенны.

Рис. 2.5 соответствует  $l_n = 0.25$ . В этом случае токи во всех элементах плеч вибратора направлены одинаково и их поля в дальней зоне складываются арифметически.



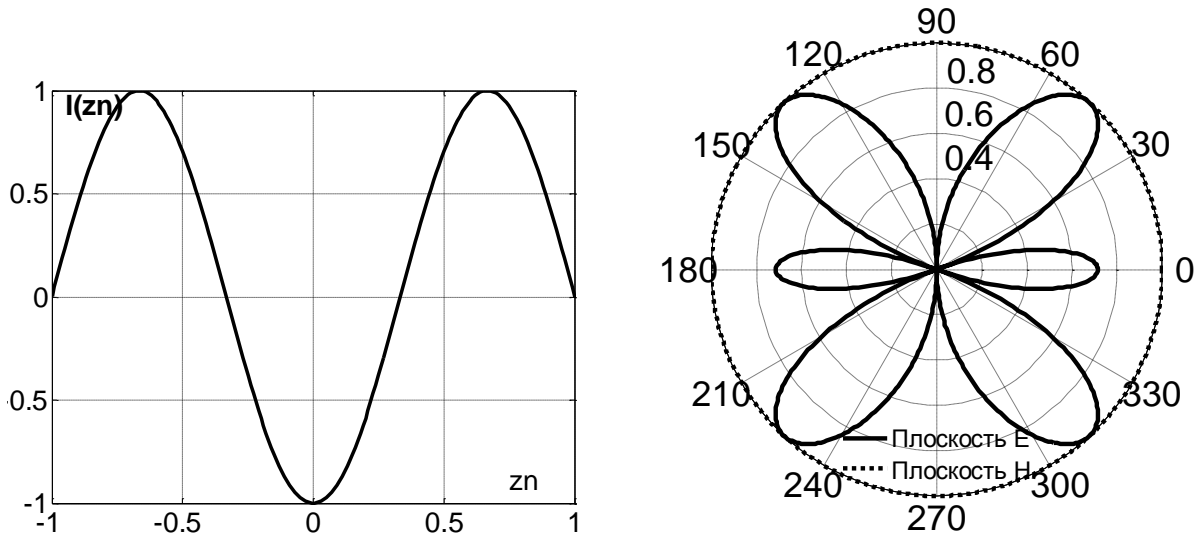
$l_n = 0.25$ .

Рис. 2.5.

Рис. 2.6 соответствует  $l_n = 0.75$ . В этом случае в распределении тока появляется участок:

$$-0,25 < z_n < 0,25 \quad (2.8),$$

где его направление изменено на противоположное. Суперпозиция полей от всех элементов в дальней зоне в этом случае уже не соответствует их арифметическому сложению. С точки зрения метода комплексных амплитуд это эквивалентно внесению фазового сдвига, равного  $\pi$  для элементов тока, соответствующих области (2.8) При их суммировании необходимо учитывать фазовые соотношения, что и приводит к появлению боковых лепестков в диаграмме направленности на рис.2.6.



$$l_n = 0.75.$$

Рис.2.6.

На практике при строительстве радиолинии приемные и передающие антенны, в частности симметричные вибраторы, ориентируют главными максимумами диаграмм направленности друг на друга. В связи с этим возникает еще одна характеристика антенны – ее действующая длина  $l_d$ . Она соответствует длине прямолинейного отрезка проводника с равномерным распределением тока, который создает в дальней зоне в направлении главного максимума такую же величину напряженности электрического поля, как и исходная антенна.

Для симметричного вибратора в направлении главного максимума диаграммы направленности в соответствии с выражением (2.3) единственная составляющая вектора напряженности электрического поля определяется соотношением:

$$\dot{E}_\theta = i60I_m \frac{e^{-ikr}}{r} (1 - \cos(2\pi l_n)).$$

Для антенны в виде прямолинейного отрезка проводника с равномерным распределением тока [1, 4]:

$$\dot{E}_\theta = i30kl_0 I_0 \frac{e^{-ikr}}{r} \sin(\theta).$$

В последнем выражении значение  $I_0$  соответствует току на входных зажимах исходного симметричного вибратора (рис. 2.7).

Приравнивая записанные выражения для  $\dot{E}_o$  и, используя выражение (1.1) для распределения тока по плечам вибратора для определения  $I_o$  через  $I_m$ :

$$I_o = \frac{I_m}{\sin(2\pi l_n)} \quad (2.9),$$

легко получить выражение, определяющее действующую длину симметричного вибратора:

$$l_o = \frac{2}{k} \operatorname{tg} \left( \frac{2\pi l_n}{2} \right) \quad (2.10).$$

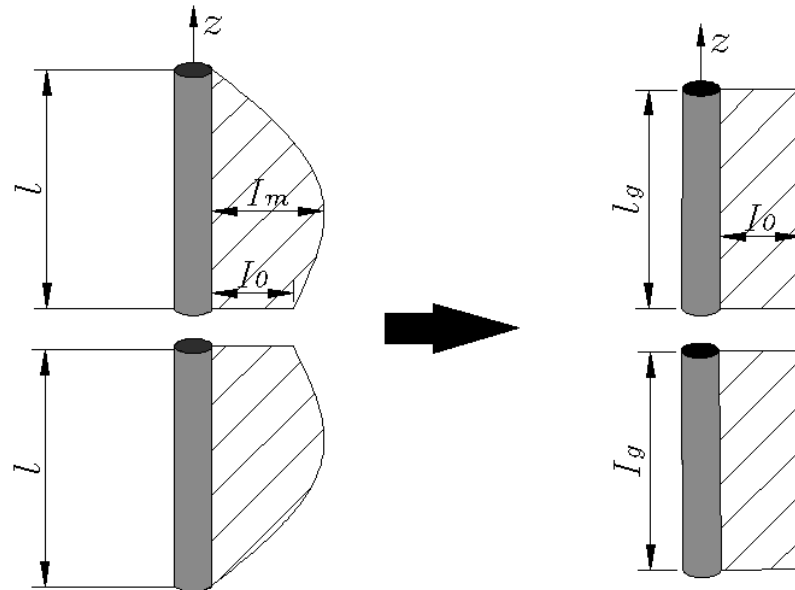


Рис.2.7.

Можно показать, что описанный выше способ определения действующей длины симметричного вибратора соответствует приравнению заштрихованных на рис. 2.7 площадей под кривыми распределения токов.

### ***3. Сопротивление излучения и входное сопротивление симметричного вибратора.***

Наряду с характеристиками направленности важную роль играет степень согласования антенны с питающей линией. Оба этих фактора в первую очередь определяют полосу частот, в которой характеристики антенны удовлетворяют заданным на этапе проектирования значениям.

Распределение тока, определенное выражением (1.1), и закон Джоуля – Ленца, записанный в общем виде, позволяет ввести в рассмотрение сопротивление излучения  $R_\Sigma$ :

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I_m^2 R_\Sigma \quad (3.1).$$

Мощность излучения также определяется через среднее значение вектора Пойтинга

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} \oint_S \vec{\Pi}_{cp} d\vec{s} \quad (3.2).$$

В качестве замкнутой поверхности  $S$  в интеграле (3.2) удобно выбрать сферу с центром, совпадающим с центром сферической системы координат на рис. 1.4. Тогда выражение для векторного элемента площади имеет вид:

$$d\vec{S} = \vec{r}_0 r^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (3.3).$$

Учитывая соотношения (2.1, 2.2) между составляющими поля симметричного вибратора в дальней зоне и общее выражение, определяющее среднее значение вектора Пойтинга, его можно определить следующим выражением:

$$\vec{\Pi}_{cp} = \frac{1}{2} \text{Re} \begin{bmatrix} \vec{r}_0 & \vec{\theta}_0 & \vec{\varphi}_0 \\ 0 & E_{\theta}^* & 0 \\ 0 & 0 & \dot{H}_{\varphi} \end{bmatrix} = \vec{r}_0 \frac{1}{2} \text{Re} \left( E_{\theta}^* \dot{H}_{\varphi} \right) = \vec{r}_0 \frac{1}{240} \left[ E_{\theta}^* \right]^2 \quad (3.4).$$

Используя определение (2.3) единственной проекции вектора напряженности электрического поля в дальней зоне  $E_{\theta}$ , подставляя (3.1, 3.3) в (3.2) получим выражение для мощности излучения

$$P_{\Sigma} = 30 I_m^2 \int_0^{\pi} \frac{(\cos(2\pi l_n \cos(\theta)) - \cos(2\pi l_n))^2}{\sin^2(\theta)} d\theta$$

и, сравнивая его с (3.1) определим сопротивление излучения следующим образом:

$$R_{\Sigma} = 60 I_m^2 \int_0^{\pi} \frac{(\cos(2\pi l_n \cos(\theta)) - \cos(2\pi l_n))^2}{\sin^2(\theta)} d\theta \quad (3.5).$$

Полученное выражение определяет  $R_{\Sigma}$  как функцию нормированной длины плеча  $l_n$ . На рис. 3.1 приведен график зависимости сопротивления излучения ( $R$  на рис.1.11) от  $l_n$  ( $l/lmb$  на рис.3.1). Вычисления выполнены в среде *MATLAB* с использованием разработанной программы *ZIZLSV* [5, 6].

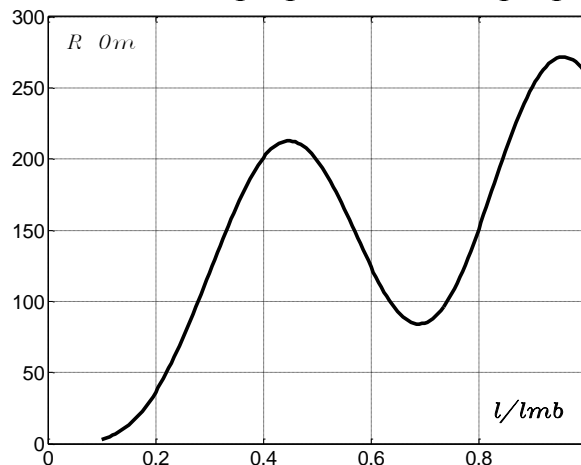


Рис. 3.1.

Следует отметить численное значение сопротивления излучения  $R_{\Sigma}=73,1 \text{ Ом}$ , соответствующее  $l_n=0,25$  и важное для последующего анализа.

Ясно, что величина  $R_{\Sigma}$  не дает возможности полного описания симметричного вибратора как конечной нагрузки фидера. В общем случае антенна, работающая на передачу, может быть представлена эквивалентной схемой, представленной на рис. 3.2.

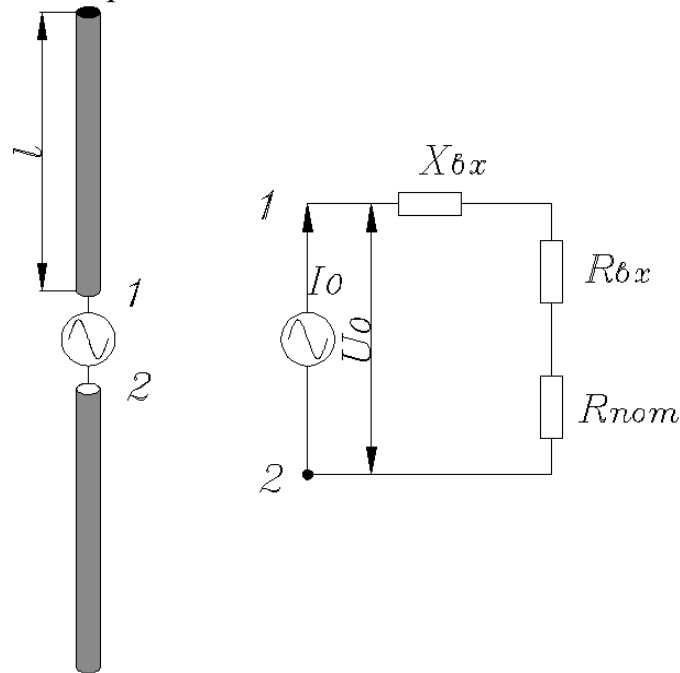


Рис.3.2.

Для этой схемы входное сопротивление  $Z_{\text{вх}}$  определяется отношением комплексных амплитуд напряжения и тока на зажимах 1, 2 (рис.3.2):

$$Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + iX_{\text{вх}} = \frac{U_0}{I_0} \quad (3.6).$$

и для его вычисления необходимо точно знать распределение тока по плечам вибратора, что сопряжено со значительными математическими трудностями [1, 2, 3, 4]. На практике обычно пользуются приближенными способами вычисления  $Z_{\text{вх}}$ , обеспечивающими удовлетворительную точность.

С физической точки зрения очевидно, что активную составляющую  $R_{\text{вх}}$  можно определить сопротивлением излучения, пересчитанным ко входным зажимам антенны 1-2 (рис.3.2) и связывающим мощность излучения  $P_{\Sigma}$  и вторую степень  $I_0$ . Учитывая определение для распределения тока (1.1) легко получить:

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} I_m^2 R_{\Sigma} = \frac{1}{2} I_0^2 R_{\text{вх}} \Rightarrow R_{\text{вх}} = \frac{R_{\Sigma}}{\sin^2(2\pi l_n)} \quad (3.6).$$

Для определения приближенного выражения реактивной составляющей входного сопротивления естественно воспользоваться эквивалентной схемой, приведенной на рис. 1.2. Для разомкнутой линии реактивность, приведенная ко входным зажимам, определяется выражением:

$$X_{\text{вх}} = -iWctg(2\pi l_n) \quad (3.7).$$

Окончательно, входное сопротивление симметричного вибратора приближенно может быть определено следующим образом;

$$Z_{\text{вх}} = \frac{R_{\Sigma}}{\sin^2(2\pi l_n)} - iWctg(2\pi l_n) \quad (3.8).$$

Главный недостаток такого определения прежде всего в том, что он никак не учитывает потери в эквивалентной линии передачи. В результате при  $l_n=0,5$  активная часть входного сопротивления обращается в бесконечность ( $\sin(2\pi l_n)=0$ ). Таким образом пользоваться рассмотренным приближением можно только в окрестности значения нормированной длины плеча  $l_n=0,25$ , при котором входная реактивность в линии близка к нулю ( $ctg(2\pi l_n)=0$ ).

В [3] предложен приближенный способ определения входного сопротивления, учитывающий потери в эквивалентной длинной линии. В этом случае  $Z_{\text{вх}}$  определяется следующим выражением:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{R_{\Sigma}}{\sin^2(2\pi l_n) + \frac{R_{\Sigma}^2}{W^2}} - i \frac{W \sin(4\pi l_n)}{\sin^2(2\pi l_n) + \frac{R_{\Sigma}^2}{W^2}} \quad (3.9).$$

На рис. 3.3 построены зависимости активной  $R_{\text{вх}}$  и реактивной  $X_{\text{вх}}$  части входного сопротивления от нормированной длины плеча  $l_n$ , вычисленные с помощью специально разработанной в среде *MATLAB* программы *ZINSV* [5, 6]. Расчет проводился с использованием выражения (3.8) – пунктирные кривые и (3.9) – сплошные кривые.

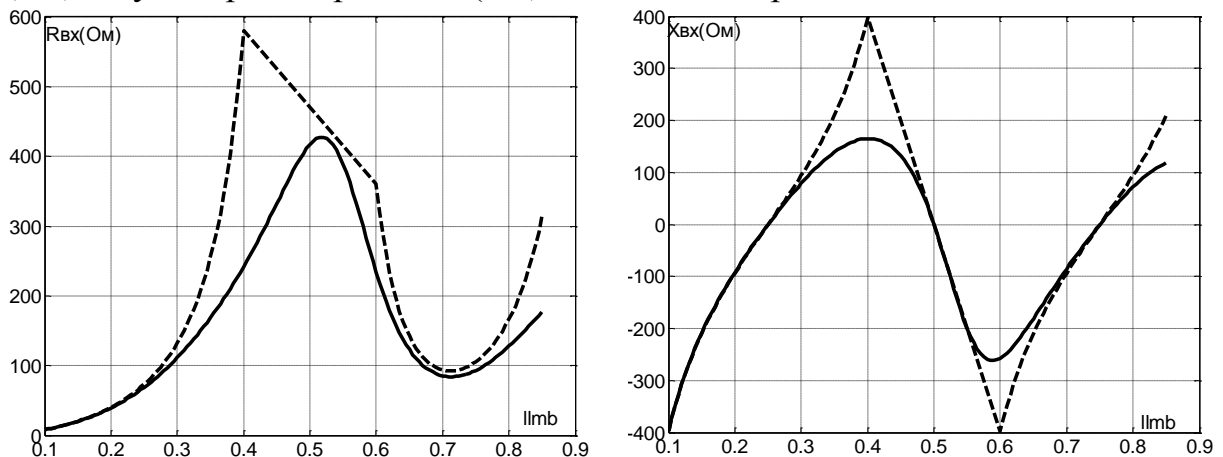


Рис.3.3.

В окрестности точки  $l_n=0,5$  (область  $0,4 < l_n < 0,6$ ) расчет по формуле (3.8) некорректен и поэтому не проводился, а в окрестности точек  $l_n=0,25, 0,75$ , где реактивное сопротивление обращается в ноль, расчет дает приблизительно одинаковый результат для обоих вариантов. За пределами этой окрестности наблюдается значительное расхождение пунктирных и сплошных кривых. Поэтому в дальнейшем для расчетов используется выражение (3.9).

На рис. 3.4 приведены графики зависимости активной и реактивной части входного сопротивления симметричного вибратора соответствующих различным значениям соотношения длины плеча и его радиуса  $l/a=20, 10, 5$ . При этом меняется значение волнового сопротивления определяемого формулой (1.4).

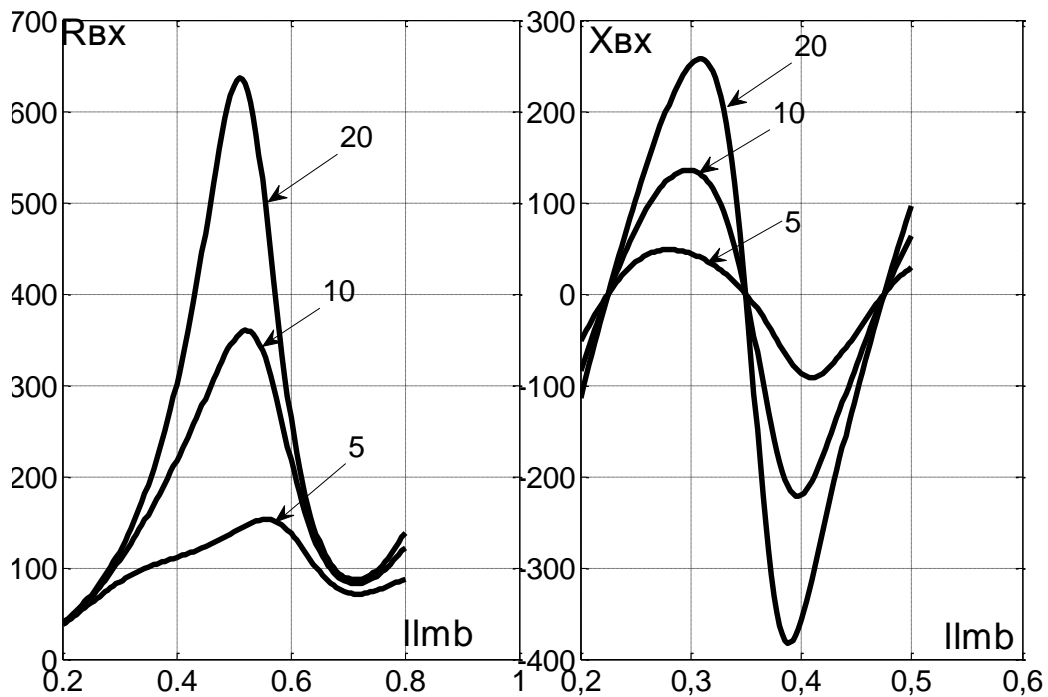


Рис 3.4.

Изменение  $l_n$  при фиксированном значении длины плеча  $l$  соответствует изменению частоты – она обратно пропорциональна длине волны  $\lambda$ . Приведенные зависимости показывают, что меньшее значение отношения  $l/a$  соответствуют более пологим зависимостям  $R_{вх}$  и  $X_{вх}$  от частоты и, соответственно, более широкополосным антеннам.

Важной задачей является согласование антенны с питающей линией, характеризующейся волновым сопротивлением  $W_l$ . Практическое ее решение должно обеспечить равенство  $W_l = Z_{вх}$ , что возможно только в случае  $X_{вх} = 0$ , поскольку волновое сопротивление линии, как правило, не имеет реактивной составляющей. Выражение (3.9) и соответствующие ему графики на рис. 3.4 определяют резонансное значение величины  $l/\lambda$ :

$$l_n = 0,25; 0,5; 0,75 \dots$$

Ясно, что первое значение  $l_n = 0,25$  с практической точки зрения предпочтительно, поскольку обеспечивает минимальные геометрические размеры антенны. Значение входного сопротивления в этом случае совпадает с сопротивлением излучения:

$$Z_{вх} = 73,1 \text{ Ом.}$$

Точное решение задачи определения входного сопротивления симметричного вибратора рассмотренное в [3] дает при  $l_n = 0,25$  отличное от нуля значение реактивности:

$$Z_{вх} = (73,1 + i42,5) \text{ Ом.}$$

На рис. 3.5 качественно пояснен этот результат показывающий, что резонансное значение  $l_n$  сдвинуто в область меньших значений.

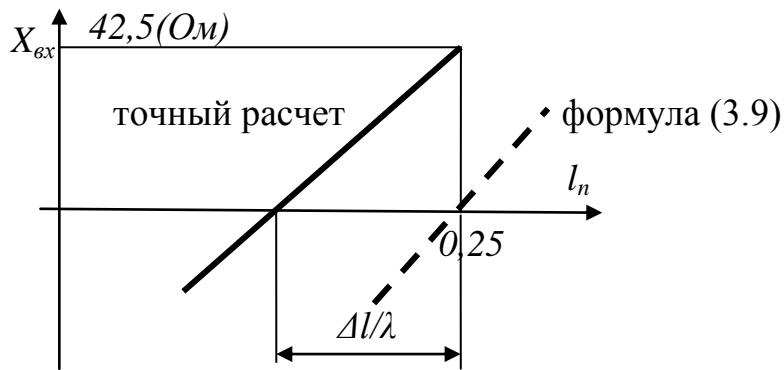


Рис. 3.5.

Приближенное соотношение, определяющее величину укорочения  $\Delta l$  плеча симметричного вибратора до резонансного значения, определяет следующее выражение [3]:

$$\frac{\Delta l}{l} = -\frac{0.225}{\ln\left(\frac{l}{a}\right)} \quad (3.10).$$

#### 4. Петлевой вибратор.

Наряду с рассмотренным выше простейшим симметричным на практике широко используется петлевой вибратор Пистолькорса. Его упрощенная схема приведена на рис.4.1.а. Он представляет собой проводник, свернутый в петлю прямоугольной формы.

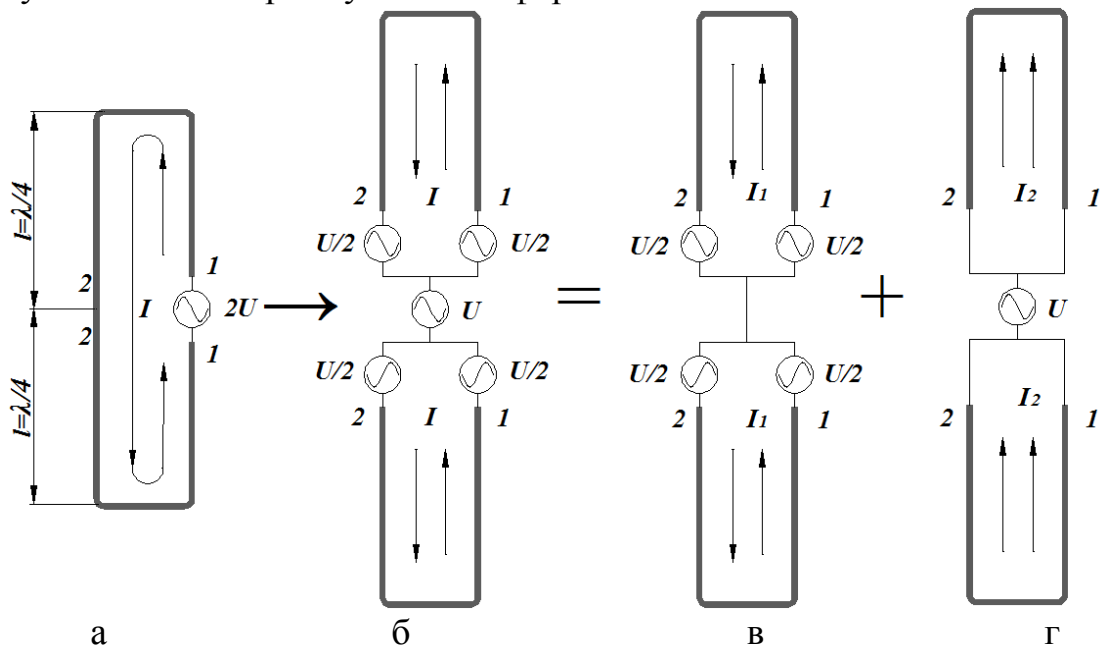


Рис. 4.1.

Ниже приведен качественный анализ антенны [ ], который поясняется рисунками 4.1.а – г. Исходный петлевой вибратор (рис. 4.1.а) можно представить как объединение двух короткозамкнутых двухпроводных линий со входами, отмеченными цифрами 1-2. В разрез правой ветви (зажимы 1-1)



включен источник  $2U$ , создающий ток  $I$ , протекающий по проводникам петли.

Принцип суперпозиции позволяет представить петлевой вибратор в виде эквивалентной схемы, приведенной на рис. 4.1.б. Источник представлен в виде суперпозиции 5 элементов:

- 1 источник  $U$  у входных зажимов 1, 2;
- 2 источника  $U/2$  в правых ветвях;
- 2 источника  $U/2$  в левых ветвях.

Между источниками в правых и левых ветвях установлен фазовый сдвиг  $180^\circ$ , определяющий направление тока, отмеченное стрелками на рис. 4.1.

Дальнейшее использование принципа суперпозиции позволяет образовать две комбинации короткозамкнутых линий, эквивалентных петлевому вибратору. Токи в линиях на основании принципа суперпозиции удовлетворяют равенству:  $I=I_1+I_2$ . Ниже, если это не оговорено особо, проводники в правой и левой ветвях линий одинаковы. Поэтому одинаковы и токи, текущие в этих ветвях в короткозамкнутых линиях (рис.4.1.в, 4.1.г).

Первые две линии из композиции (рис. 4.1.в)– противофазные – включают в себя источники в правых и левых ветвях. Токи в них текут в противоположных направлениях. Вторая пара линий (рис. 4.1.г)– синфазная, для которой направление токов в ветвях одинаково.

Обычно расстояние между ветвями  $b \ll \lambda$  (рис.4.2), поэтому при суммировании полей от ветвей синфазных и противофазных линий в дальней зоне разностью фаз между ними можно пренебречь. Вследствие этого, поля от противофазных ветвей компенсируют друг друга. Приближенно можно считать, что эта часть не участвует в создании излучения.

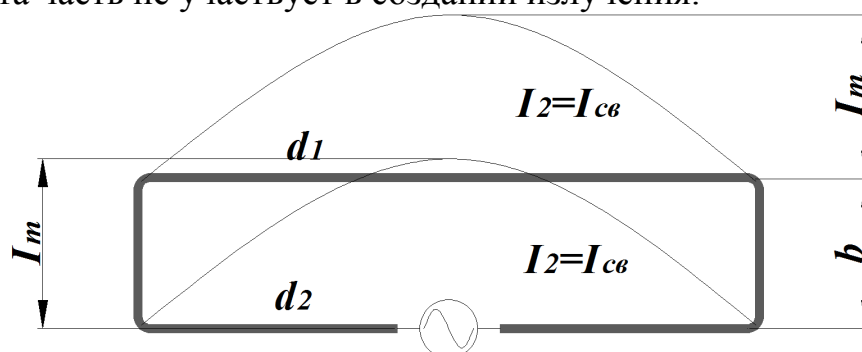


Рис. 4.2.

Токи в синфазных ветвях текут в одном направлении. Именно они и создают поле излучения петлевого вибратора. Оно определяется как результат арифметического сложения вкладов, определенных на рис. 4.2 двумя синфазными распределениями токов  $I_2=I_{cv}$  на отрезках, каждый из которых может быть сопоставлен с симметричным вибратором. Поэтому в первом приближении следует считать, что характеристики направленности петлевого и симметричного вибратора совпадают.

Кроме направленности, с практической точки зрения важной характеристикой является входное сопротивление:

$$Z_{\text{вхп}} = \frac{2U}{I} \quad (4.1),$$

определенное относительно зажимов 1 - 1 на рис.4.1.а. Его можно оценить используя приведенные и рассмотренные выше на рис. 4.1.в, 4.1.г пары противофазных и синфазных короткозамкнутых линий [ ], каждая из которых характеризуется входным сопротивлением  $Z_1$ ,  $Z_2$  относительно зажимов 1 -2.

Входное сопротивление  $Z_1$  короткозамкнутой линии из противофазной комбинации на рис. 4.1.в. можно считать чисто мнимым, так как она не участвует в процессе излучения [ ]:

$$Z_1 = \frac{U}{I_1} = iW_l \operatorname{tg}(kl) \quad (4.2).$$

Волновое сопротивление этой двухпроводной линии определяется следующей формулой [ 4 ]:

$$W_l = 120 \ln \left( \frac{b}{d} + \sqrt{\left(\frac{b}{d}\right)^2 - 1} \right) \quad (4.3),$$

которая соответствует цилиндрическим проводникам равного диаметра  $d=d_1=d_2$  на рис.4.2.

При анализе синфазной комбинации (рис. 4.1.г) следует учесть, что каждая из двух ветвей представляет собой симметричный вибратор. Относительно зажимов 1 – 1 они включены параллельно и, поскольку токи в ветвях одинаковы, они связаны с напряжением  $U$  следующим образом:

$$I_2 = \frac{1}{2} \frac{U}{Z_{\text{вх}}} \quad (4.4).$$

Здесь  $Z_{\text{вх}}$  – входное сопротивление симметричного вибратора, определенное формулой (3.9). Сопротивление излучения  $R_{\Sigma}$ , входящее в формулу (3.9) соответствует выражению (3.5), а волновое сопротивление симметричного вибратора - (1.4). В отличие от [ ] в расчетах используется уточненное определение  $Z_{\text{вх}}$ .

Используя (4.4, 4.2), удобно определить входную проводимость петлевого вибратора  $Y_{\text{вхп}}$  следующим образом [ ]:

$$Y_{\text{вхп}} = \frac{I}{2U} = \frac{I_1 + I_2}{2U} = \frac{I_1}{2U} + \frac{I_2}{2U} = \frac{1}{2Z_1} + \frac{1}{4Z_{\text{вх}}} \quad (4.5).$$

Соответственно, входное сопротивление:

$$Z_{\text{вхп}} = \frac{8Z_1 Z_{\text{вх}}}{2Z_1 + 4Z_{\text{вх}}} \quad (4.6).$$

На практике часто полагают, что  $l=\lambda/4$  (рис. 1.16.а). Тогда:

$$Z_1 = \infty; \quad Z_{\text{вх}} = 73.1 \text{ Ом} \quad \rightarrow \quad Z_{\text{вхп}} = 292 \text{ Ом} \quad (4.7).$$

Для более подробного анализа зависимости входного сопротивления петлевого вибратора от частоты (или длины волны) в среде *MATLAB* разработана программы *PETLEVOI* [ ,6 ]. Его результаты представлены на

рис. 4.3, 4.4. Расчет проводился для следующих значений соотношений геометрических размеров, определяющих волновые сопротивления  $W$  и  $W_1$ :

$$b/a=10; \quad l/a=10.$$

График на рис. 4.3 показывает наличие резонансных свойств у петлевого вибратора. Значения нормированных длин, соответствующих выполнению условия резонанса  $X(l_n)=0$  приведены ниже:

$$(l_n)_1=0,14; \quad (l_n)_2=0,25; \quad (l_n)_3=0,34; \quad (l_n)_4=0,5; \quad (l_n)_5=0,65; \quad (l_n)_6=0,75 \dots$$

В окрестности первой резонансной точки наблюдается резкое и значительное по абсолютной величине изменение как активной, так и реактивной составляющей входного сопротивления. Ясно, что такая зависимость приводит к сужению полосы частот, в которой антенна обеспечивает заданные на этапе проектирования характеристики.

На рис. 4.4 приведены зависимости  $R(l_n)$  и  $X(l_n)$ , построенные при тех же исходных данных  $b/a=10$ ;  $l/a=10$ . Диапазон изменения нормированной длины выбран так, чтобы исключить первую резонансную точку.

Приведенный график показывает, что в окрестности точки четвертого резонанса  $(l_n)_4=0,5$ ; расчеты приводят к нулевым значениям входного активного сопротивления. Такой результат связан с некорректностью используемой модели. Входное сопротивление  $Z_1$  (формула 4.2) двухпроводной линии, соответствующей противофазной комбинации в окрестности этой точки в выбранной модели обращается в ноль. Аналогичные результаты следует ожидать и для всех остальных значений нормированных длин, для которых  $Z_1=0$ .

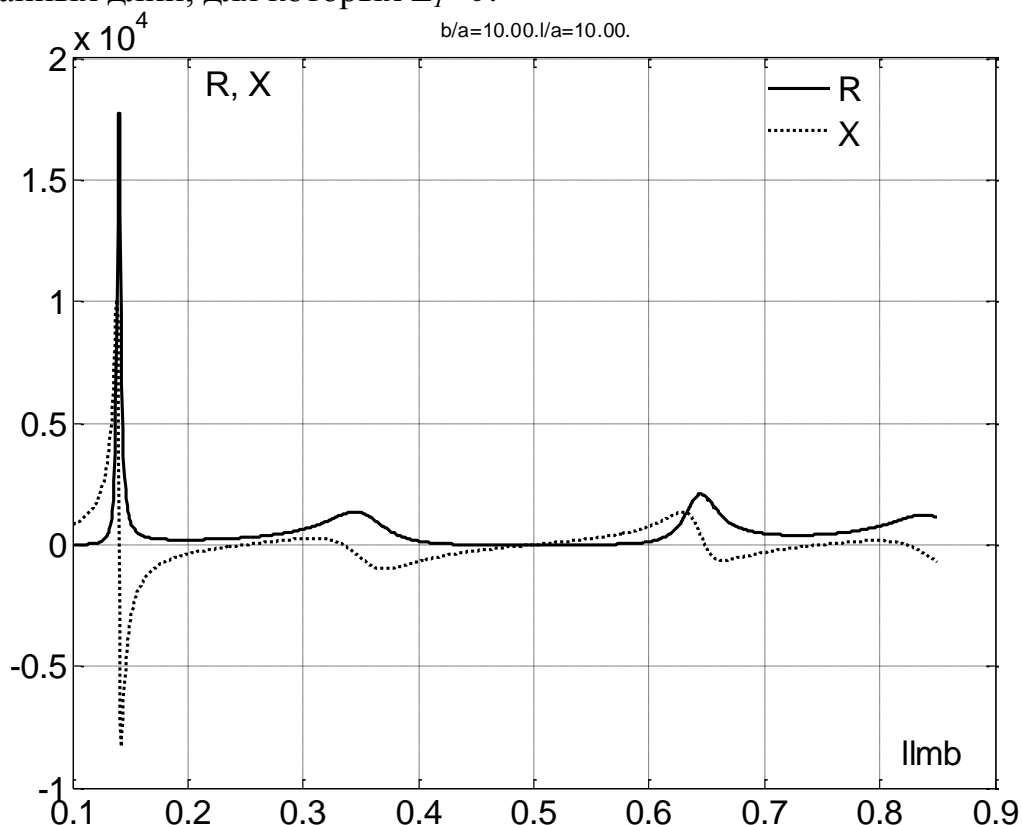


Рис.4.3.

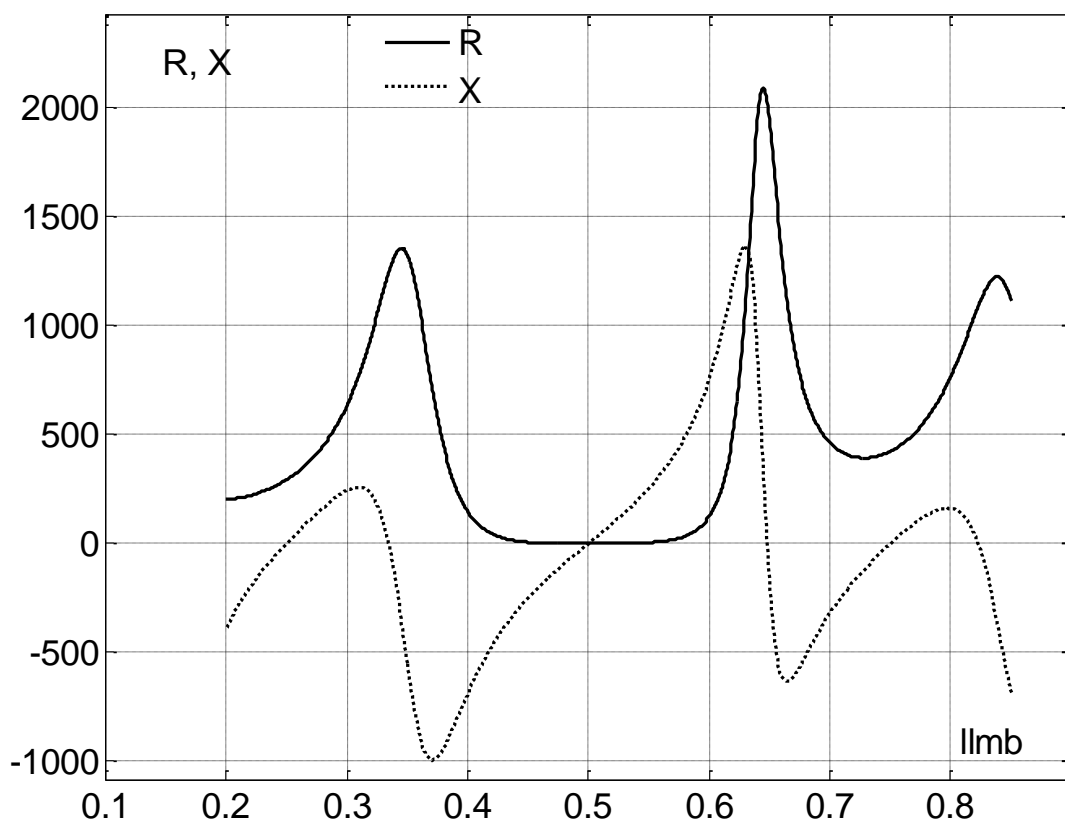


Рис. 4.4.

Приведенные на рис.4.3, 4.4 зависимости показывают, что с практической точки зрения наиболее приемлемым значением нормированной длины плеча является  $(l_n)_2 = 0,25$ .

Рассмотренная модель позволяет оптимизировать конструкцию петлевого вибратора по различным критериям. Полученное выше значение (4.7) для входного сопротивления можно изменить в соответствии с выражением:

$$Z_{\text{вх}} = 73.1 \left( 1 + \frac{\lg\left(\frac{2b}{d_1}\right)}{\lg\left(\frac{2b}{d_2}\right)} \right) \quad (4.8),$$

подбирая диаметры проводников петли и расстояние между ними. В частности, имеется возможность существенно снизить величину реактивности и, тем самым, расширить полосу частот, в которой петлевой вибратор удовлетворяет заданным требованиям по согласованию с питающей линией.

### **5. Щелевая антенна.**

Также как симметричный вибратор щелевая антенна широко используется на практике. В простейшем случае она представляет собой щель прямоугольной формы в проводящем экране (рис.2.1).

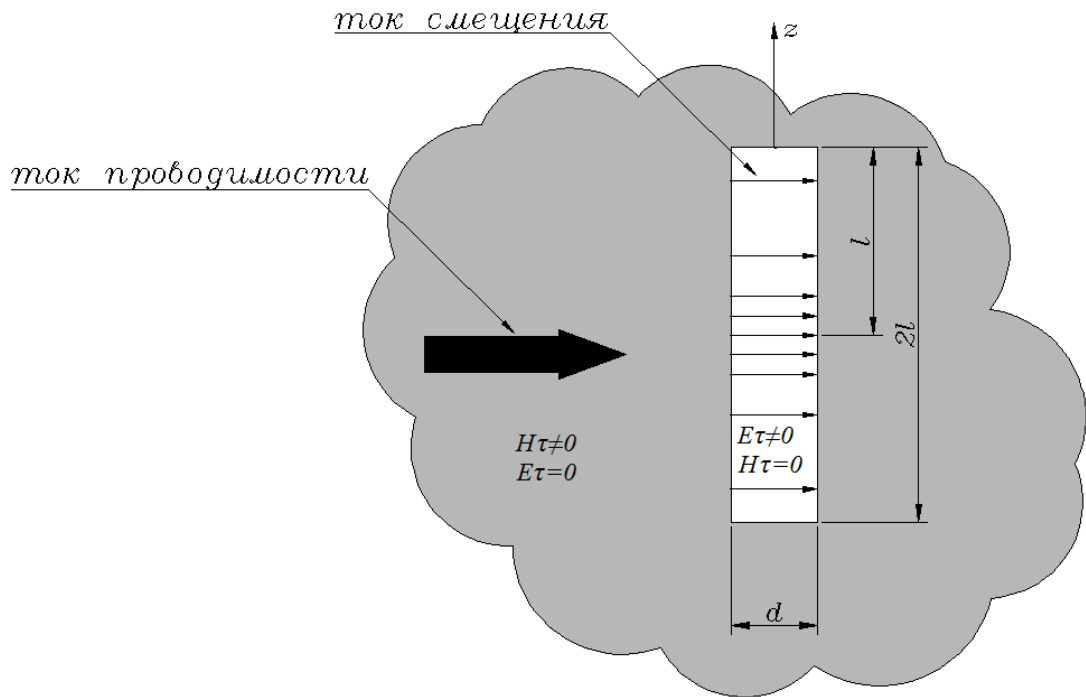


Рис.5.1.

По поверхности проводника протекает ток проводимости в направлении перпендикулярном широкой стенке прямоугольной щели  $2l$ . В зазоре шириной  $d$  возникает ток смещения прямо пропорциональный напряженности электрического поля. Ориентация  $\mathbf{E}$  совпадает с направлением протекания тока (рис. 5.1). Удобно определить возникшую в щели напряженность электрического поля единственной компонентой  $E_\tau \neq 0$ , касательной к поверхности проводника. Магнитное поле в этой области нормально к плоскости щели – касательная составляющая  $H_\tau = 0$ .

За пределами щели на поверхности проводящего экрана (в выделенной серым области на рис.2.1) граничные условия для касательных составляющих изменяются на противоположные:

$$H_\tau \neq 0, \quad E_\tau = 0.$$

Поскольку напряженность электрического поля численно равна силе действующей на единичный заряд, можно положить, что между противоположными сторонами длиной  $2l$  возникает напряжение

$$U = E_\tau d \quad (5.1),$$

численно совпадающее с работой по перемещению этого заряда по траектории длиной  $d$ . Ясно, что величина этого напряжения не остается постоянной вдоль щели (рис.2.1). На ее краях (стороны прямоугольника длиной  $d$ ) оно обращается в ноль.

Приведенные выше рассуждения позволяют рассматривать в качестве эквивалентной схемы для щелевой антенны отрезок короткозамкнутой двухпроводной линии (рис.5.2.а). Как и при анализе симметричного вибратора, следует положить, что распределение напряжения вдоль нее может быть аппроксимировано синусоидальным законом.

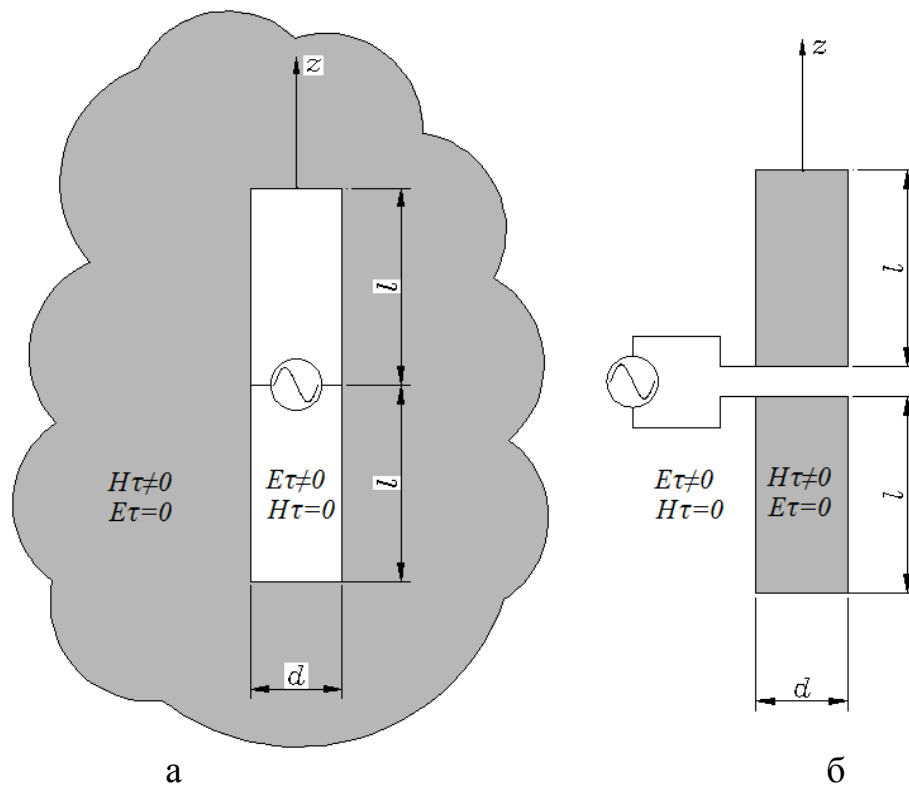


Рис. 5.2.

$$U(z) = U_m \sin(k(l-z)); \quad \text{для } z > 0 \quad (5.2).$$

$$U(z) = U_m \sin(k(l+z)); \quad \text{для } z < 0$$

На рис.5.2.б приведен эскиз пластинчатого симметричного вибратора, плечи которого имеют те же размеры, что и щель. Здесь также отмечены граничные условия для касательных составляющих поля, которые, как легко заметить, противоположны приведенным на поверхности щели и экрана (рис.5.2.а).

Для пластинчатого вибратора можно связать источник, создающий в этом случае распределение тока по пластинам вибратора, с касательной составляющей магнитного поля  $H_\tau$ . На рис.2.3 показана часть пластины вибратора.

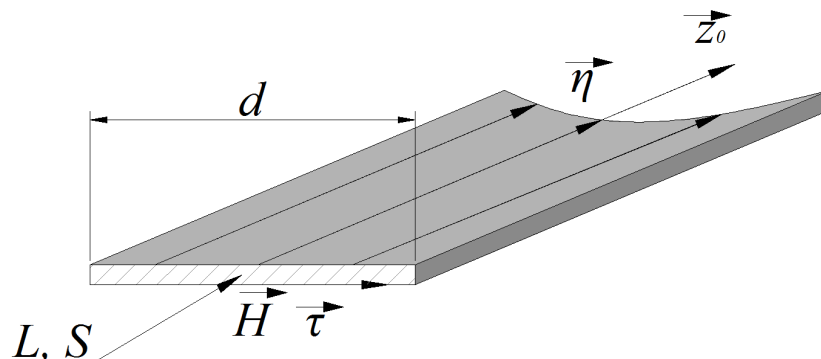


Рис. 5.3.

Отмечен контур  $L$  площадью  $S$ , представляющий собой поперечное сечение одного из плеч вибратора. На контуре определен единичный вектор  $\vec{\tau}$  касательный к нему.

При анализе полагается, что материал пластин идеально проводящий. Поэтому ток проводимости протекает только по их поверхности в направлении, определенном единичным вектором  $\vec{z}_0$  и определяется вектором плотности линейного тока

$$\vec{\eta} = \eta \vec{z}_0.$$

Считается, что  $\eta$  неизменно на сторонах контура. В итоге, в соответствии с законом полного тока [ ]:

$$\oint_L \vec{H} \vec{\tau} dL = \int_S \vec{\eta} \vec{z}_0 dS$$

и учетом очевидных соотношений  $\vec{H} \vec{\tau} = H_\tau$ ;  $\vec{\eta} \vec{z}_0 = \eta$  связь между распределением тока по пластинам вибратора и касательной составляющей магнитного поля  $H_\tau$  определится следующим соотношением:

$$I = 2H_\tau d \quad (5.3).$$

Здесь  $I$  – комплексная амплитуда тока, пересекающего контур поперечного сечения.

Считается, что замена цилиндрических плеч симметричного вибратора пластинами не изменяет его поле излучения в волновой зоне. Поэтому единственная проекция вектора напряженности электрического поля с учетом (2.3, 5.3) определяется следующим выражением:

$$\begin{aligned} E_\theta &= 120(H_\tau)_m d \frac{e^{-ikr} \cos(2\pi d_n \cos(\theta)) - \cos(2\pi d_n)}{r \sin(\theta)} = \\ &= 60I_m \frac{e^{-ikr} \cos(2\pi d_n \cos(\theta)) - \cos(2\pi d_n)}{r \sin(\theta)} \end{aligned} \quad (5.4),$$

а магнитного с учетом (2.1, 2.2):

$$H_\varphi = \frac{I_m}{2\pi} \frac{e^{-ikr} \cos(2\pi d_n \cos(\theta)) - \cos(2\pi d_n)}{r \sin(\theta)} \quad (5.5).$$

После переопределения источников, создающих распределения тока для симметричного вибратора и напряжения для щелевой антенны через соответствующие касательные составляющие  $H_\tau$ ,  $E_\tau$ , их электромагнитные поля удовлетворяют системам уравнений Максвелла в виде:

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{H} &= i\omega \varepsilon_a \vec{E} \\ \text{rot} \vec{E} &= -i\omega \mu_a \vec{H} \end{aligned} \quad (5.6).$$

Определение поля щелевой антенны через поле симметричного вибратора можно осуществить, применив принцип перестановочной двойственности [ ]. Для этого необходимо выполнить замену векторов поля:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{E}}_s &= \sqrt{\omega \varepsilon_a} \dot{\vec{E}} \\ \dot{\vec{H}}_s &= \sqrt{-\omega \mu_a} \dot{\vec{H}} \end{aligned} \quad (5.7).$$

Это преобразует исходную систему уравнений Максвелла к виду:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \dot{\vec{H}}_s &= i\omega \sqrt{-\varepsilon_a \mu_a} \dot{\vec{E}}_s; \\ \operatorname{rot} \dot{\vec{E}}_s &= i\omega \sqrt{-\varepsilon_a \mu_a} \dot{\vec{H}}_s; \end{aligned} \quad (5.8).$$

Замена  $H_s \rightarrow E_s$  и  $E_s \rightarrow H_s$  преобразует первое уравнение системы (5.8) во второе и наоборот. При этом граничные условия, приведенные для симметричного вибратора на рис. 5.2.б преобразуются в граничные условия для щелевой антенны на рис.5.2.а. Соответственным образом должны быть преобразованы и выражения (5.4, 5.5) для составляющих поля

$$H_{s\varphi} \rightarrow E_{s\varphi} \text{ и } E_{s\theta} \rightarrow H_{s\theta}$$

и (5.3) для распределения тока. В итоге, после выполнения обратных к (5.7) преобразований, получим для составляющих поля щелевой антенны в дальней зоне:

$$\begin{aligned} E_\varphi &= \frac{(E_\tau)_m d e^{-ikr}}{\pi r} \frac{\cos(2\pi l_n \cos(\theta)) - \cos(2\pi l_n)}{\sin(\theta)} \\ &= \frac{U_m e^{-ikr}}{\pi r} \frac{\cos(2\pi l_n \cos(\theta)) - \cos(2\pi l_n)}{\sin(\theta)} \end{aligned} \quad (5.9);$$

$$H_\theta = -\frac{E_\varphi}{120\pi} = -\frac{U_m e^{-ikr}}{120\pi^2 r} \frac{\cos(2\pi l_n \cos(\theta)) - \cos(2\pi l_n)}{\sin(\theta)} \quad (5.10).$$

На рис. 5.4 показана ориентация векторов поля симметричного вибратора (рис. 5.4.а) и щелевой антенны (рис. 5.4.б) в дальней зоне. Характеристики направленности для этих двух антенн совпадают, как легко заметить из анализа выражений (2.3) и (5.9), и определяются выражениями (2.6, 2.7).

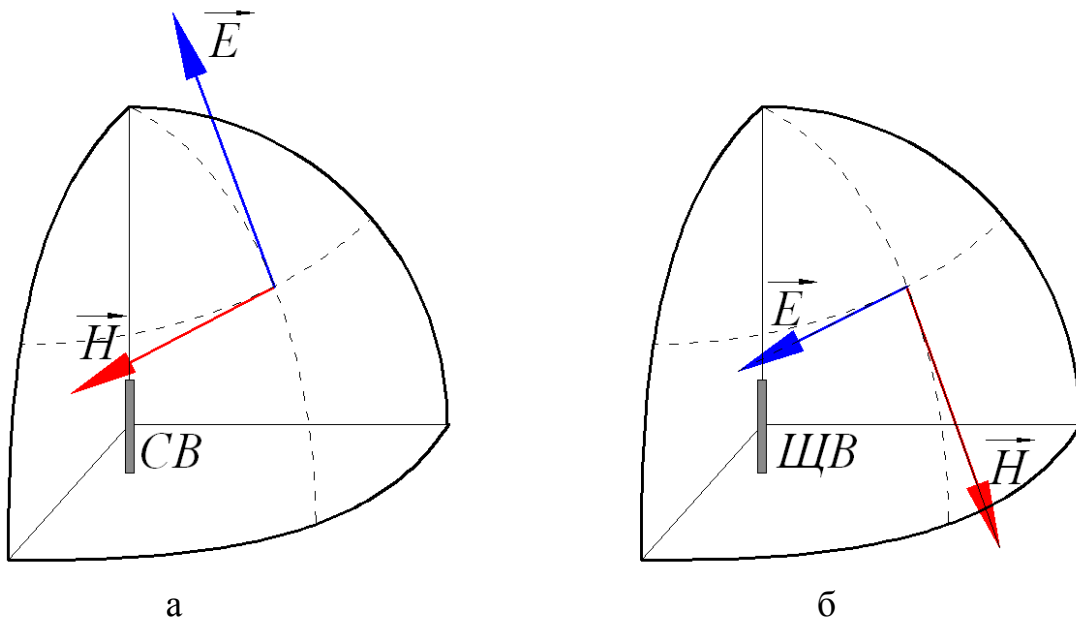


Рис. 5.4.

Для определения сопротивления излучения  $R_{\Sigma Ц}$  и входного сопротивления  $Z_{exЦ}$  щелевой антенны следует рассмотреть условие равенства единственных проекций вектора напряженности электрического 2

$$|E_\theta| = |E_\varphi|,$$



которое, с учетом (5.4) и (5.9) приводит к равенству:

$$60I_m = \frac{U_m}{\pi} \quad (5.11).$$

Если потребовать равенства мощности излучения симметричного вибратора и щелевой антенны, то его можно записать, используя традиционную формулировку закона Джоуля – Ленца и соотношение (5.11), следующим образом

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I_m^2 R_\Sigma = \frac{1}{2} \frac{U_m^2}{R_{\Sigma\Pi}} \Rightarrow \frac{1}{2} I_m^2 R_\Sigma = \frac{1}{2} \frac{(60\pi I_m)^2}{R_{\Sigma\Pi}}$$

Приведенная выше цепочка равенств позволяет связать сопротивления излучения щелевой антенны  $R_{\Sigma\Pi}$  и симметричного вибратора  $R_\Sigma$ . Последнее определено выражением (3.5):

$$R_{\Sigma\Pi} = \frac{(60\pi)^2}{R_\Sigma} \quad (5.12).$$

Аналогичные рассуждения позволяют связать входные сопротивления излучения щелевой антенны  $Z_{ex\Pi}$  и симметричного вибратора  $Z_{ex}$ , определенное выражением (3.9):

$$Z_{ex\Pi} = \frac{(60\pi)^2}{Z_{ex}} \quad (5.13).$$

Для симметричного вибратора с нормированной длиной плеча  $l/\lambda=0,25$  и соответствующей ему щелевой антенне с общей длиной щели  $2(l/\lambda)=0,5$  сопротивления излучения имеют следующие значения:

$$R_\Sigma=73,1 \text{ Ом} \quad R_{\Sigma\Pi}=486 \text{ Ом}.$$

Соответствующие значения входных сопротивлений:

$$Z_{ex}=(73,1 + i42,5) \text{ Ом} \quad Z_{ex\Pi}=(363 - i211) \text{ Ом}.$$

Для настройки симметричного вибратора его укорачивают в соответствии с формулой (3.10), добиваясь нулевого значения реактивного сопротивления. Расчет требует определить его волновое сопротивление  $W$ . Для оценок принято, что  $W=300 \text{ Ом}$ . Тогда после укорочения для симметричного вибратора получим следующий результат:

$$Z_{ex}=70 \text{ Ом}.$$

Для щелевой антенны аналогичные действия приводят к значению:

$$Z_{ex\Pi}=500 \text{ Ом}.$$

На рис.5.5 приведен график зависимости активной и реактивной части входного сопротивления щелевой антенны, построенной с использованием специально разработанной в среде *MATLAB* программы *ZINSV* [ ].

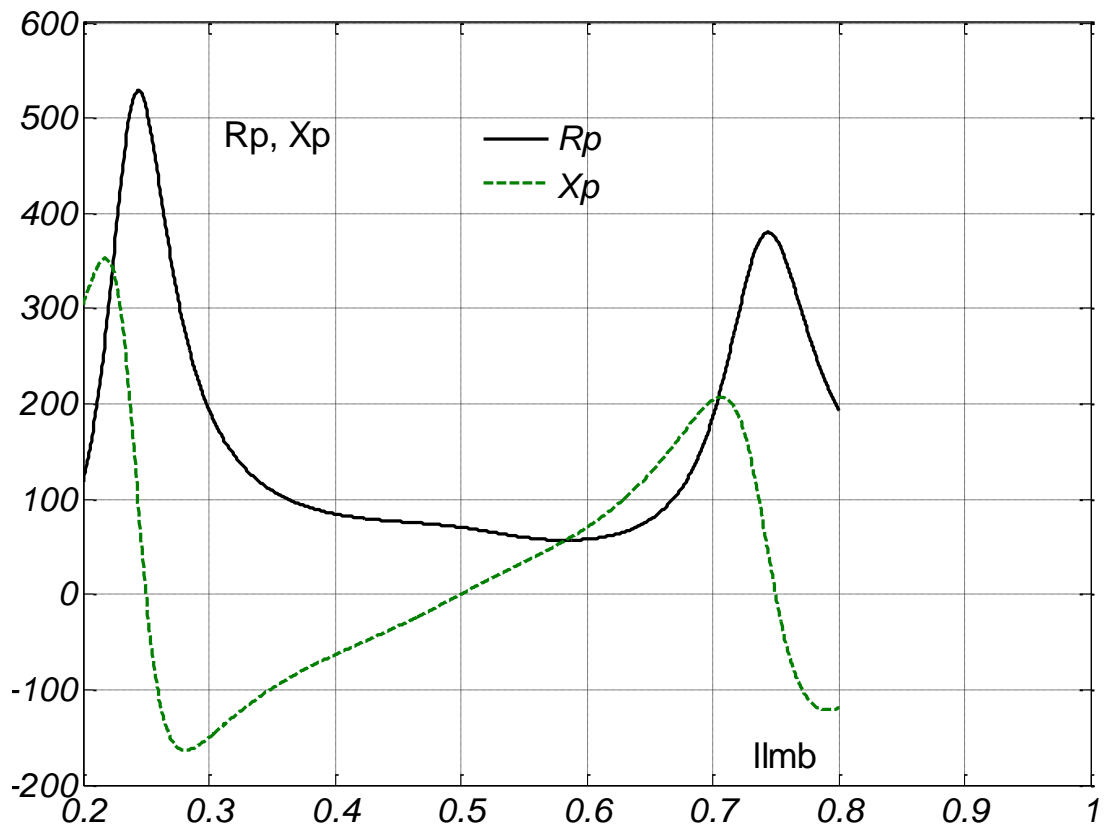


Рис. 5.5.

Приведенные зависимости позволяют сделать вывод о том, что в отличие от симметричного вибратора для щелевой антенны более является приемлемым с практической точки зрения является значение нормированной длины плеча  $l_n=0.5$ . В этой области изменения активной  $R_p$  и реактивной  $X_p$  составляющих ее входного сопротивления при изменении  $l_n$  менее выражены и слабо сказываются на характеристиках антенны.

## 6. Особенности питания вибраторных антенн.

### 6.1. Согласование с линией передачи.

Для питания антенн используются различные линии (фидеры, волноводы), которые, при работе антенны на передачу, соединяют ее с передатчиком  $\Pi$  на рис.6.1. Энергия переносится одной из ее собственных волн (обычно – основной). В этом случае любой тип фидера может быть сопоставлен с эквивалентной длинной линией [ ], а антенна - с ее нагрузкой, которая определяется сопротивлением  $Z$ .

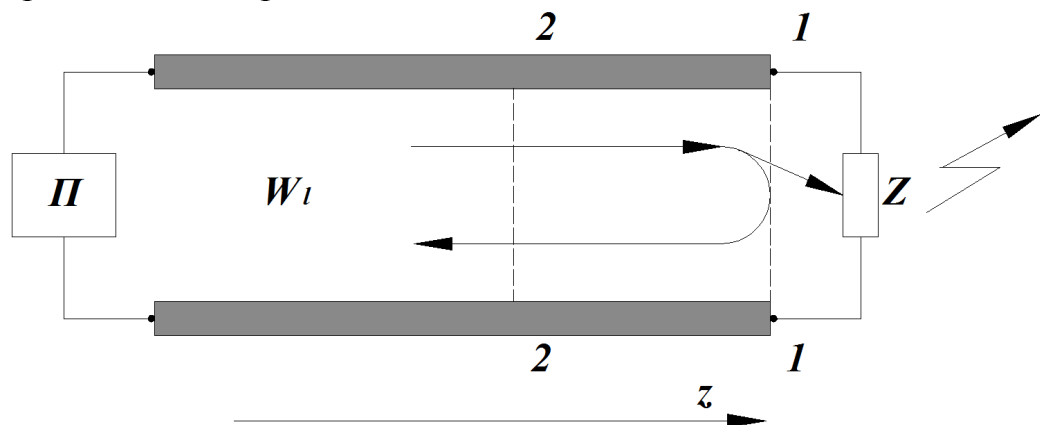



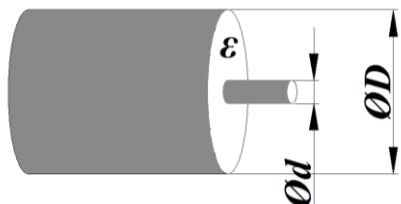
Рис. 6.1.

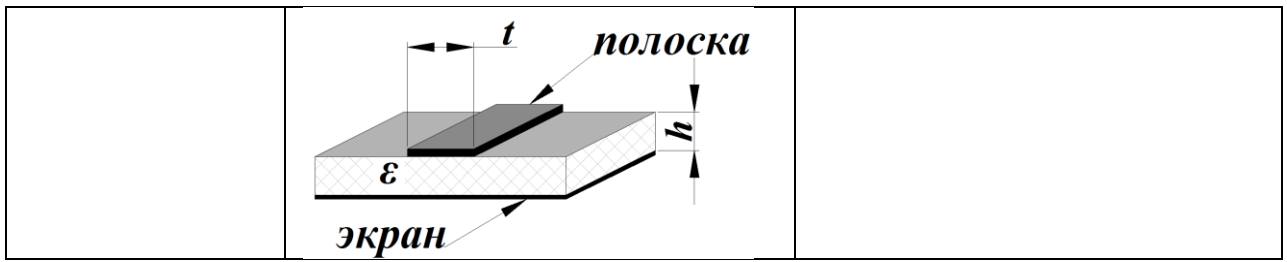
В общем случае волна от передатчика распространяется по линии и частично поглощается нагрузкой, а частично отражается от нее. Место отражения на рис. 6.1 отмечено пунктирной линией 1-1. Для антенны поглощение соответствует излучению электромагнитной волны в свободное пространство. Задачей согласования антенны с питающей линией является устранение отражения.

Проведенный выше анализ основных типов вибраторных антенн показал, что их входное сопротивление зависит от соотношения  $l/\lambda$ , а, следовательно, при неизменной длине  $l$  - от частоты  $f$  или длины волны. Поскольку процесс отражения в основном определяется значением  $Z$ , решить задачу согласования удастся только в относительно узком диапазоне частот. Для ее этого кроме зависимости  $Z(f)$  необходимо учитывать и параметры фидера: тип волны, на котором осуществляется передача энергии и волновое (не путать с характеристическим) сопротивление  $W_l$ .

Для питания вибраторных антенн наиболее часто используют линии передачи, основные элементы конструкции которых и расчетные соотношения для определения волновых сопротивлений приведены в таблице 6.1. Во всех этих линиях основной является волна класса Т [ ]. Следует помнить, что ее особенностью является отсутствие волноводной дисперсии.

*Таблица 1. Конструкции линий передачи и формулы для вычисления волнового сопротивления.  $\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость материала, используемого в коаксиальной или полосковой линии передачи.*

Тип линии	Эскиз	Формула для волнового сопротивления $W_l$
Двухпроводная		$W_l = 120 \ln \left( \frac{b}{2a} + \sqrt{\left( \frac{b}{2a} \right)^2 - 1} \right)$
Коаксиальная		$W_l = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon}} \ln \left( \frac{D}{d} \right)$
Полосковая		$W_l = F(t, h, \varepsilon \dots)$



Из рис. 6.1 ясно, что в промежутке между антенной и передатчиком распространяются две волны, бегущие навстречу друг другу. Комплексная амплитуда их суперпозиции в общем виде соответствует сумме:

$$u(z) = u_0 e^{-i\beta z} + u_1 e^{i\psi} e^{i\beta z} \quad (6.1).$$

Здесь:  $u_0$  и  $u_1$  – амплитуды падающей и отраженной волн;

$\Psi$  – фазовый сдвиг, определяемый отражением волны от антенны;

$\beta$  – коэффициент фазы волны, распространяющейся в линии передачи.

С учетом того, что рассматриваются линии с волной класса Т, коэффициент фазы определяется значением волнового числа в вакууме  $k$  следующим образом:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon} = k \sqrt{\varepsilon} \quad (6.2)$$

Использование коэффициента отражения:

$$r = abs\left(\frac{u_1}{u_0}\right) \quad (6.3),$$

позволяет определить суперпозицию выражением:

$$u(z) = u_0 (1 + r e^{i2\beta z + \psi}) e^{-i\beta z} = u_0 \sqrt{1 + 2r \cos(2\beta z + \psi) + r^2} e^{-i\beta z} \quad (6.4).$$

Для линии передачи с волной класса Т можно однозначно определить ток [ ]:

$$i(z) = \frac{u_0}{W_l} (1 - r e^{i2\beta z + \psi}) e^{-i\beta z} = \frac{u_0}{W_l} \sqrt{1 - 2r \cos(2\beta z + \psi) + r^2} e^{-i\beta z} \quad (6.5)$$

и сопротивление нагрузки:

$$Z(z) = W_l \frac{1 + r e^{i\psi} e^{i2\beta z}}{1 - r e^{i\psi} e^{i2\beta z}} \quad (6.6).$$

Величина  $Z(z)$  соответствует нагрузке отрезка питающей линии протяженностью от передатчика до сечения, определяемого координатой  $z$ . На рис. 6.1 таким сечением является линия 1-1. Ее положение может быть изменено (линия 2-2 на рис.6.1) и тогда нагрузкой будет являться не только сопротивление  $Z$ , но и часть линии от места его подключения до выбранного сечения.

Анализируя формулу (6.6) легко получить связь между коэффициентом отражения  $r$  и  $Z(z)$ . Обычно в качестве нагрузки линии передачи используют значение  $Z(z)$ , приходящееся на сечение 1-1, в котором происходит подключение к ней антенны ( $z=0$ ). Тогда

$$r = \text{abs}\left(\frac{Z - W_l}{Z + W}\right) \quad (6.7)$$

и определить условие, при котором отражение отсутствует:

$$r=0 \text{ при } Z=W_l.$$

Поскольку волновое сопротивление питающей линии  $W_l$  не содержит реактивности, для этого требуется чтобы и  $Z=R+iX$  было действительной величиной. Тогда условием обеспечения согласования антенны с питающей линией является следующее требование:

$$r=0 \text{ при } R=W_l \quad X=0 \quad (6.8).$$

Все основные особенности, возникающие при распространении волны от передатчика к антенне (рис.6.1) определяются зависимостью нормированной амплитуды эквивалентного напряжения в линии от нормированной продольной координаты  $z_n$ . Из выражения (6.4) ее можно определить следующим образом:

$$q(z) = \sqrt{1 + 2r \cos(4\pi z_n + \psi) + r^2} \quad (6.9).$$

$$z_n = \frac{z}{\lambda};$$

На рис. 6.2 изображены такие зависимости, построенные для различных значений коэффициента отражения  $r$ . Режиму согласования соответствует случай  $r=0$  – режим бегущей волны.

Анализ приведенных графиков и выражения (6.7) показывает, что зависимость  $q(z_n)$  периодична. Период соответствует значению половины длины волны в линии передачи:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon}} \quad (6.10).$$

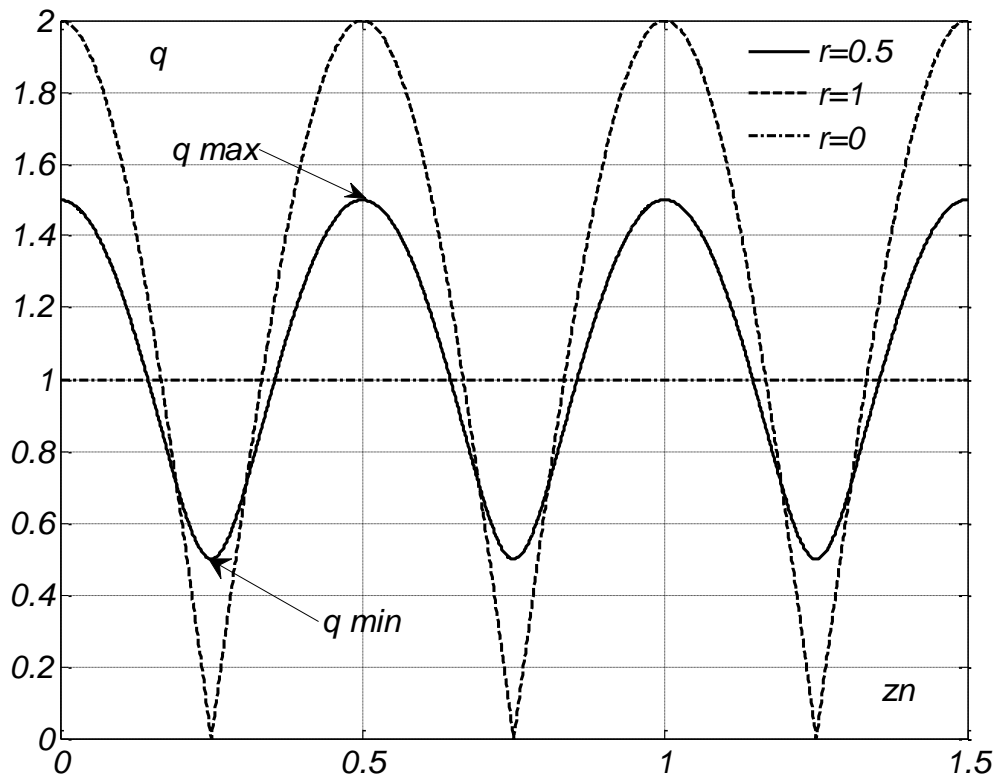


Рис. 6.2.

На рис. 6.3 изображены зависимости нормированной амплитуды эквивалентного напряжения в линии от нормированной продольной координаты, построенные для различных значений фазового сдвига  $\Psi$  ( $psi$ ), определяемого отражением волны от антенны при фиксированном значении коэффициента отражения  $r=0.5$ .

Легко заметить, что изменение  $\Psi$  приводит к смещению зависимости  $q(z_n)$  вдоль продольной оси линии передачи.

Для количественной оценки степени согласования нагрузки с питающей линией вводятся численные характеристики: коэффициент бегущей  $K_{бв}$  и стоячей  $K_{св}$  волны:

$$K_{св} = \frac{q_{\max}}{q_{\min}}; \quad K_{бв} = \frac{1}{K_{св}} \quad (6.11).$$

Несложно показать, что  $K_{св}$  и  $G$  связаны между собой простым соотношением [ ]:

$$K_{св} = \frac{r+1}{r-1} \quad (6.12).$$

Под полосой пропускания антенны ниже понимается диапазон частот или длин волн, в котором характеристики антенны -  $K_{св}$  или  $r$  - удовлетворяют следующим неравенствам:

$$K_{св} < (K_{св})_{дон}; \quad r < r_{дон}$$

Для ее оценки необходимо исследовать зависимость  $r(l_n)$ , определенную формулой (6.7) и (6.12), используя для входного сопротивления антенны  $Z$  соответствующее выражение.

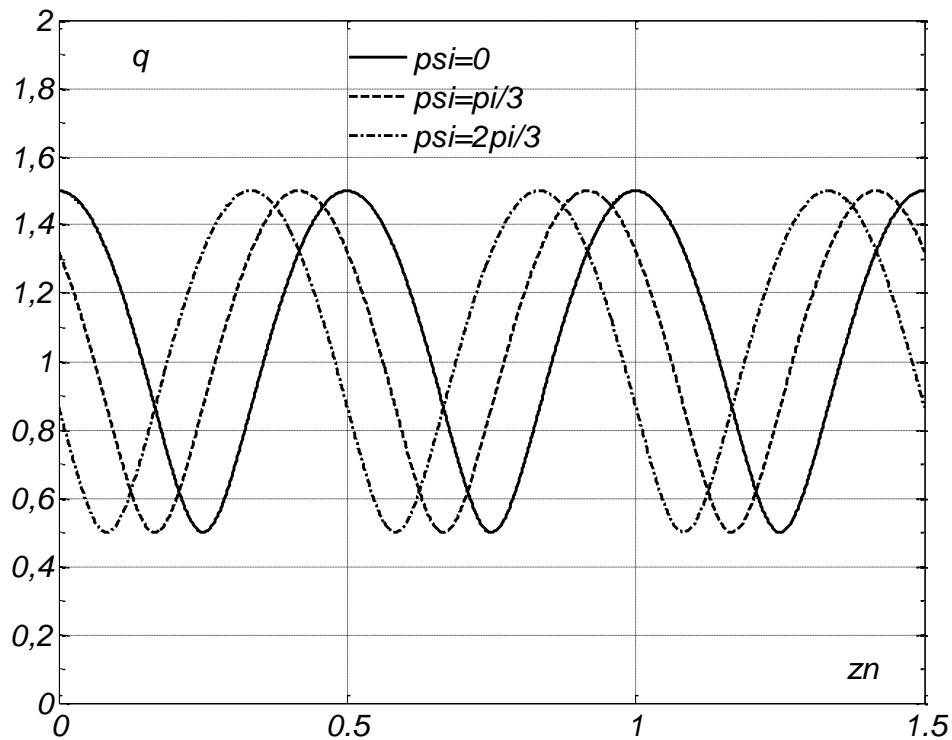


Рис. 6.3.

Рассмотренные ранее симметричный и петлевой вибраторы и щелевая антенна позволяют выполнить оценку их полосы пропускания. Для этого в среде *MATLAB* разработана программа *KSVOTR* [ ].

На рис. 6.4 построена зависимость коэффициента отражения от входа симметричного вибратора. Соотношение между длиной плеча вибратора и диаметром цилиндрического проводника, из которого они выполнены, составляет  $l/a=15$ . Полагалось, что условие согласования (6.8) выполнено для  $l_n=0.25$ . В дальнейшем значение нормированной длины, для которой выполняется согласование и обращается в ноль значение реактивного входного сопротивления антенны называется резонансным:  $(l_n)_p$ .

Расчеты показывают, что для приведенных выше значений параметров согласование будет обеспечено, если выбрать в соответствии с (6.8) волновое сопротивление питающей линии  $W_l=69.4 \text{ Ом}$ . Из приведенного на рис. 6.4 графика видно, что действительно при  $(l_n)_p=0.25$   $r=0$ .

Условие, определяющее полосу пропускания симметричного вибратора задается неравенством:

$$r < 0.1 = r_{\text{дон}}.$$

Пересечение графика  $r(l_n)$  с линией уровня  $r = r_{\text{дон}}$  определяет два значения нормированной длины:  $(l_n)_{\text{min}}=0.243$  и  $(l_n)_{\text{max}}=0.257$ . На рис.6.4 они отмечены двумя стрелками. Область между ними и определяет полосу пропускания антенны.

Значение резонансной длины волны  $\lambda_p$ , приходящейся на значение  $(l_n)_p=0.25$ , считается заданным. Это позволяет определить длину плеча вибратора  $l$ , а через него – все основные геометрические характеристики антенны:

$$l = (l_n)_p \lambda_p \quad (6.13).$$

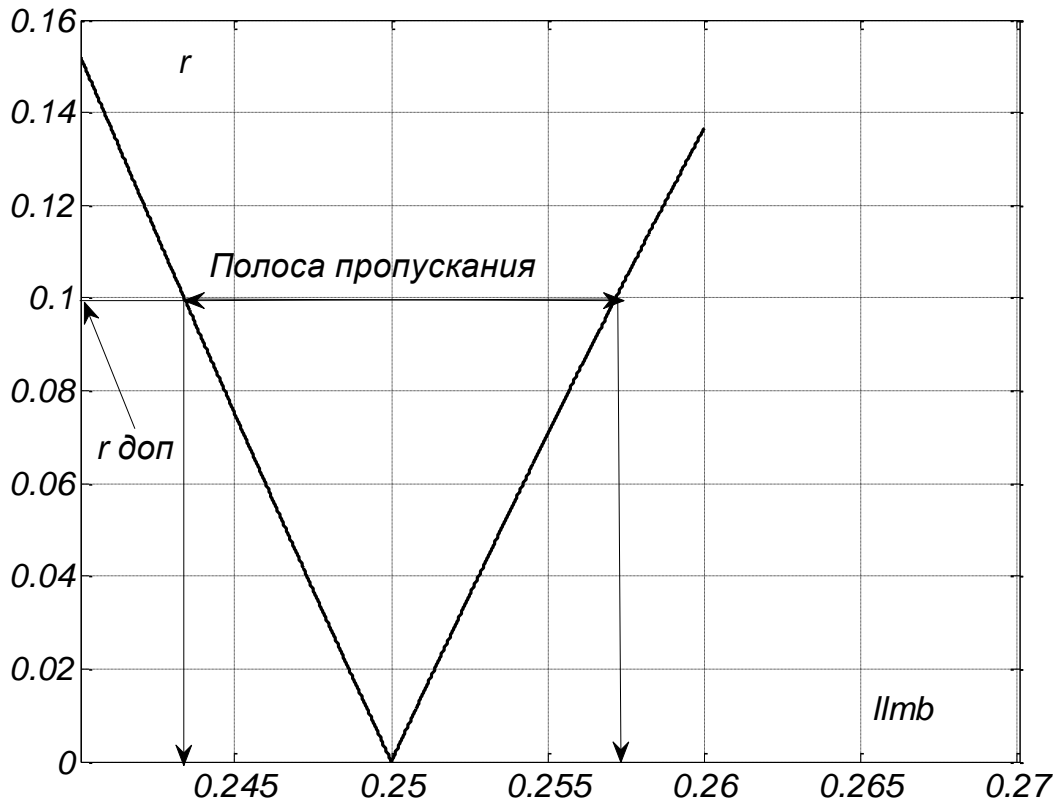


Рис. 6.4.

По значениям  $(l_n)_{min}$  и  $(l_n)_{max}$  вычисляются абсолютные значения  $\lambda_{max}$  и  $\lambda_{min}$ :

$$\lambda_{max} = \lambda_p \frac{(l_n)_p}{(l_n)_{min}} \quad \lambda_{min} = \lambda_p \frac{(l_n)_p}{(l_n)_{max}} \quad (6.14)$$

и отношение абсолютного значения ширины полосы пропускания в длинах волн

$$\Delta\lambda = \lambda_{max} - \lambda_{min}$$

к ее резонансному значению:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_p} = (l_n)_p \frac{((l_n)_{max} - (l_n)_{min})}{(l_n)_{max} (l_n)_{min}} \quad (6.15).$$

График, приведенный на рис. 6.4, позволяет оценить полосу пропускания симметричного вибратора, соответствующую  $r < 0.1$ :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_p} = 0.056.$$

Аналогичные оценки могут быть получены и для других типов антенн. Например, для рассмотренного ранее петлевого вибратора подобное рассмотрение приводит к оценкам полосы практически совпадающими с полученными выше. Более подробный анализ этой антенны показывает, что путем изменения соотношения диаметров проводников  $d_1$  и  $d_2$  и расстояния между ними  $b$  (рис. 4.2) можно существенно расширить ее полосу пропускания.



При анализе щелевой антенны следует учесть, что в окрестности точки  $(l_n)_p=0.25$  (рис. 5.5) происходит резкое изменение как активной, так и реактивной составляющей ее входного сопротивления и это приводит к существенному ограничению полосы пропускания. Аналогичным образом менялись сопротивления симметричного и петлевого вибраторов в окрестности  $(l_n)_p=0.5$ , что было одной из причин, по которой эти антенны не использовались при таком значении нормированной длины плеча.

Вместе с тем, в окрестности точки  $(l_n)_p=0.5$  диаграмма направленности рассмотренных антенн еще не имеет дополнительных боковых лепестков. Единственный недостаток в том, что ее длина увеличивается в два раза.

На рис. 6.5 построена зависимость коэффициента отражения от входа симметричного вибратора.

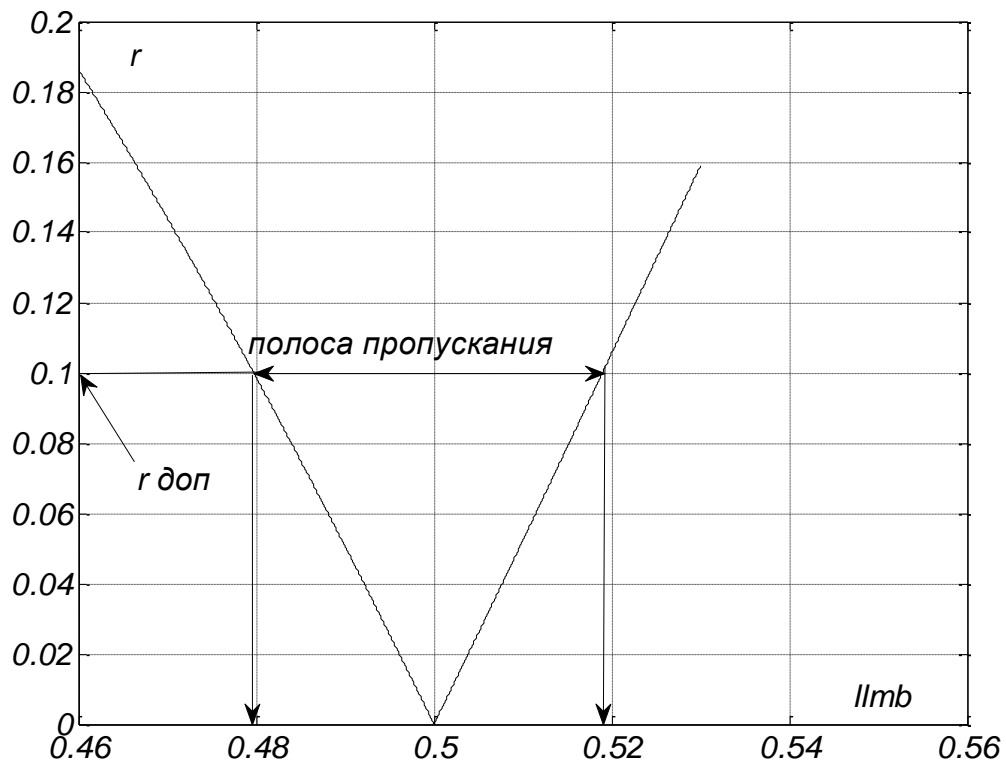


Рис. 6.5.

Соотношение между длиной плеча вибратора и диаметром цилиндрического проводника, из которого они выполнены, как и для рассмотренного выше симметричного вибратора, составляет  $l/a=15$ . При расчете полагалось, что условие согласования (6.8) выполнено для  $l_n=0.5$ . Расчеты показывают, что для этого необходимо выбрать волновое сопротивление питающей линии  $W_l=70.5 \text{ Ом}$ .

Условие, определяющее полосу пропускания для заданных значений параметров, как и для симметричного вибратора задается неравенством:

$$r < 0.1,$$

Анализ полученной зависимости показывает, что для щелевой антенны величина

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_p} = 0.093$$

оказывается существенно больше.

Анализ ширины полосы пропускания антенн можно проводить и по зависимости коэффициента стоячей волны от нормированной длины плеча. Для примера на рис. 6.6 представлены графики  $K_{св}(l_n)$  построенные для симметричного и петлевого вибраторов для  $l/a=15$  и  $b/a=5$ . Как и отмечалось ранее, в окрестности резонансного значения  $l_n=0.25$  зависимости для симметричного и петлевого вибраторов практически совпадают.

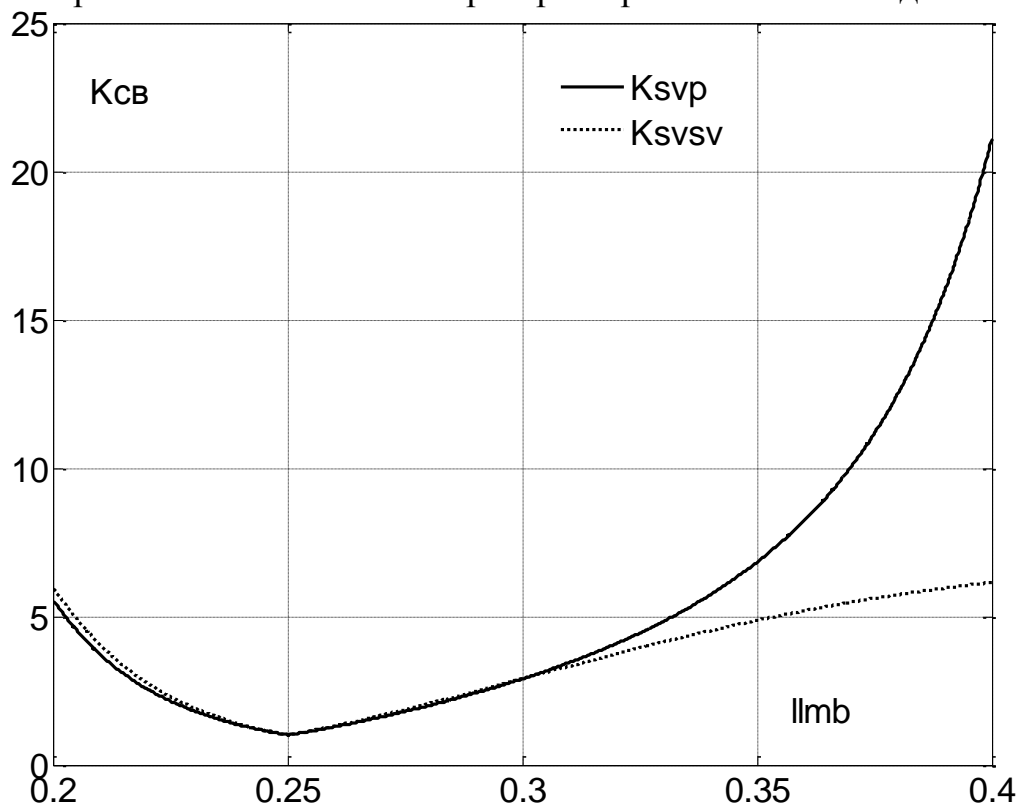


Рис. 6.6.

### **6.2. Использование ступенчатых переходов для согласования антенны с питающей линией.**

Весь предыдущий анализ проводился в предположении, что условие равенства волнового сопротивления питающей линии и активной части входного сопротивления антенны совпадают. На рис. 6.7 представлена зависимость  $r(l_n)$ , построенная при  $R = 69.4 \text{ Ом}$  и  $W_l = 50 \text{ Ом}$ . В результате несовпадения активной части входного сопротивления антенны и волнового сопротивления фидера коэффициент отражения ни в одной точке рассматриваемого диапазона не обращается в ноль и его минимум не приходится на значение  $l_n=0.25$ , при котором  $X=0$ .

Для того, чтобы обеспечить согласование антенны с питающей линией при нарушении условия (6.8) согласования активной части входного сопротивления обычно используют четвертьволновый трансформатор сопротивлений [ ]. Идея согласования заключается в том, что кроме волны, отраженной от входа антенны (сечение 2 на рис. 6.8) образуется волна отраженная от искусственно созданной неоднородности (сечение 1 на рис. 6.8).

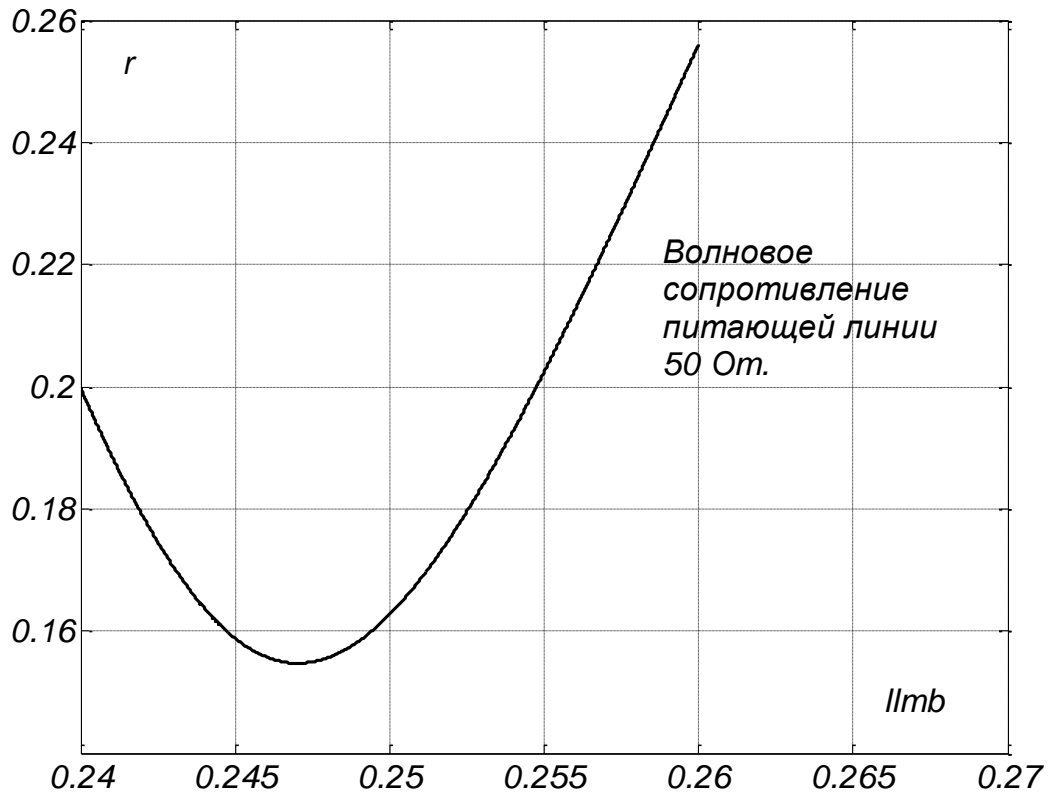


Рис. 6.7.

Неоднородность создается за счет изменения размеров поперечного сечения линии передачи. При этом меняется значение волнового сопротивления линии  $W_l$  в соответствии с эскизами и формулами, приведенными в таблице 1.

На рис. 6.8 показан участок линии передачи длиной  $L_m$  для двух вариантов питающих линий: двухпроводной и коаксиальной. В первом случае неоднородность образуется за счет изменения диаметра проводников двухпроводной линии, во втором – за счет изменения диаметра центрального проводника коаксиального волновода. Участок длиной  $L_m$  и выполняет роль четвертьволнового трансформатора сопротивлений.

Отмеченные на рис. 6.8 сечения 1 и 2 являются источниками отраженных волн, комплексная амплитуда которых пропорциональна коэффициентам отражения от этих сечений. Для определения и оценки качества согласования антенны с питающей линией необходимо вычислить сумму этих волн, учитывая как амплитудные, так и фазовые соотношения между ними.

Комплексный коэффициент отражения  $G_1$  от первого сечения определяется выражением:

$$G_1 = r_1 e^{i\psi_1} = \frac{W_t - W_l}{W_t + W_l} \quad (6.16).$$

Здесь  $W_l$  и  $W_t$  – волновые сопротивления питающей линии и четвертьволнового трансформатора. В первом приближении можно считать, что  $W_l$  и  $W_t$  не зависят от частоты и являются действительными величинами (это соответствует пренебрежению потерями в линиях). В дальнейших

выкладках для упрощения считается, что  $G_1$  – положительное ( $W_l < W_t$ ;  $\Psi_1=0$ ) или отрицательное ( $W_l > W_t$ ;  $\Psi_1=\pi$ ) действительное число не зависящее от частоты.

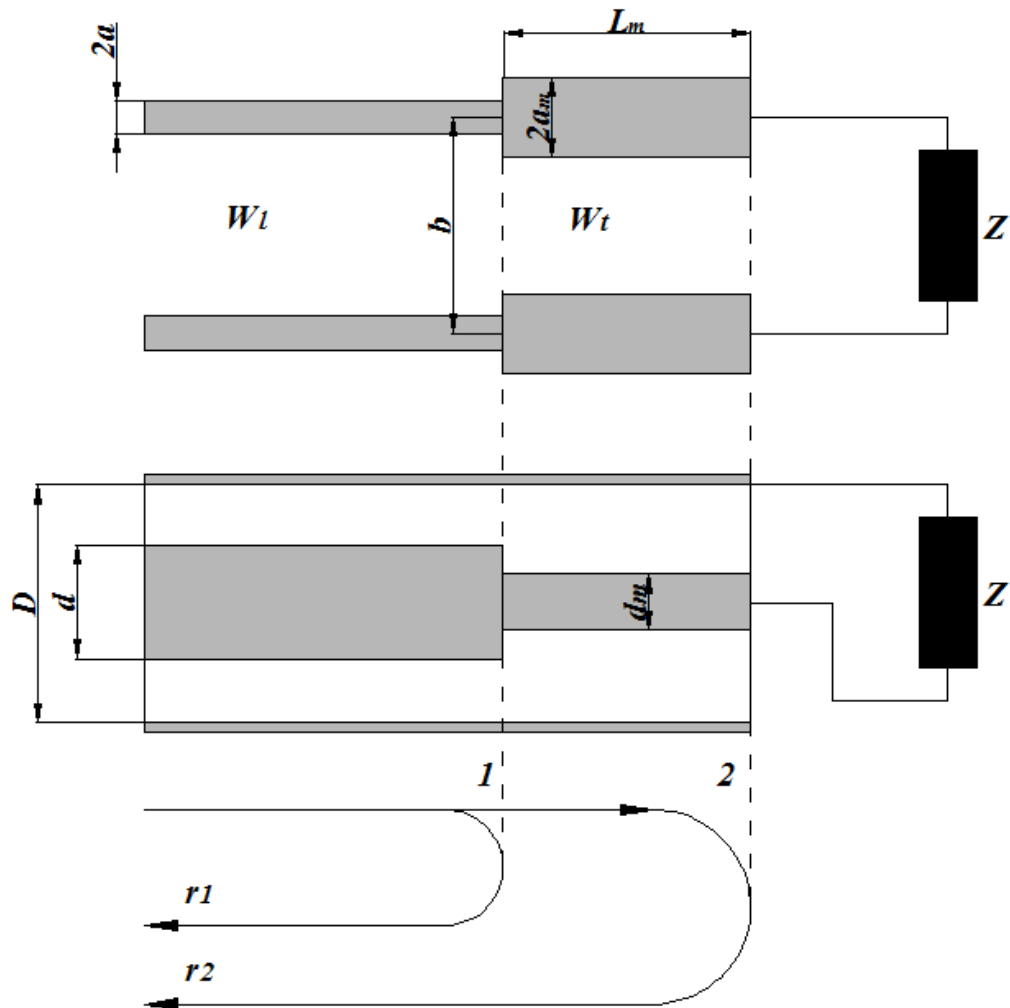


Рис. 6.8.

Комплексный коэффициент отражения  $G_2$  зависит от входного сопротивления антенны. Амплитуда и фаза этого числа уже не может полагаться неизменной в диапазоне частот, а сама величина коэффициента отражения – действительной величиной:

$$G_2 = r_2 e^{i\psi_2} = \frac{Z(l_n) - W_t}{Z(l_n) + W_t} \quad (6.17).$$

Здесь зависимость от частоты или длины волны, как и ранее, заменена зависимостью от нормированной длины плеча  $l_n$ .

На практике условие согласования (6.8) обеспечивают для резонансного значения нормированной длины  $(l_n)_p$ . В этом случае  $Z((l_n)_p) = R$  и  $G_2 = \frac{R - W_t}{R + W_t}$  также, как и  $G_1$  положительное ( $R < W_t$ ;  $\Psi_2=0$ ) или отрицательное ( $R > W_t$ ;  $\Psi_2=\pi$ ) действительное число.

Из рис. 6.8 ясно, что процесс отражения определяют две волны с комплексными амплитудами  $u_1$  и  $u_2$ . Для определенности полагают, что фаза волны  $u_1$  нулевая. Фазовый сдвиг для  $u_2$  определяется отражением от входа

антенны и распространением вдоль линии трансформатора от сечения 1 к сечению 2 и обратно:

$$u_1 = r_1 e^{i\psi_1} \quad u_2 = r_2 e^{i\psi_2} e^{i2\beta L_t} \quad (6.18).$$

Несложно показать, что вне зависимости от соотношения между  $R$  и  $W_l$  ( $R < W_l$  или  $R > W_l$ ) при выполнении следующих условий:

$$W_t = \sqrt{W_l R}; \quad L_t = \frac{\lambda_p}{4\sqrt{\epsilon}} \quad (6.19).$$

волны  $u_1$  и  $u_2$  компенсируют друг друга для резонансной длины волны  $\lambda_p$ , приходящейся на значение  $(l_n)_p$ . Это и соответствует нулевому коэффициенту отражения, но от сечения 1, а не от входных зажимов антенны.

В диапазоне частот коэффициент отражения определяется следующим выражением:

$$r = \text{abs}(u_1 + u_2) \quad (6.20).$$

Для анализа зависимости коэффициента отражения в диапазоне частот или длин волн как и ранее можно анализировать зависимость  $r(l_n)$ . Для этого в среде *MATLAB* разработана программа *TRANS* [ ]. На рис. 6.9 приведен график этой зависимости для симметричного вибратора с согласующим четвертьволновым трансформатором на входе. В расчете полагалось, как и во всех предыдущих случаях  $l/a = 15$ . Волновое сопротивление питающей линии выбрано равным  $W_l = 50 \text{ Ом}$ . Значение волнового сопротивления линии трансформатора, полученное в результате численного анализа составило величину  $W_t = 59.3 \text{ Ом}$ .

Выполненный численный анализ позволил оценить значение полосы пропускания по уровню  $r = r_{\text{дон}} = 0.1$  значением:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_p} = 0.046.$$

Сравнивая его с аналогичной величиной, полученной для симметричного вибратора без согласующего трансформатора, но с питающей линией, волновое сопротивление которой удовлетворяет требованиям (6.8), следует отметить сокращение полосы пропускания антенны более чем на 10%. Это является следствием того, что наряду с частотной зависимостью входного сопротивления антенны, при использовании трансформатора необходимо дополнительно учитывать частотную зависимость фазы  $2\beta L_t$  в выражении (6.18, 6.20).

Расширение полосы пропускания возможно за счет использования многоступенчатого перехода, принцип действия которого поясняется на рис. 6.10.

Антенна со входным сопротивлением  $Z$  стыкуется с коаксиальной линией передачи с волновым сопротивлением  $W_l$ . Изначально условия согласования (6.8) не выполняются:  $R \neq W_l$ . Для его достижения участок между входом антенны и линией передачи разбивается на  $n$  ступеней, которые образуются за счет изменения диаметра центрального проводника коаксиала. Длина каждой ступени  $L_t$  выбирается равной четверти резонансной длины волны  $\lambda_p$  в соответствии с (6.19).

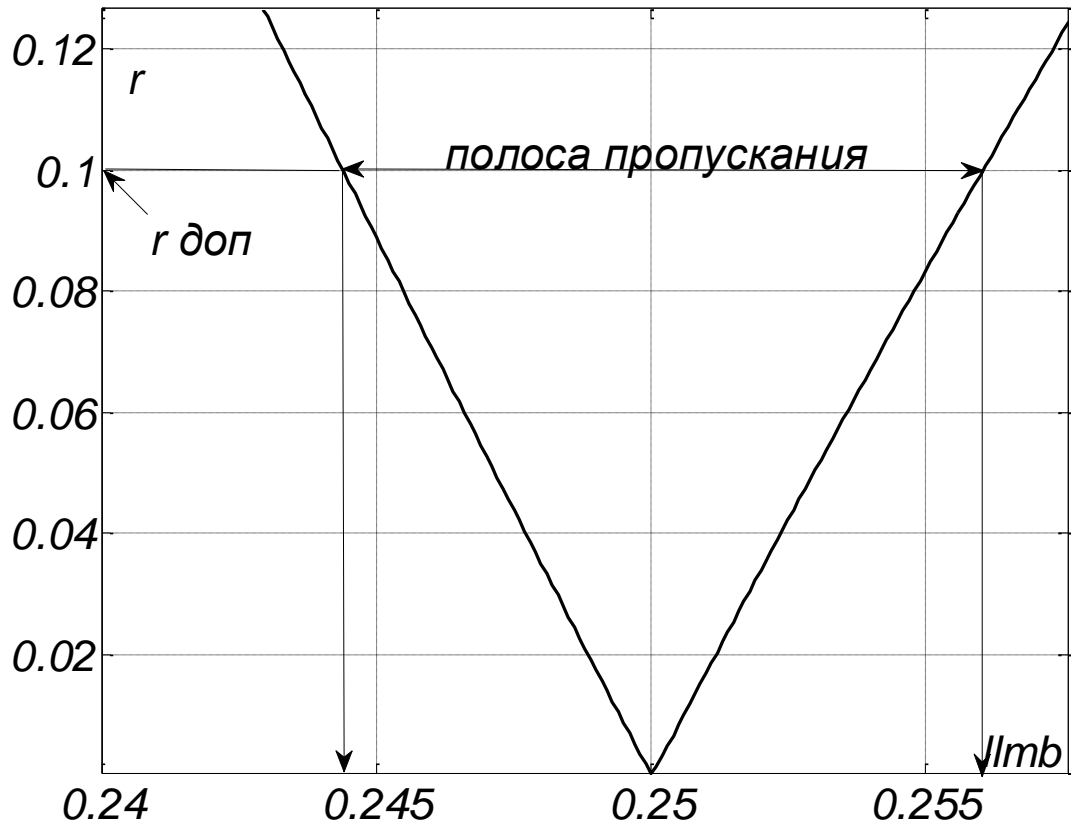


Рис. 6.9.

На границах каждой из  $n$  ступеней происходит изменение волнового сопротивления и их границы являются источниками отраженных волн, амплитуды которых в первом приближении определяются соответствующими коэффициентами отражений  $r_1 - r_n$  (рис. 6.10).

Суммарный коэффициент отражения  $r$  определяется в результате интерференционного сложения всех  $n$  волн с учетом как амплитудных, так и фазовых соотношений. При определении последних необходимо учитывать возможный скачок фазы, возникающий при отражении волн от стыка соседних ступеней и набег фазы за счет прохождения волной участка ступени, длиной  $L_t$ .

Коэффициенты отражения от стыков, как упоминалось выше, определяются либо положительными, либо отрицательными действительными числами. Для резонансной длины волны и отражению от входа антенны  $r_n$  соответствует действительное число. В итоге суммарный коэффициент отражения  $r$  определяется следующей суммой:

$$r = r_1 + r_2 e^{i\alpha} + r_3 e^{i2\alpha} + \dots + r_{n-1} e^{i(n-2)\alpha} + r_n e^{i(n-1)\alpha} \quad (6.21).$$

При определении  $r$  полагалось, что фаза первой волны – нулевая. Величина  $\alpha$  с учетом формулы (6.19) для длины ступени  $L_t$  определяется выражением:

$$\alpha = 2\beta L_t = \frac{\pi}{2\sqrt{\varepsilon}} \frac{\lambda_p}{\lambda} \quad (6.22).$$

Окончательно, с учетом обозначения  $x = e^{i\alpha}$ , суммарный коэффициент отражения можно представить в виде полинома  $n-1$  степени:

$$r = r_1 + r_2x + r_3x^2 + \dots r_{n-1}x^{n-2} + r_nx^{n-1} = P_{n-1}(x) \quad (6.23).$$

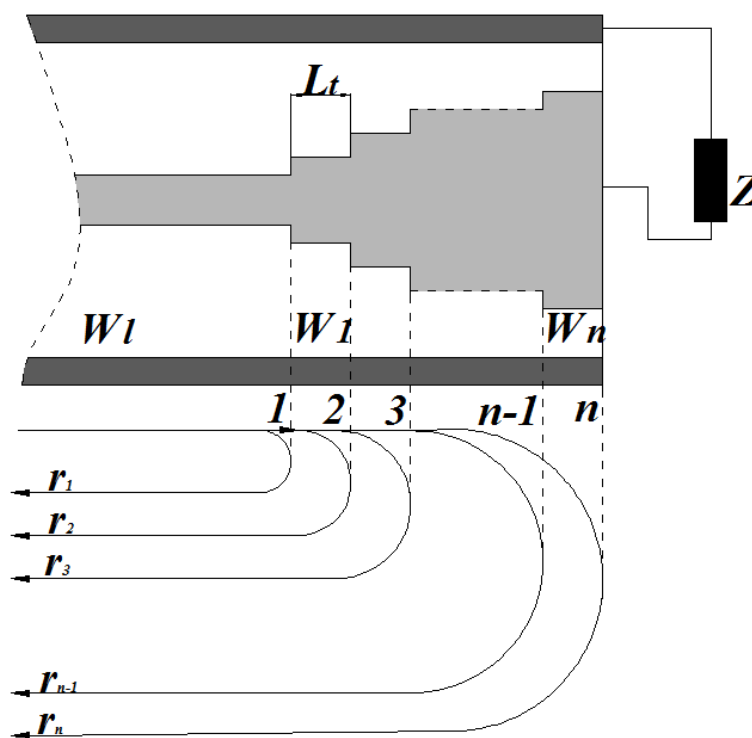


Рис. 6.10.

Вид полинома определяется коэффициентами отражения  $r_i$  в (6.23), а их значение, в соответствии с формулами из таблицы 1, - размерами поперечного сечения линии передачи. На практике коэффициенты отражения подбирают так, чтобы получить либо биномиальный либо Чебышевский полином [ ]. В первом случае коэффициент отражения в полосе пропускания антенны меняется плавно, а во втором – осциллирует, меняясь от нулевого значения до максимально допустимого. Максимальная полоса пропускания реализуется во втором случае.

Подбирая свойства полинома и число ступеней можно расширить полосу пропускания антенны, но ограничения, связанные с частотной зависимостью входного сопротивления  $Z$ , таким образом преодолеть невозможно.

### 6.3. Симметрирование питания.

В том случае, если геометрия антенны обладает симметрией, ее необходимо учитывать при соединении с линией передачи. В таблице 1 приведены эскизы наиболее часто встречающихся фидеров, которые используются на сегодняшний день для питания вибраторных антенн.

С другой стороны, наиболее распространенным типом симметричной антенны является симметричный вибратор, подробно рассмотренный выше. При его питании потребность в симметрировании не возникает только при использовании двухпроводной линии. В часто встречающемся случае применения коаксиала отсутствие симметрирующих устройств приводит к существенному изменению характеристик направленности.

Рис. 6.11 иллюстрирует процесс, возникающий при непосредственном соединении плеч симметричного вибратора (1) с несимметричной питающей линией (2) – коаксиальным кабелем. На рисунке отмечены два проводника, с помощью которых происходит соединение антенны и коаксиала – центральный (3) и внешняя оболочка (4)..

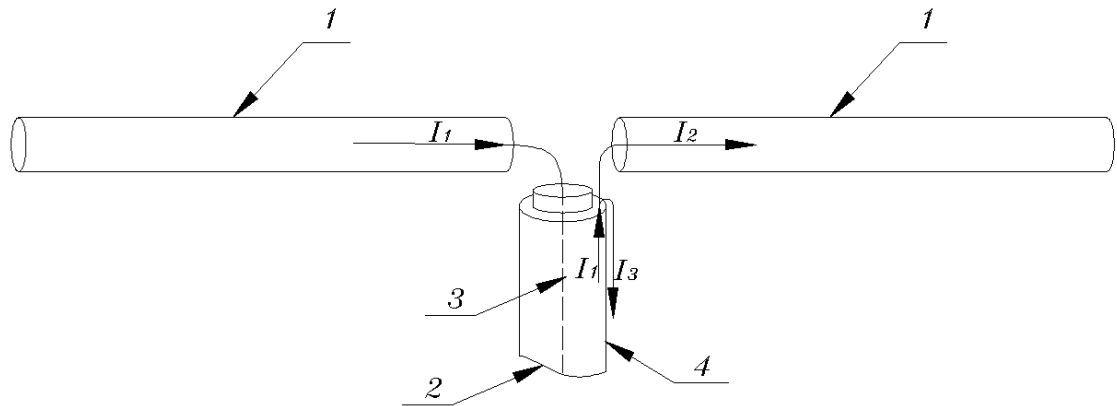


Рис. 6.11.

В коаксиале, при распространении электромагнитной волны, по центральному проводнику (3) и внутренней поверхности оплетки (4) протекают токи  $I_1$ , одинаковые по величине и противоположные по направлению. При соединении центрального проводника и оплетки непосредственно с плечами симметричного вибратора, как показано на рис. 6.11, из-за различий в геометрии проводников коаксиала возникает ток не только в плечах вибраторов, но и на внешней стороне оплетки ( $I_3$ ). Это приводит к тому, что токи  $I_1$  и  $I_2$  в плечах вибратора оказываются неодинаковыми. В результате диаграмма направленности антенны искажается.

Симметрирующее устройство используется для устранения этого эффекта. Существует большое число вариантов его реализации, адаптированных под различные варианты конструкций используемых антенн, частотный диапазон использования и многие другие факторы [ ].

Одна из возможных схем для решения этой задачи приведена на рис.6.12. Цифрами (1 – 4) здесь обозначены те же элементы, что и на рис. 6.11. Коаксиальный кабель (2) проложен внутри металлической трубки (5), внутренняя поверхность которой имеет омический контакт с внешней стороной оплетки коаксиала. Верхняя часть этой конструкции с помощью проводника соединена с одним из плеч вибратора (1).



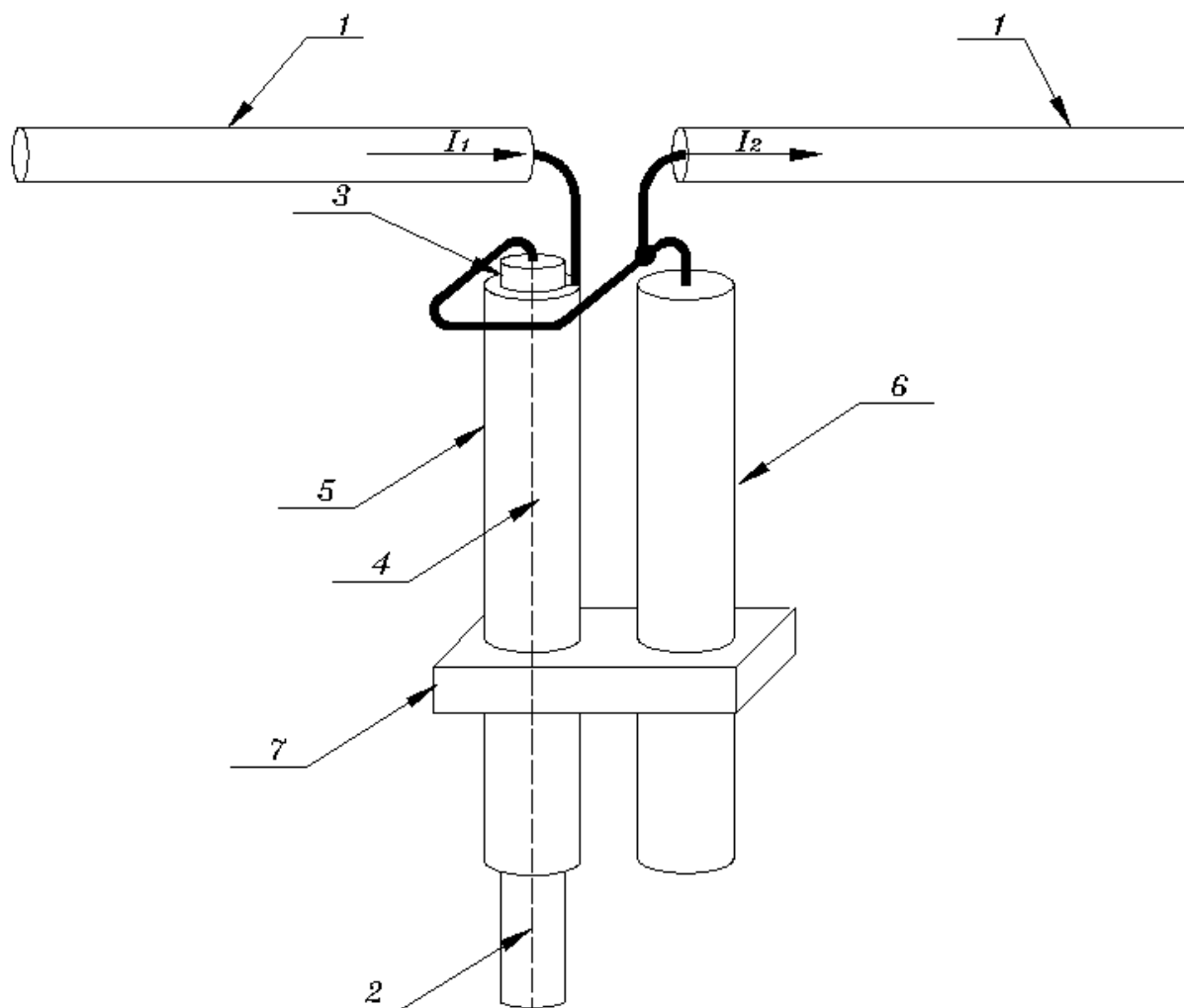


Рис. 6.12.

Параллельно металлической трубке (5) размещен металлический стержень (6) того же диаметра. Верхняя часть стержня соединена с одним из плеч вибратора (1) и центральным проводником коаксиальной линии.

На расстоянии равном  $0.25 \lambda$  от места подключения плеч вибратора (1) располагается короткозамыкатель (7), обеспечивающий омический контакт между трубкой и цилиндром, которые образуют двухпроводную симметричную линию.

Симметрирование питания осуществляется за счет трансформации короткого замыкания, в бесконечно большое сопротивление в точках подключения плеч вибратора, чем исключается затекание тока на наружную оболочку. Настройка устройства осуществляется перемещением короткозамыкателя (7).

### ***7. Характеристики направленности симметричного вибратора над проводящей поверхностью.***

Симметричный вибратор создает излучение, которому соответствует диаграмма направленности как минимум с двумя направлениями главного максимума. Вид такой диаграммы приведен на рис. 2.5, 2.6. Ограничимся в дальнейшем анализом случая, соответствующего рис.2.6. Будем считать, что каждому направлению главного максимума соответствует электромагнитная

волна, распространяющаяся в соответствующем направлении. Для симметричного вибратора в проведенном выше анализе эти волны определены комплексной амплитудой единственной проекцией вектора напряженности электрического поля  $E_\theta$ . Для упрощения дальнейших выкладок определенные таким образом волны и соответствующие им проекции обозначим  $E_1$  для направления  $\theta=0^\circ$  и  $E_2$  для направления  $\theta=180^\circ$ .

Один из вариантов создания однонаправленного излучения заключается в использовании металлического (идеально проводящего с проводимостью  $\sigma=\infty$ ) экрана, расположенного в непосредственной близости от антенны и служащего для переотражения волны  $E_2$  в направлении  $0^\circ$ . В результате  $E_1$  и  $E_2$  распространяются в одном направлении -  $\theta=0^\circ$ . Дополнительно необходимо выполнить условия интерференционного сложения этих двух волн в фазе.

В общем случае подобные задачи возникают не только в антенной технике, но и при анализе распространения электромагнитных волн над земной поверхностью, которая приближенно может характеризоваться как среда с проводимостью  $\sigma=\infty$ . На рис. 7.1.а и 7.2.а приведены два варианта ориентации симметричного вибратора относительно идеально проводящей поверхности – параллельная (горизонтальная в терминах дисциплины «распространение радиоволн») и нормальная (вертикальная в терминах дисциплины «распространение радиоволн») соответственно

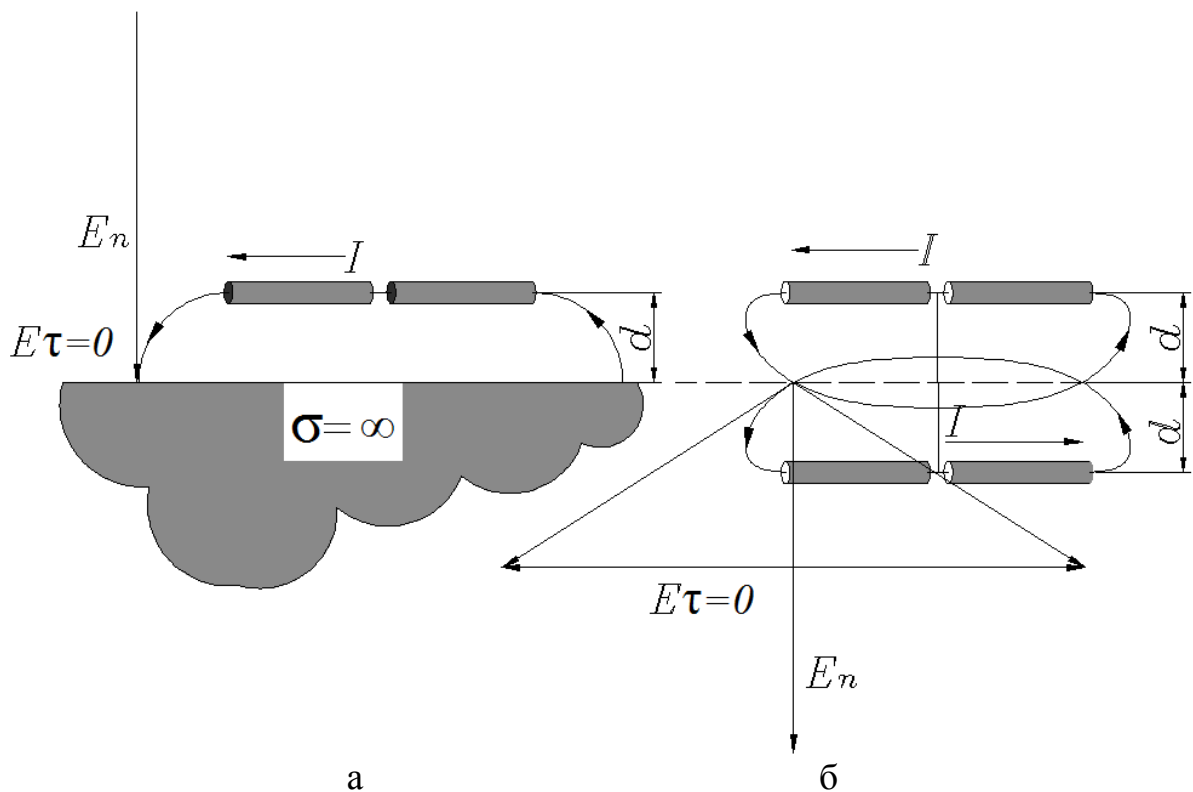
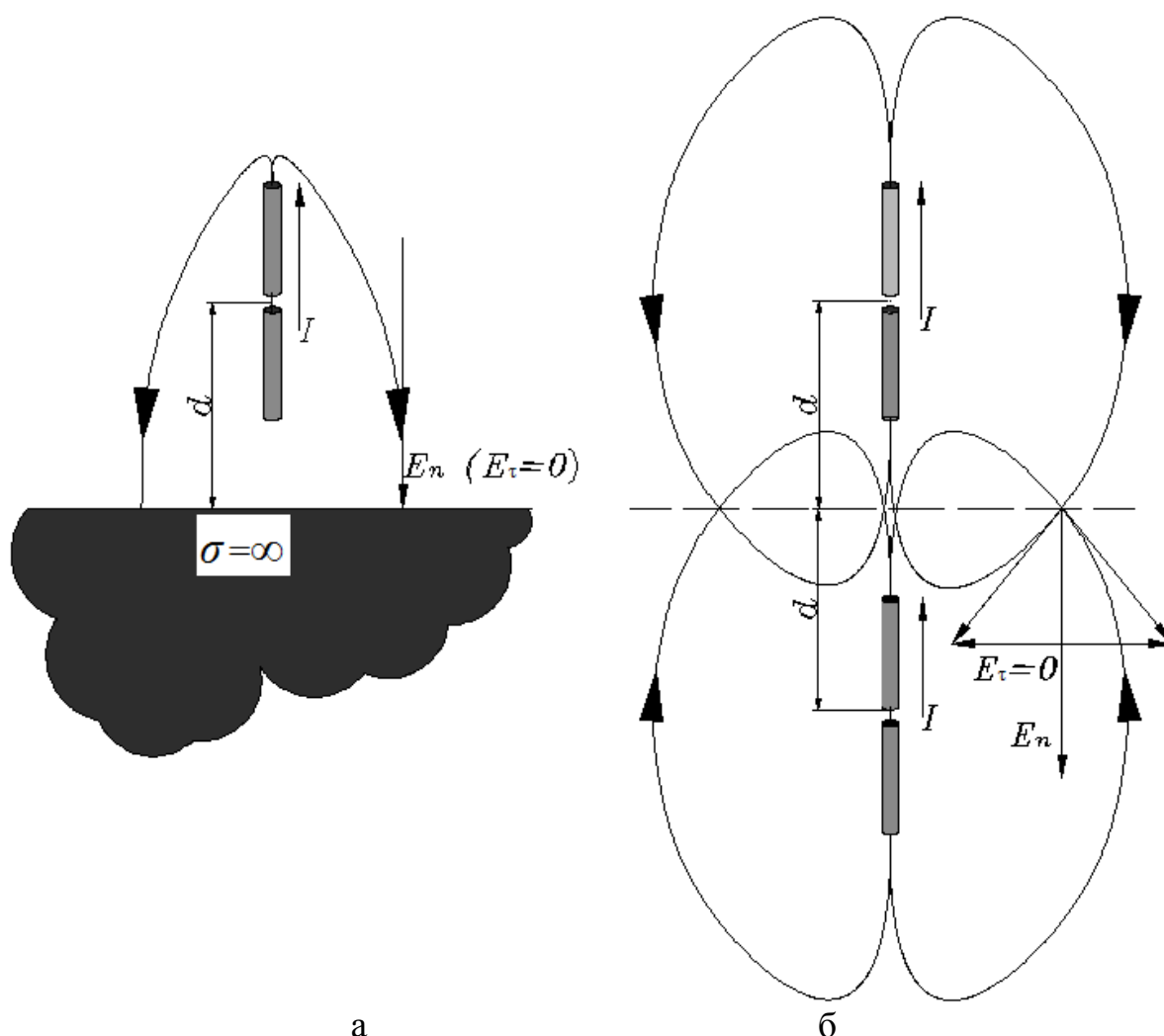


Рис. 7.1.

На этих рисунках показано направление протекания тока  $I$  по плечам вибратора и соответствующее ему направление линий вектора напряженности электрического поля  $E$ . На поверхности идеального

проводника касательные составляющие этого вектора  $E_\tau=0$ , а нормальные -  $E_n \neq 0$ .



.Рис.7.2.

Анализ поля излучения можно проводить с использованием метода зеркальных отображений [ ]. Реальная антенная система, состоящая из вибратора и расположенного на расстоянии  $d$  от него экрана (рис. 7.1.а, 7.2.а) заменяется системой двух одинаковых вибраторов разнесенных на расстояние  $2d$  (рис. 7.1.б, 7.2.б) - исходного и его зеркального изображения.

Разность фаз токов, питающих эти вибраторы, и расстояние между ними выбираются так, чтобы на плоскости, отмеченной пунктиром на рис. 7.1.б, 7.2.б для составляющих векторов напряженности электрического поля выполнялись бы условия  $E_\tau=0$ ,  $E_n \neq 0$ , соответствующие условиям на поверхности экрана. Для параллельной ориентации (рис. 7.1) фазы токов реального вибратора и его зеркального изображения должны отличаться на  $180^\circ$ , а для нормального (рис. 7.2) совпадать.

Если все указанные выше требования выполнены, то поле излучения двух симметричных вибраторов над плоскостью отмеченной пунктиром на рис. 7.1.б, 7.2.б совпадает полем излучения исходного.

Рисунок 7.3 поясняет постановку задачи определения поля излучения для параллельной ориентации вибратора относительно экрана. Анализ характеристик направленности проводится в сферической системе координат, начало которой расположено в середине линии, соединяющей центры реального вибратора и его зеркального изображения - точка  $O$  на рис. 7.3. Отмечено также положение двух ортогональных друг к другу плоскостей  $E$  и  $H$  и положительное направление отсчета углов  $\theta_E$  и  $\theta_H$ , соответствующее этим плоскостям.

На рис. 7.3. отмечены линии, соединяющие центры антенн и точки в плоскостях  $E$  и  $H$ , в которых производится суммирование их полей излучения. Они отмечены стрелками и соответствуют углам  $\theta_E$  и  $\theta_H$ . Задача решается в предположении, что линии, принадлежащие одной плоскости, параллельны. Это приближенно выполняется при условии, что  $(l, d) \ll r$ , где  $r$  - расстояние от центра сферической системы до точки суммирования

На рис. 7.3. также отмечены расстояния  $\Delta_E$  и  $\Delta_H$ , которые при сделанных приближениях определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned}\Delta_E &= 2d \cos(\theta_E) \\ \Delta_H &= 2d \cos(\theta_H)\end{aligned}\quad (7.1).$$

В точке суммирования необходимо сложить поля от вибратора и его зеркального изображения с учетом разности фаз между питающими их токами и разницей в длинах путей  $\Delta_E$  и  $\Delta_H$ , которые проходит излученная ими волна. Она определяется единственной проекцией вектора напряженности электрического поля  $E_\theta$ . Для определения ее комплексной амплитуды необходимо воспользоваться полученным ранее выражением (2.3).

Для удобства дальнейшего анализа вводится безразмерный параметр  $d_n$ , имеющий смысл нормированного расстояния между экраном и симметричным вибратором:

$$d_n = \frac{d}{\lambda}; \quad kd = 2\pi d_n \quad (7.2).$$

Для плоскости  $E$  с учетом (2.3, 3.1, 3.2) и разности фаз между токами в вибраторах равной  $\pi$  получим:

$$\begin{aligned}\dot{E}_\theta &= i60I_m \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\cos(2\pi d_n \sin(\theta_E)) - \cos(2\pi d_n)}{\cos(\theta_E)} \left( e^{i\pi + 2\pi d_n \cos(\theta_E)} + e^{-i2\pi d_n \cos(\theta_E)} \right) = \\ &= -120I_m \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\cos(2\pi d_n \sin(\theta_E)) - \cos(2\pi d_n)}{\cos(\theta_E)} \sin(2\pi d_n \cos(\theta_E))\end{aligned}\quad (7.3).$$

Для плоскости  $H$  при суммировании полей излучения вибраторов следует учесть, что в этой плоскости антенны не обладают направленностью. В результате:

$$\dot{E}_\theta = -120I_m \frac{e^{-ikr}}{r} (1 - \cos(2\pi d_n)) \sin(2\pi d_n \cos(\theta_H)) \quad (7.4).$$

Чтобы получить выражения, соответствующие диаграмм направленности  $F_E(\theta_E)$ ,  $F_H(\theta_H)$  необходимо выполнить нормировку выражений (7.3, 7.4). В результате получим:

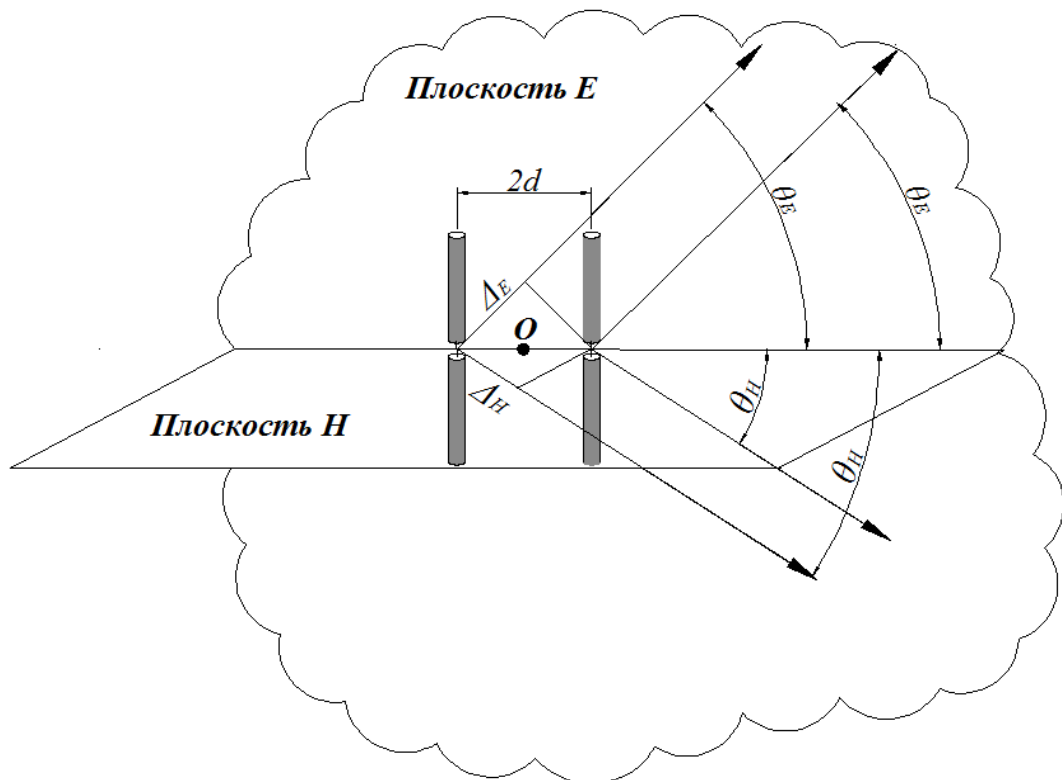


Рис.7.3.

$$F_E(\theta_E) = abs \left\{ \frac{\cos(2\pi l_n \sin(\theta_E)) - \cos(2\pi l_n)}{\cos(\theta_E)(1 - \cos(2\pi l_n))} \sin(2\pi d_n \cos(\theta_E)) \right\} \quad (7.5);$$

$$F_H(\theta_H) = abs \{ 2(1 - \cos(2\pi l_n)) \sin(2\pi d_n \cos(\theta_H)) \} \quad (7.6).$$

Выражения (7.4) и (7.5) позволяют провести численное исследование характеристик направленности антенной системы, состоящей из симметричного вибратора и экрана. Для этого в среде *MATLAB* [ ] разработана программа *SVREF*, в которой предусмотрен такой численный анализ как для параллельно, так и для нормально ориентированного вибратора.

На рис.7.4.а, 7.4.б приведены диаграммы направленности системы «экран – вибратор» в плоскости E и H, рассчитанные для параллельно ориентированного вибратора и построенные в полярной системе координат для  $l_n = 0.25$ ;  $d_n = 0.2$  (рис.7.4.а) и  $l_n = 0.25$ ;  $d_n = 0.45$  (рис.7.4.б).

Видно, что в отличие от одиночного вибратора, здесь появилась направленность в плоскости H. Вид диаграммы определяется численным значением параметра  $d_n$ . Следует отметить, что диаграмма направленности в плоскости E зависит не только от  $d_n$ , но и от нормированной длины плеча  $l_n$ . По мере роста  $d_n$  появляются боковые лепестки и максимум диаграммы направленности уже не приходится на направление нормали к симметричному вибратору (рис.7.4.б). Это необходимо учитывать при нормировке выражений (7.2), (7.3).

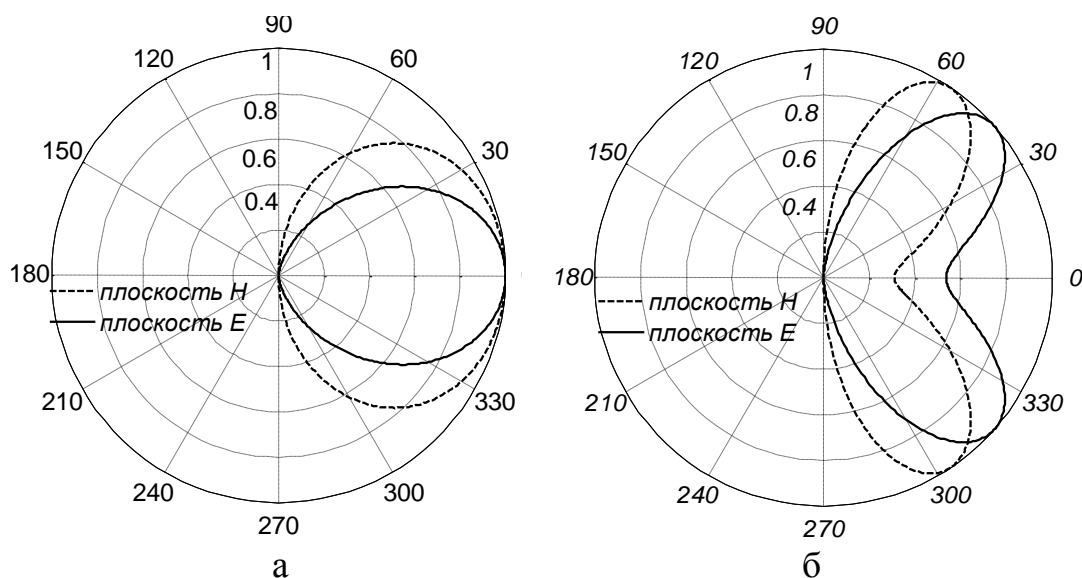


Рис. 7.4.

На практике для создания однонаправленного излучения используется металлический экран конечных размеров. В этом случае определение поля излучения антенной системы требует решения задачи дифракции волны, излученной симметричным вибратором, на металлическом экране конечных размеров. Учет всех факторов приводит к тому, что появляется излучение в области за экраном. Обычно размеры экрана выбираются так, чтобы можно было этим излучением пренебречь.

Рисунок 7.5 поясняет постановку задачи определения поля излучения для нормальной ориентации вибратора относительно экрана. Как и в предыдущем случае анализ характеристик направленности проводится в сферической системе координат, начало которой расположено в середине линии, соединяющей центры реального вибратора и его зеркального изображения - точка  $O$  на рис. 7.5.

Анализируя положение плоскостей  $E$  и  $H$ , отмеченное на рисунке, легко заметить, что в рассматриваемом случае направленность следует анализировать только в плоскости  $E$ . При этом необходимо учесть осевую симметрию задачи.

Отмечено также положительное направление отсчета угла  $\theta_E$  и показан отрезок  $\Delta_E$ , определяющий геометрическую разность путей, которые проходят волны от вибратора и его зеркального изображения до точки суммирования. Длина отрезка определяется формулой (7.1).

Как и ранее считается, что направления на точку суммирования полей от отдельных вибраторов, отмеченные углами  $\theta_E$ , параллельны друг другу.

Как следует из рис. 7.2, токи, питающие вибратор и его зеркальное изображение находятся в фазе. В точке суммирования необходимо учесть разность фаз, обусловленную только разницей в длинах путей  $\Delta_E$ .

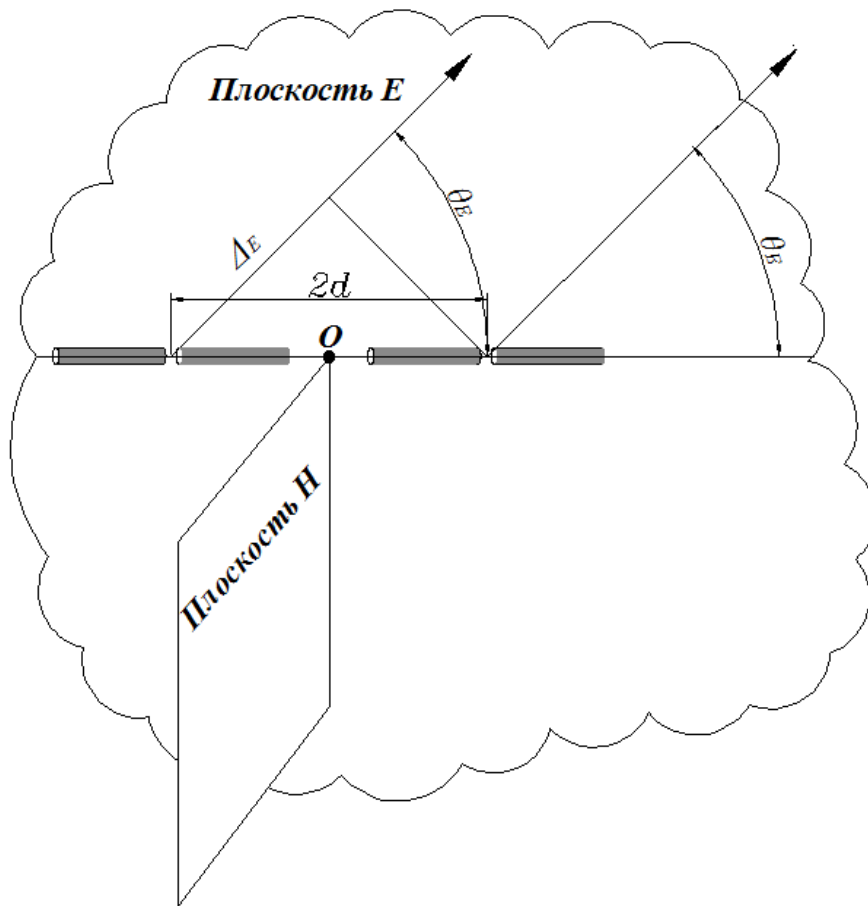


Рис.7.5.

Необходимо учесть, что при нормальной ориентации симметричного вибратора относительно экрана отсчет угла  $\theta_E$  ведется от его оси (рис. 7.5). и при использовании выражения (2.3) необходимо сделать замену  $\theta_E \rightarrow \theta_E + \pi/2$ . В результате комплексная амплитуда единственной проекцией вектора напряженности электрического поля  $E_\theta$  определится следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{E}_\theta &= i60I_m \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\cos(2\pi d_n \cos(\theta_E)) - \cos(2\pi d_n)}{\sin(\theta_E)} (e^{i2\pi d_n \cos(\theta_E)} + e^{-i2\pi d_n \cos(\theta_E)}) = \\ &= i120I_m \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\cos(2\pi d_n \cos(\theta_E)) - \cos(2\pi d_n)}{\sin(\theta_E)} \cos(2\pi d_n \cos(\theta_E)) \end{aligned}$$

Выполнив его нормировку, легко получить выражения, соответствующие диаграмме направленности  $F_E(\theta_E)$ . Как и в случае параллельного расположения вибратора, необходимо при этом учитывать значение  $d$ , так как появление дополнительных лепестков в диаграмме направленности приводит к необходимости перенормировки  $F_E(\theta_E)$  из-за изменения направления главного максимума. В итоге:

$$F_E(\theta_E) = abs \left\{ \frac{\cos(2\pi d_n \cos(\theta_E)) - \cos(2\pi d_n)}{\sin(\theta_E)(1 - \cos(2\pi d_n))} \cos(2\pi d_n \cos(\theta_E)) \right\} \quad (7.7).$$

Численное исследование характеристик направленности антенной системы с нормально ориентированным симметричным вибратором можно

выполнить с использованием программы *SVREF*, разработанной в среде *MATLAB* [ ].

На рис.7.6.а, 7.6.б приведены диаграммы направленности системы «экран – вибратор» в плоскости Е, рассчитанные для нормально ориентированного вибратора и построенные в полярной системе координат для  $l_n = 0.25$ ;  $d_n = 0.55$  (рис.7.4.а) и  $l_n = 0.25$ ;  $d_n = 1.0$  (рис.7.4.б).

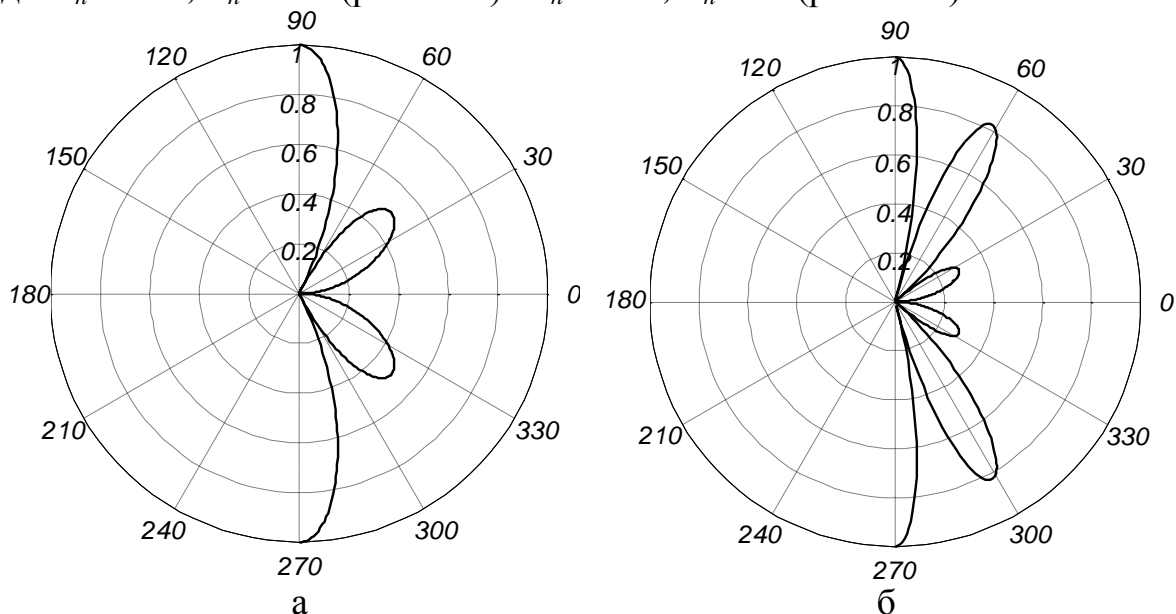


Рис. 7.6.

В дополнении к отмеченным ранее особенностям при анализе параллельно расположенного вибратора, здесь следует выделить наличие излучения в плоскости экрана (плоскость Н на рис. 7.5).

Использование метода зеркальных отображений позволяет провести анализ несимметричного вибратора. Он представляет собой отрезок проводника, расположенный нормально к проводящей поверхности (рис.7.7).



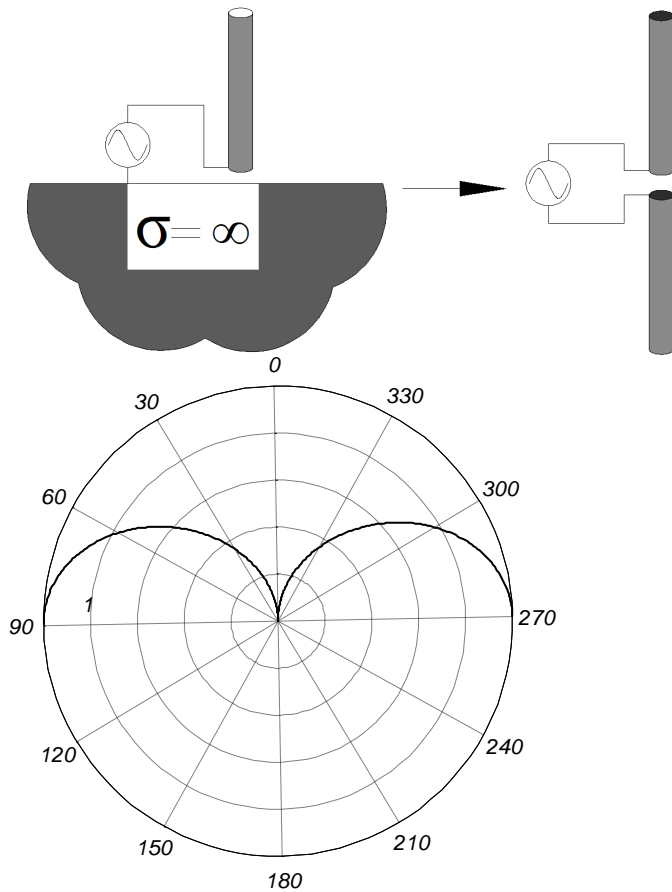


Рис.7.7.

Этот отрезок можно рассматривать как одно из плеч симметричного вибратора и определять в первом приближении поле излучения такой антенны через поле излучения симметричного вибратора в пространстве над идеально проводящей поверхностью (рис.7.7). Соответствующая диаграмма направленности приведена в правой части рисунка.

Если считать, что распределения токов в соответствующем плече симметричного и несимметричного вибратора совпадают, то создаваемые ими значения напряженностей полей в верхнем полупространстве одинаковы. Как следствие – одинаковы значения среднего за период вектора Пойтинга, определяемого соотношением (3.4). Для мощности излучения остается справедливым выражение:

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} \oint_S \vec{\Pi}_{cp} d\vec{s},$$

но следует учитывать, что в случае несимметричного вибратора поверхность интегрирования  $S$  в два раза меньше. В два раза уменьшается и  $P_{\Sigma}$ . Тогда на основании закона Джоуля – Ленца (1.14) сопротивление излучения  $(R_{\Sigma})_B$  несимметричного вибратора также уменьшается вдвое по сравнению с симметричным:

$$(R_{\Sigma})_B = 0.5 R_{\Sigma} \quad (7.8).$$

Очевидно, что и для входного сопротивления справедливо подобное соотношение:

$$(Z_{вх})_B = 0.5 Z_{вх} \quad (7.9).$$

Несимметричный вибратор можно сопоставить с эквивалентной ему несимметричной длиной линии. Это позволяет определить волновое сопротивление  $W_{не}$ , величина которого определяется формулой:

$$W=60(\ln(l/a)-1) \text{ Ом} \quad (7.10).$$

Обоснование этого выражения легко получить, рассматривая процедуру введения эквивалентной длиной линии для симметричного вибратора. Сравнивая (7.10) и (1.4) легко заметить, что и эта величина уменьшена в два раза.

Очевидно, что в два раза уменьшается и действующая длина антенны.

## 8. Вибраторные антенны.

### 8.1. Рефлекторы и директоры.

Как правило, к диаграмме направленности любой антенны предъявляется требование, состоящее в формировании только одного главного лепестка. Результаты численного анализа, представленные на рис. 7.4, 7.6, показывают, что эта задача может быть решена за счет размещения симметричного вибратора над плоским металлическим экраном.

Сформировать подобную диаграмму направленности можно объединив в единую систему два симметричных вибратора, разнесенных на расстояние  $2d$  (рис. 8.1).

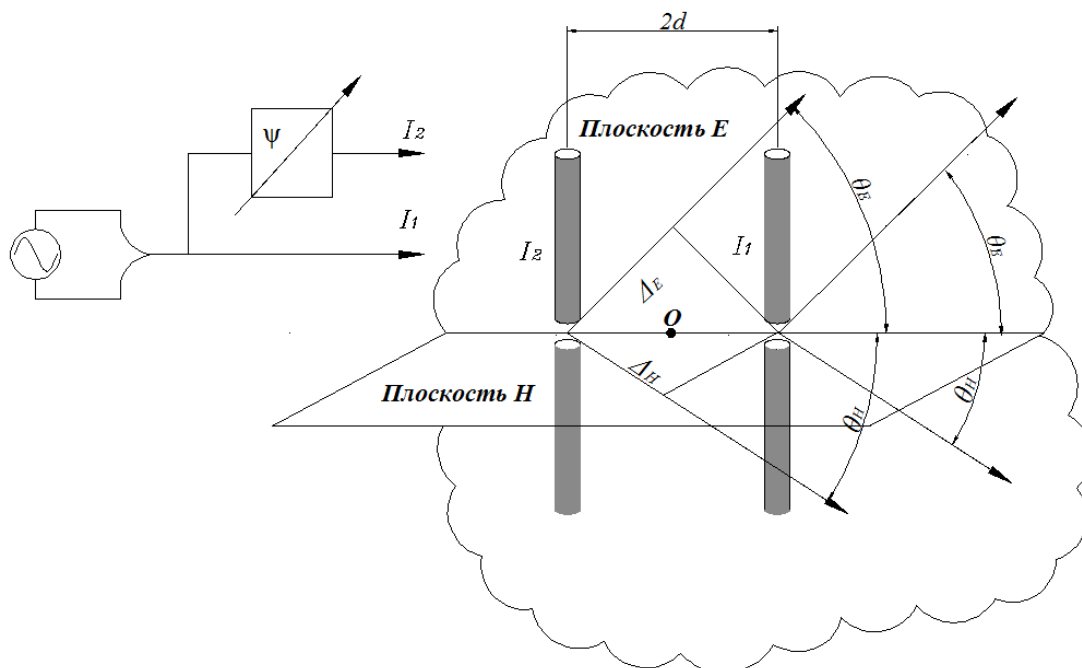


Рис.8.1.

Они создают поле излучения во всем пространстве в отличие от задачи, рассмотренной в разделе 7 (рис. 7.3). Необходимо учесть, что в этом случае разность фаз  $\Psi$  токов  $I_1$  и  $I_2$  на плечах симметричных вибраторов регулируется и может быть выбрана так, чтобы суперпозиция их полей в дальней зоне удовлетворяла заданным требованиям. Один из вариантов питания показан в левой части рис. 8.1. Следует отметить, что дополнительную возможность формирования диаграммы направленности антенной системы обеспечивает регулировка амплитуд тока на плечах

вибратора. Ниже этот фактор не рассматривается и считается, что амплитуды в обоих плечах одинаковы:

$$I_{1max} = I_{2max} = I_{max}.$$

Повторяя все рассуждения, проведенные при получении выражений (7.2, 7.3) и учитывая фазовый сдвиг  $\Psi$ , для единственной составляющей вектора напряженности электрического поля в дальней зоне получим для плоскости E:

$$\begin{aligned} \dot{E}_\theta &= i60I_m \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\cos(2\pi d_n \sin(\theta_E)) - \cos(2\pi d_n)}{\cos(\theta_E)} \left( e^{i\Psi + 2\pi d_n \cos(\theta_E)} + e^{-i2\pi d_n \cos(\theta_E)} \right) = \\ &= i120I_m \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\cos(2\pi d_n \sin(\theta_E)) - \cos(2\pi d_n)}{\cos(\theta_E)} e^{-i\frac{\Psi}{2}} \cos(2\pi d_n \cos(\theta_E) + \frac{\Psi}{2}) \end{aligned} \quad (8.1)$$

и для плоскости H:

$$\dot{E}_\theta = i120I_m \frac{e^{-ikr}}{r} (1 - \cos(2\pi d_n)) e^{-i\frac{\Psi}{2}} \cos(2\pi d_n \cos(\theta_E) + \frac{\Psi}{2}) \quad (8.2)$$

Чтобы получить выражения, соответствующие диаграмм направленности  $F_E(\theta_E)$ ,  $F_H(\theta_H)$  необходимо выполнить нормировку выражений (8.1, 8.2), что приводит к следующим выражениям:

$$F_E(\theta_E) = abs \left\{ \frac{\cos(2\pi d_n \sin(\theta_E)) - \cos(2\pi d_n)}{\cos(\theta_E)(1 - \cos(2\pi d_n))} \cos(2\pi d_n \cos(\theta_E) + \frac{\Psi}{2}) \right\} \quad (8.3);$$

$$F_H(\theta_H) = abs \left\{ 2(1 - \cos(2\pi d_n)) \cos(2\pi d_n \cos(\theta_E) + \frac{\Psi}{2}) \right\} \quad (8.4).$$

Как правило, при оптимизации диаграммы направленности системы двух симметричных вибраторов ставится задача не только обеспечения единственного главного лепестка диаграммы направленности (обычно совпадающего с направлением  $\theta_E = \theta_H = 0^0$ ), но и получения нулевого уровня излучения в направлении  $\theta_E = \theta_H = 180^0$ . Для этого необходимо выполнить равенство:

$$\cos(2\pi d_n \cos(\theta_E) + \frac{\Psi}{2}) = 0.$$

Поскольку практический интерес представляют минимальные значения фазового сдвига  $\Psi$  и расстояния  $d$ , они оказываются связанными простым соотношением:

$$-2\pi d_n + \frac{\Psi}{2} = \pm \frac{\pi}{2} \quad (8.5).$$

На рис.8.2.а, б приведены диаграммы направленности для системы двух вибраторов, построенные для  $l_n = 0.25$ ;  $d_n = 0.2$ ;  $\Psi = -0.63 \text{ rad}$  (рис. 8.2.а) и  $l_n = 0.25$ ;  $d_n = 0.1$ ;  $\Psi = -1.88 \text{ rad}$  (рис. 8.2.б). В обоих случаях излучение антенной системы в направлении  $\theta_E = \theta_H = 180^0$  отсутствует, но набор параметров, приводящий к диаграммам на рис. 8.2.а не обеспечивает единственного главного лепестка диаграммы направленности в плоскости H. Направления главного максимума в этой плоскости приходятся на значения углов  $(\theta_H)_{max} = 80^0$  и  $(\theta_H)_{max} = 320^0$ , в то время как для плоскости E  $(\theta_E)_{max} = 0^0$ .

Набор параметров для рис. 8.2.б приводит к выполнению обоих требований: направления единственного главного максимума в обеих плоскостях совпадают  $(\theta_H)_{max} = (\theta_E)_{max} = 0^\circ$ , а излучение в противоположном направлении  $\theta_E = \theta_H = 180^\circ$  отсутствует.

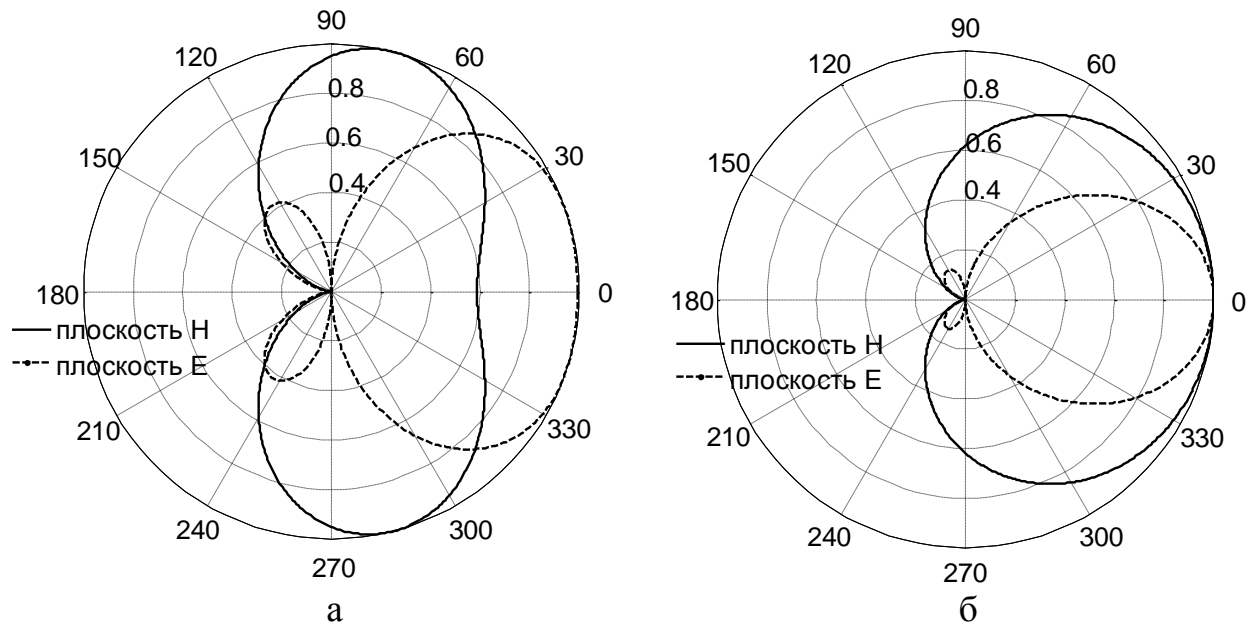


Рис. 8.2.

На рис.8.3.а, б приведены диаграммы направленности для системы двух вибраторов, построенные для  $l_n = 0.25$ ;  $d_n = 0.2$ ;  $\Psi = -0.3 \text{ рад}$  (рис. 4.2.а) и  $l_n = 0.25$ ;  $d_n = 0.1$ ;  $\Psi = -1.5 \text{ рад}$  (рис. 8.2.б). Оба набора параметров не удовлетворяют условию (8.5), поэтому ни одна из приведенных диаграмм направленности не обеспечивает нулевой уровень излучения в направлении  $\theta_E = \theta_H = 180^\circ$

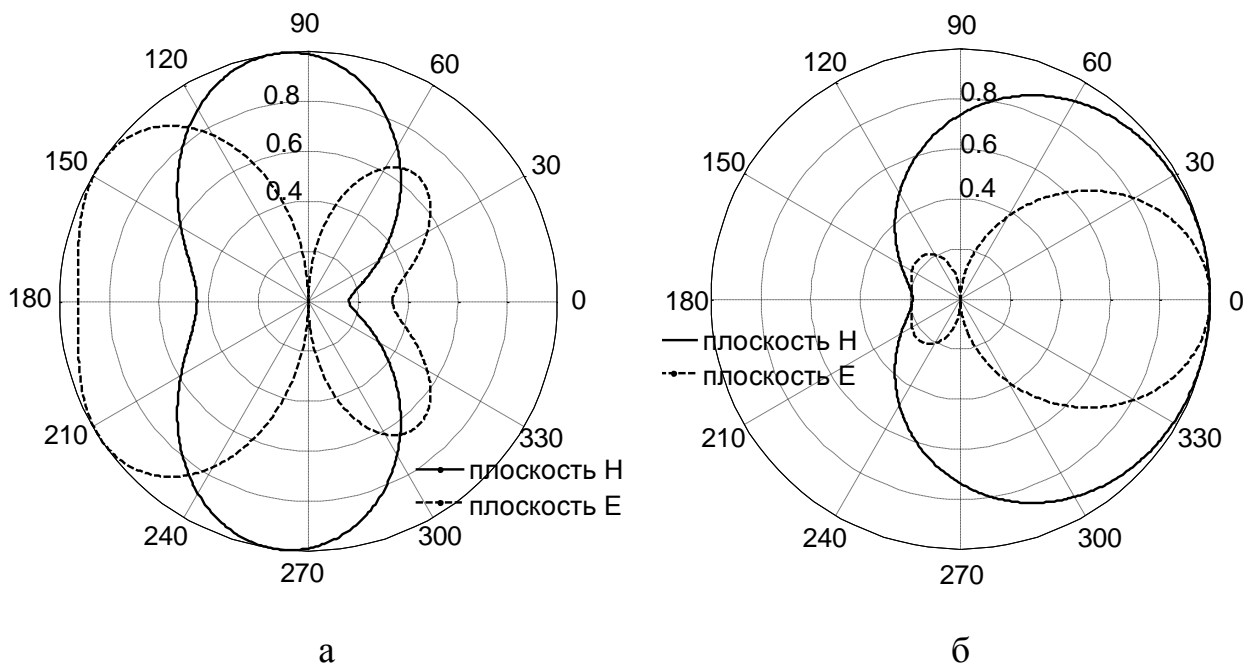


Рис. 8.3.

Сравнивая диаграммы направленности на рис. 7.4.а и 8.2.б следует отметить, что эффективность антенной системы с металлическим экраном выше, поскольку при сделанных упрощающих предположениях она полностью экранирует поле в области  $90^\circ < (\theta_E, \theta_H) < 270^\circ$ . В действительности, при конечных размерах экрана, за счет дифракционных эффектов поле частично проникает в эту область, но его уровень существенно ниже, чем для системы двух вибраторов (рис. 8.2.б).

С практической точки зрения, как металлический экран, так и дополнительный симметричный вибратор приводят к росту плотности потока мощности в направлении главного максимума диаграммы направленности и, в итоге, к росту уровня сигнала в точке приема.

Поскольку к симметричным вибраторам подводится питание (рис.8.1.), оба они считаются активными. При этом второй вибратор, расположенный в левой части рисунка, настраивается так, чтобы выполнить условие (8.5) и обеспечить нулевой уровень излучения в направлении  $\theta_E = \theta_H = 180^\circ$ . Поэтому он называется активным рефлектором.

Возможно и другое решение задачи (рис. 8.4), в котором активным оказывается только один вибратор ( $AB$ ), поле излучения которого создает распределение тока на плечах пассивного рефлектора ( $P$ ).

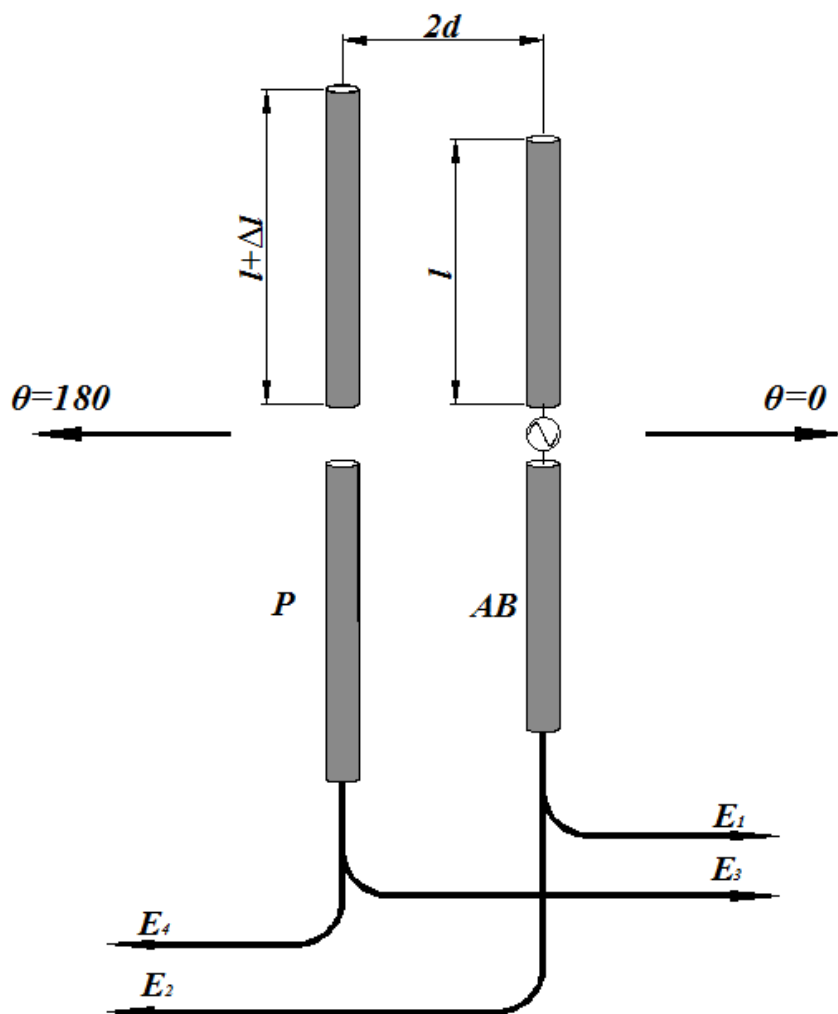


Рис. 8.4.

Ниже приведен упрощенный анализ этой антенной системы. Отмечены два направления –  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 180^\circ$  и соответствующие им волны  $E_1, E_3$  и  $E_2, E_4$  от активного вибратора и рефлектора. Их интерференционное сложение определяет поле в этих направлениях. Считая фазу тока, питающего активный вибратор, нулевой, для волны, распространяющейся в направлении  $\theta = 180^\circ$ , получим:

$$E(\theta = 180^\circ) = E_2 + E_4 = E_0(1 + \alpha e^{i(-4\pi d_n + \psi)}) \quad (8.6).$$

Здесь:  $E_0$ , - амплитуда волны активного вибратора (фаза полагается равной 0);

$\alpha$  – соотношение амплитуд волн рефлектора и активного вибратора;

$\psi$  – разность фаз токов на плечах активного вибратора и рефлектора.

Для обеспечения условия  $E(\theta = 180^\circ) = 0$  необходимо потребовать;

$$\alpha = 1 \quad (8.7):$$

$$-4\pi d_n + \psi = \pm\pi \quad (8.8).$$

Условие (8.8) полностью совпадает с (8.5) для системы двух активных вибраторов. Требование же (8.6) на практике никогда не выполняется. Это обусловлено тем, что распределение тока по плечам рефлектора создается за счет поля наведенного активным вибратором и всегда  $\alpha < 1$ .

Использование не одного, а нескольких последовательно расположенных рефлекторов, позволяет улучшить результат. Следует помнить однако, что использование большого числа рефлекторов неэффективно, поскольку каждый последующий возбуждается уменьшенным уровнем поля и его вклад в компенсацию излучения снижается.

Анализируя равенство (8.8) легко понять, что для обеспечения необходимого фазового сдвига  $\psi$  требуется подключить реактивность индуктивного характера к входным зажимам рефлектора. Это можно обеспечить, например, за счет использования реактивного шлейфа.

На практике всегда активный симметричный вибратор настраивается в резонанс так, что его нормированная длина  $l_n = 0.25$ , а входная реактивность  $X_{ex} = 0$ . Наиболее просто обеспечить необходимое значение реактивности на входных зажимах рефлектора можно за счет простого удлинения его плеч по сравнению со значением  $l_n = 0.25$ . При этом он не настроен в резонанс. Приведенная на рис. 3.4 зависимость  $X_{ex}(l_n)$  показывает, что удлинение приводит к тому, что и его входная реактивность носит индуктивный характер величина которой ( $\Delta l$  на рис. 8.4) напрямую связана с величиной удлинения.

Интерференционное сложение волн от активного вибратора и рефлектора происходит и в противоположном направлении  $\theta = 0^\circ$  (рис. 8.4):

$$E(\theta = 0^\circ) = E_1 + E_3 = E_0(1 + \alpha e^{i(4\pi d_n + \psi)})$$

но, в общем случае, это сложение неэффективно – фазы волн не совпадают.

Возможна и иная формулировка задачи для системы двух вибраторов. На рис. 8.5 показаны активный вибратор ( $AB$ ), и пассивный директор ( $D$ )

которые должны обеспечить интерференционное сложение волн в направлении  $\theta = 0^0$ . Считая фазу тока, питающего активный вибратор, нулевой, получим:

$$E(\theta = 0^0) = E_1 + E_3 = E_0(1 + \alpha e^{i(-4\pi d_n + \psi)}) \quad (8.9).$$

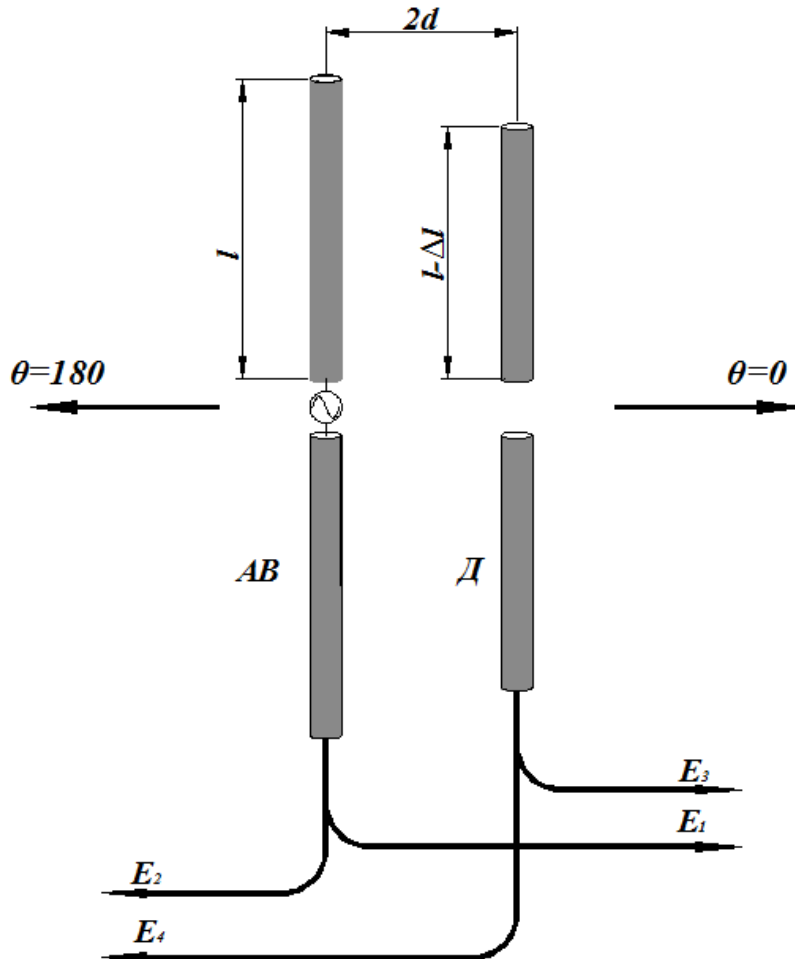


Рис. 8.5.

Для обеспечения условия  $E(\theta = 0^0) = I$  необходимо потребовать;

$$\alpha = 1 \quad (8.10):$$

$$-4\pi d_n + \Psi = 0 \quad (8.11).$$

Как и в предыдущем случае из-за того, что распределение тока по плечам директора создается за счет поля наведенного активным вибратором, всегда  $\alpha < 1$ . Для выполнения требования (8.11) к входным зажимам директора необходимо подключить емкостную нагрузку – ток в директоре должен запаздывать относительно тока в активном вибраторе. Обычно это требование выполняют, укорачивая на  $\Delta l$  директор (рис. 8.5).

В отличие от компенсации поля в направлении  $\theta = 180^0$  с помощью рефлектора, увеличение количества директоров приводит к росту плотности потока мощности в направлении  $\theta = 0^0$  за счет перераспределения ее с других направлений.

## 8.2. Антенна «Волновой канал».

Принцип действия антенны «Волновой канал» полностью основан на разобранных выше свойствах рефлекторов и директоров [ ]. Эскиз ее

приведен на рис. 8.6. Она состоит из одного рефлектора  $p$ , активного вибратора  $ав$  и пяти директоров  $\partial 1 - \partial 5$ . Отмечены основные геометрические размеры ее элементов – длины плеч  $lr, la, l1-l5$  и расстояния между ними  $br, b1 - b5$ .

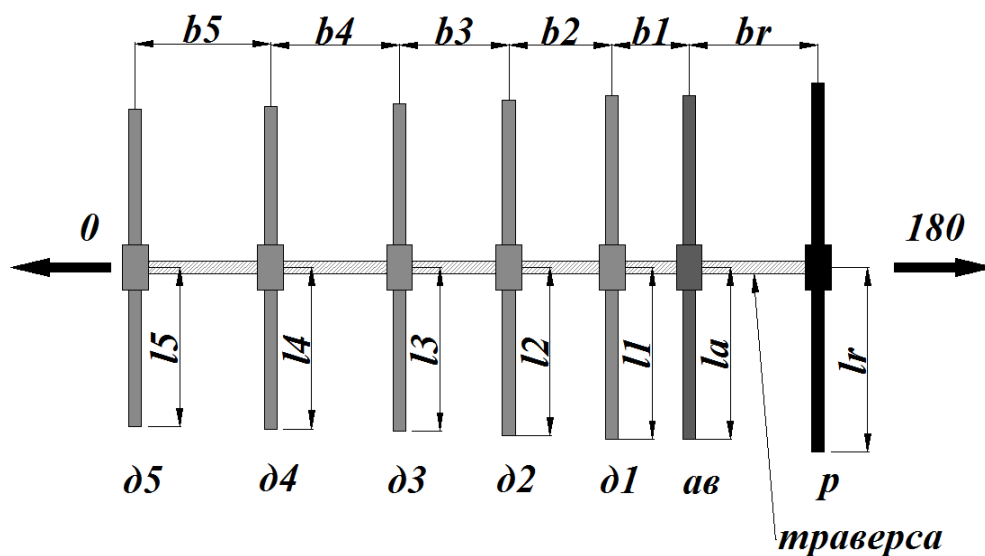


Рис. 8.6.

Рефлектор минимизирует поле в направлении  $180^\circ$ . За счет наличия нескольких директоров в направлении  $0^\circ$  формируется излучение за счет интерференционного сложения волн: первичной, излученной активным вибратором и пяти вторичных переизлученных директорами.

В итоге, излучение в направлении  $0^\circ$  формируется за счет перераспределения энергии, соответствующей боковым направлениям. Результатом является сужение главного лепестка диаграммы направленности напрямую связанное с количеством директоров. Подробный анализ антенны «Волновой канал» показывает, что увеличение их количества эффективно только при числе директоров, не превышающем 10.

Расчет геометрии антенны прежде всего направлен на создание условий сложения полей «в фазе» в направлении главного максимума, совпадающего с направлением траверсы (рис. 8.6). Но при разработке конструкции антенны решаются вопросы не только формирования диаграммы направленности, но и симметрирования и согласования ее с питающей линией. Именно они во многом определяют полосу пропускания антенны. Как показал анализ, приведенный выше, для решения этих задач необходимо определение входного сопротивления антенны «Волновой канал», которое оценивается на зажимах активного вибратора. При расчетах необходимо учитывать влияние пассивных элементов - директоров и рефлекторов - на его величину.

Для решения подобных задач, в которых необходимо учитывать взаимное влияние отдельных элементов антенны друг на друга, используется метод наведенных ЭДС [ ]. Суть этого метода и особенности его использования обсуждаются в следующих разделах. Здесь же стоит отметить, что в расчетах по этому методу приходится использовать выражения,



определяющие поля излучения вибраторов в ближней зоне. Математические выражения для описания этих полей громоздки, что приводит к значительным трудностям использования метода наведенных ЭДС при большом количестве элементов, взаимное влияние которых предполагается учитывать. Вместе с тем точность расчетов зачастую невелика.

На практике стараются упростить расчеты за счет использования более простых приемов анализа. Один из вариантов заключается в применении принципа электродинамического подобия. Применительно к антенным задачам этот принцип утверждает, что одновременное изменение геометрических размеров антенны и длины волны излучения в  $\tau$  раз не изменит ее характеристик направленности, входного сопротивления и согласования с питающей линией. Данный принцип справедлив, если потери в антенне пренебрежимо малы по сравнению с излучаемой ей мощностью, что всегда выполняется на практике.

Практически, весь предыдущий анализ характеристик направленности и входного сопротивления антенн проводился с использованием в качестве параметров их относительных, а не абсолютных размеров. Все размеры нормированы на величину длины волны  $\lambda$  излучаемой антенной. Возможность такого анализа и является следствием принципа электродинамического подобия.

В соответствии с принципом электродинамического подобия все абсолютные размеры антенны «Волновой канал», отмеченные на рисунке 8.6, могут быть заменены относительными:

$$l_{1-5} \Rightarrow l_{n1-5} = \frac{l_{1-5}}{\lambda}; \quad l_a \Rightarrow l_{na} = \frac{l_a}{\lambda}; \quad l_r \Rightarrow l_{ra} = \frac{l_r}{\lambda}; \quad (8.12).$$

$$b_{1-5} \Rightarrow b_{n1-5} = \frac{b_{1-5}}{\lambda}; \quad b_a \Rightarrow b_{na} = \frac{b_a}{\lambda}; \quad b_r \Rightarrow b_{ra} = \frac{b_r}{\lambda};$$

По результатам анализа геометрических размеров практически реализованных антенн, приведенных в литературе [ ] ниже приведены относительные размеры трех-, пяти- и семиэлементных антенн «Волновой канал», характеристику которых оптимизированы по максимальному значению коэффициента направленного действия [ ]. Значения относительных размеров сведены в таблицы 1 -3.

Таблица 1. Нормированные размеры трехэлементной антенны «Волновой канал».

тип вибратора	рефлектор	активный	1
$l_n$	0,591	0,487	0,413
$b_n$	0,159	0	0,106

Таблица 2. Нормированные размеры пятиэлементной антенны «Волновой канал».

тип вибратора	рефлектор	активный	1	2	3

$l_n$	0,552	0,487	0,443	0,439	0,429
$b_n$	0,212	0	0,129	0,124	0,131

Таблица 3. Нормированные размеры семиэлементной антенны «Волновой канал».

Тип вибратора	Рефлектор	Активный	1	2	3	4	5
$l_n$	0,616	0,503	0,479	0,474	0,469	0,463	0,456
$b_n$	0,229	0	0,118	0,150	0,170	0,198	0,216

Используя приведенные выше данные, заданное значение центральной частоты или длины волны с помощью соотношений (8.12) можно определить все размеры выбранной антенны.

Естественно, для расчета и исследования антенны «Волновой канал» могут быть применены и другие методики.

### 8.2. Логопериодическая антенна.

Принцип действия логопериодической антенны позволяет обеспечить приемлемое по величине значение КНД в значительно более широком диапазоне частот, чем рассмотренная выше антенна «Волновой канал», но значение КНД у нее при одинаковом количестве элементов ниже.

Из курса математики известны различные преобразования пространства, простейшим из которых является изменение масштаба. Применительно к декартовой системе координат изменение масштаба приводит к тому, что каждая точка пространства смещается вдоль прямой, проходящей через центр  $O$  (рис. 8.7).

Существуют фигуры, состоящие из геометрически подобных элементов, которые при изменении масштаба смещаются вдоль прямой, проходящей через центр преобразования, но не меняют своей формы. Такие фигуры носят название логопериодических.

На рис. 8.7 приведен пример такой фигуры, состоящей из четырех элементов, в качестве которых выбраны плечи симметричных вибраторов 1-4 длиной  $l_1, l_2, l_3, l_4$ . Показаны две прямые линии  $OA, OB$ , соединяющие нижние и верхние концы всех четырех плеч, расстояния  $b_1, b_2, b_3$  между плечами и угол  $\alpha$  между линиями. Такое построение возможно только для определенного соотношения между  $l_1, l_2, l_3, l_4$  и  $b_1, b_2, b_3$ .

Изменение масштаба приводит к перемещению плеч 1-4 в пространстве так, что их верхние и нижние концы находятся на линиях  $OA, OB$ . При некотором значении масштаба плечо с индексом 1 займет положение плеча с индексом 2, плечо 2 – положение плеча 3 и плечо 3 – положение плеча 4. Очевидно, что необходимым условием такого преобразования является выполнение соотношений, связывающих длины  $l_1, l_2, l_3, l_4$  и расстояния  $b_1, b_2, b_3$ , которые относят всю фигуру к логопериодической структуре:

$$l_2/l_1 = l_3/l_2 = l_4/l_3 = b_2/b_1 = b_3/b_2 = \tau \quad (8.13).$$

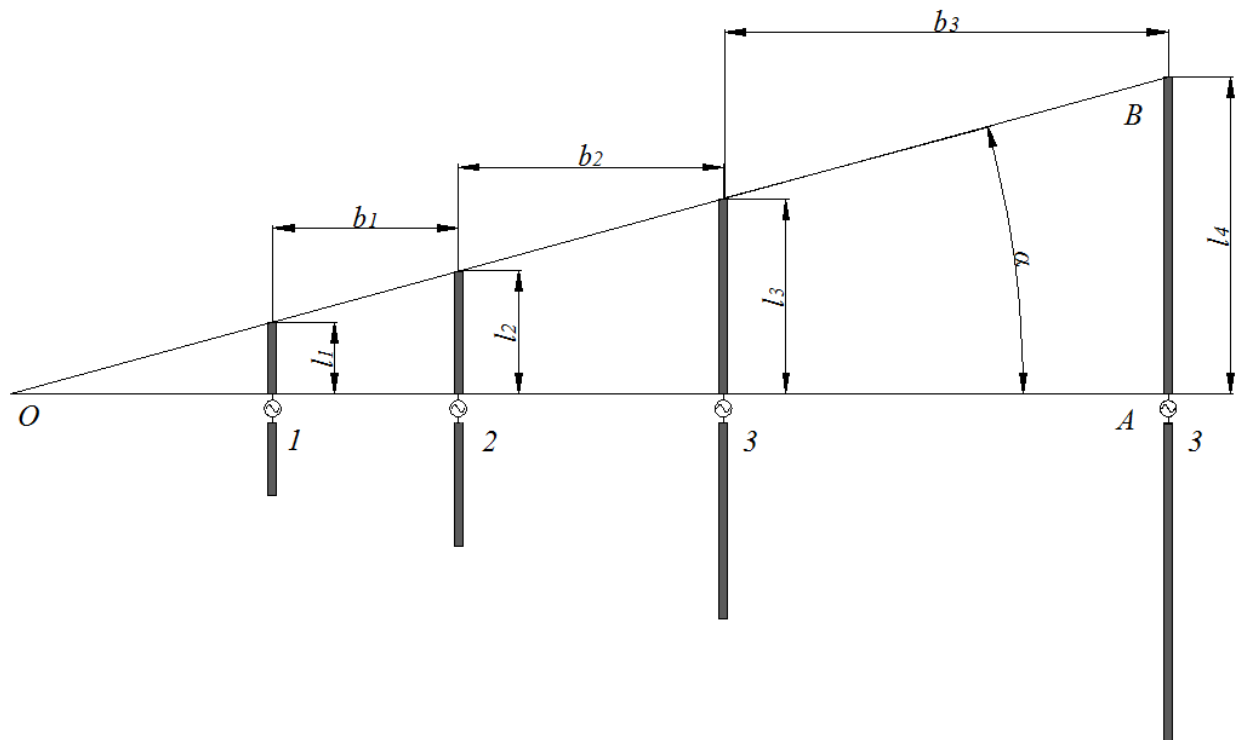


Рис. 8.7.

Величина  $\tau$  носит название коэффициента подобия. Она лежит в пределах:

$$0 < \tau < 1,$$

что соответствует уменьшению длин вибраторов и расстояний между ними с уменьшением индекса.

В соответствии с принципом электродинамического подобия, если увеличить или уменьшить длину волны  $\lambda$  возбуждения антенной системы в  $\tau$  раз и одновременно во столько же раз увеличить или уменьшить геометрические размеры вибраторов и расстояний между ними, то характеристики антенной системы (диаграмма направленности, входное сопротивление, согласование с питающей линией) не изменятся.

Частоты  $f_i$  и соответствующие им длины волн  $\lambda_i$  являются резонансными для симметричного вибратора с соответствующим индексом  $i$ :

$$l_i = \frac{\lambda_i}{4}.$$

При установке частоты  $f_1$  соответствующей резонансу первого вибратора и последующем ее последовательном уменьшении в  $\tau$  раз также последовательно обеспечиваются резонансные возбуждения второго, третьего и четвертого вибраторов. При сохранении фазовых соотношений между токами генераторов, подключенных к их плечам, отмеченные выше характеристики антенной системы меняться при изменении частоты не будут.

На рис. 8.8 приведен эскиз семиэлементной логопериодической антенны. Плечи симметричных вибраторов присоединены к собирающей двухпроводной линии передачи  $AB$ , по которой подводится

электромагнитная волна от внешнего источника. Генератор подключен со стороны самого маленького вибратора, которому соответствует индекс  $i=1$ .

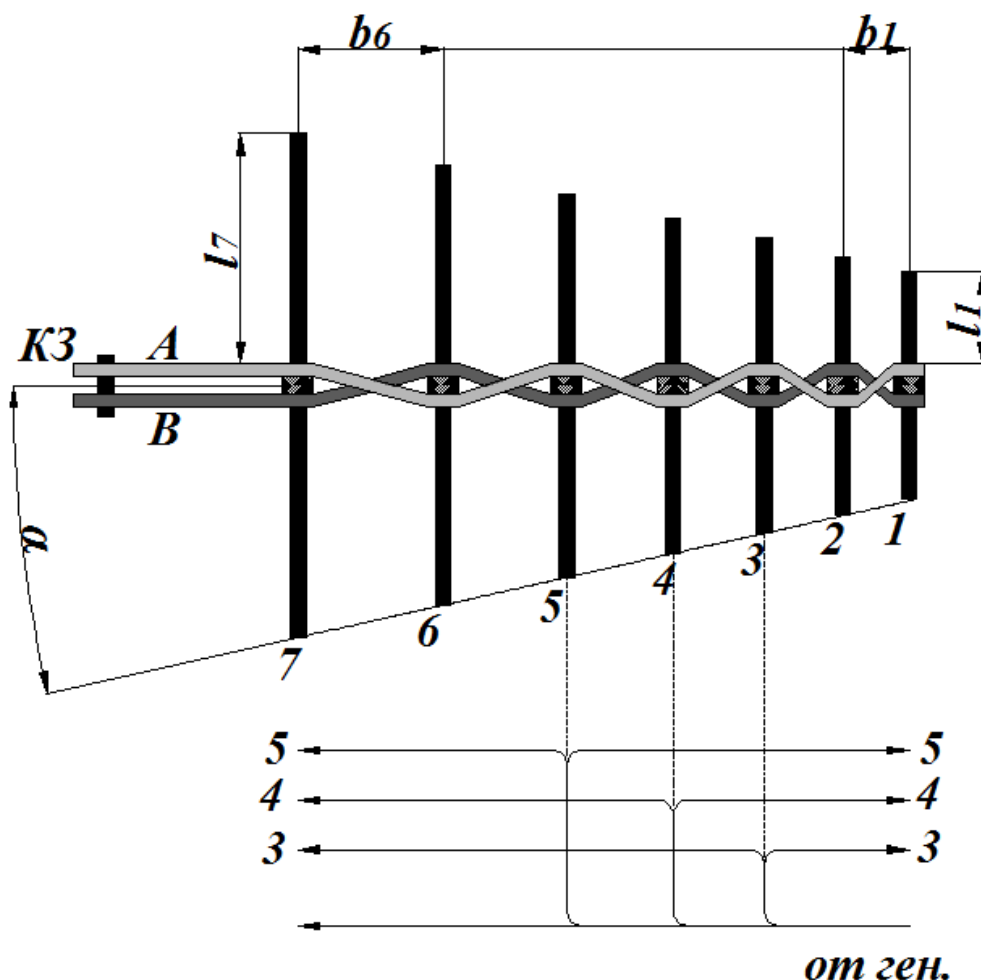


Рис. 8.8.

На рис. 8.8 указаны только два размера для плеч симметричных вибраторов:  $l_1$ ,  $l_7$  и расстояний между ними:  $b_1$ ,  $b_6$ . Остальные размеры проставляются аналогично.

На практике стараются обеспечить максимальный уровень излучения в направлении коротких вибраторов (с уменьшающимся индексом  $i$ ) и минимальный - в сторону длинных. Этого добиваются путем подключения вибраторов к двухпроводной линии передачи, обеспечивающей их питание, с дополнительным сдвигом фаз равным 180 градусам, который обеспечивается за счет перекрещивания ее проводников (рис.8.8).

Генератор, обеспечивающий питание антенны, подключается к линии со стороны вибратора с номером 1 и волна от него распространяется, проходя мимо точек подключения остальных. Излучают только те вибраторы, длины которых близки к резонансным. Они образуют активную область, которая при изменении частоты будет перемещаться вдоль двухпроводной линии. Для рассматриваемого случая эта область определяется вибраторами с номерами 3, 4, 5.

Подключение генератора указанным выше способом приводит к тому, что первым будет возбуждаться вибратор с индексом 3. Возбуждение следующего вибратора ( $i=4$ ) происходит с запаздыванием, которое определяется расстоянием  $b_3$  (рис.8.8) и сдвигом фаз в 180 градусов, обеспечиваемым системой питания. В области резонанса  $b_3$  близко по величине к четверти длины волны излучения, что соответствует дополнительному сдвигу фаз между волнами, излученными 3 и 4 вибраторами равным  $90^0$ .

При сложении излучения в направлении коротких вибраторов необходимо учитывать еще один фазовый сдвиг  $90^0$  между излученными волнами. Он возникает вследствие того, что волна 4 вибратора дополнительно запаздывает относительно волны 3 за счет прохождения ей после излучения участка длиной  $b_3$  в обратном направлении. Учитывая все фазовые соотношения, становится ясным, что в среднем волны рассматриваемых вибраторов имеют фазовый сдвиг, равный  $360^0$  что соответствует их сложению в фазе. Аналогично можно показать, что волны от остальных вибраторов активной области складываются в рассматриваемом направлении.

В противоположном направлении излученные 3, 4 и 5 вибраторами волны имеют фазовый сдвиг  $180^0$ , определяемый только подключением их к двухпроводной линии. Запаздывания за счет геометрической разности хода в этом случае не возникает - суммарное расстояние, которое проходят волны в линии и свободном пространстве оказывается одинаковым. Поэтому в направлении длинных вибраторов (рис.8.8) они складываются в противофазе и в среднем взаимно компенсируются. В идеальном случае излучение в данном направлении отсутствует.

Аналогичным образом происходит сложение полей от остальных вибраторов активной зоны.

Поскольку генератор подключается к антенне со стороны самого маленького вибратора (с номером  $i = 1$ ), энергия электромагнитной волны, распространяющейся в линии передачи, практически полностью излучается активной областью и не доходит до более длинных вибраторов. Возбуждение их со стороны линии передачи отсутствует. Диаграмма направленности активной области обеспечивает пренебрежимо малый уровень излучения в их сторону, поэтому они не возбуждаются и излученной волной. Таким образом обеспечивается отсутствие их влияния на характеристики антенны в целом.

Короткие вибраторы, расположенные перед активной областью, не настроены в резонанс и их входное сопротивление имеют чисто емкостной характер. Вследствие этого они не согласованы с двухпроводной линией и энергия электромагнитной волны не поступает в них и они также не оказывают влияния на формирование диаграммы направленности.

Если изменить частоту, уменьшив ее в  $\tau$  раз

$$f_{i+1} = f_i \tau \quad (8.14),$$

то сочетание принципа электродинамического подобия с геометрическими свойствами логопериодической структуры, определенными соотношениями (8.13), обеспечит сдвиг активной области на один вибратор вправо (рис. 8.8).

Применительно к рассмотренному выше случаю это означает, что теперь вибраторы с индексами 6, 5 и 4 оказываются настроенными в резонанс (рис. 8.8). Таким образом, при изменении частоты в сторону увеличения или уменьшения активная область смещается в сторону вибраторов имеющих меньшие или большие размеры, соответственно.

При незначительной разнице частот  $f_{i+1}$  и  $f_i$  форма диаграммы направленности, входное сопротивление антенны в целом и степень ее согласования с питающей линией мало изменяются в промежутке между ними. Из соотношения (8.13) ясно, что отличие двух соседних резонансных частот антенны определяется значением коэффициента подобия  $\tau$ , который является геометрическим параметром логопериодической структуры.

Рассмотренная выше модель поясняет принцип действия логопериодической антенны. На практике активная область может включать в себя большее количество вибраторов. При этом возрастает среднее значение КНД, а зависимость характеристик антенны от частоты становится более равномерной. Величина  $\tau$  при этом стремится к единице.

Общее число элементов антенны обозначается индексом  $N$ . На минимальной частоте  $f_{min}$  самый большой вибратор с максимальным индексом  $N$  выполняет роль рефлектора. Его длина выбирается равной:

$$l_N = 0,25 \lambda_{max} \quad (8.15).$$

Длина наименьшего вибратора  $d_1$  (1 на рис.8.9) выбирается из условия:

$$l_1 = 0,15 \lambda_{min} \quad (8.16).$$

При этом для любой частоты из диапазона ( $f_{min}$  -  $f_{max}$ ) вибратор 1 имеет высокое значение емкостного сопротивления, которое подключено к внешней оболочке распределительной линии. Обычно ее проводники (2 на рис. 8.9) выполняются в виде полых металлических трубок, внутри одной из которых прокладывается коаксиальный кабель 3, выполняющий роль питающего фидера. Центральный проводник 5 и оплетка 4 его соединяются с проводниками двухпроводной линии.

Наличие первого вибратора с высоким емкостным сопротивлением препятствует затеканию токов на внешнюю оболочку кабеля. Таким образом осуществляется симметрирование питания антенны (рис.8.9).

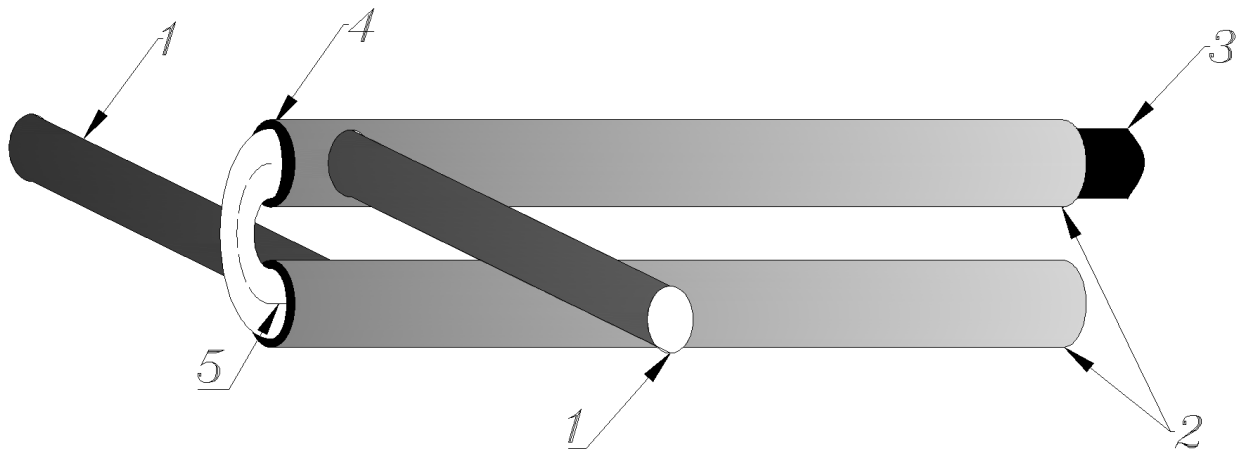


Рис. 8.9

Исходными данными для расчета длин плеч симметричных вибраторов:  $l_i$  и расстояний между ними:  $b_i$  являются следующие величины:

- максимальная и минимальная частоты диапазона  $f_{min}$ ,  $f_{max}$  или соответствующие им длины волн  $\lambda_{max}$ ,  $\lambda_{min}$ ;
- общее число вибраторов  $N$ .

Используя приближенную методику [ ] вначале определяют вспомогательные параметры антенны. Коэффициент подобия  $\tau$  вычисляется по формуле:

$$\tau = \sqrt[N-1]{0.6 \frac{\lambda_{max}}{\lambda_{min}}} \quad (8.17).$$

Для расчета необходимо определить котангенс угла  $\alpha$ :

$$ctg \alpha = \frac{(1 - 2.5(1 - \tau))}{(1 - \tau)} \quad (8.18).$$

Длина первого вибратора определяется соотношением (8.16). Длины остальных находятся по формуле:

$$l_{i+1} = \frac{l_i}{\tau} \quad (8.19).$$

Критерием правильности расчетов является совпадение длины плеча последнего вибратора  $l_7$ , вычисленной по формулам (8.15) и (8.19).

Расстояния  $b_i$  между  $i$  и  $i + 1$  вибраторами определяются следующими соотношениями:

$$b_n = ctg \alpha (d_{i+1} - d_i) \quad (8.20).$$

Ниже приведены тексты программ используемых для численного анализа характеристик рассмотренных в учебном пособии антенн. В текстах программ содержатся необходимые комментарии, поясняющие основные этапы исследования.

1. Программа анализа характеристик направленности симметричного вибратора.

```

%Dиаграмма направленности симметричного вибратора в
плоскости E или H
% DNSVE(teta),DNSVH(teta) и соответствующее ей
распределение тока по плечам I(zn)
ln=input('ввод соотношения длины волны и длины плеча
вибратора ln=')
% Построение графика распределения тока вдоль плеч
симметричного вибратора.
% Амплитудное значение тока принимается равным Im =1.
zn=-1:0.01:1;
I=sin((2*pi*ln).*(1-zn));
plot(zn,I,'k')
grid on
xlabel('zn')
ylabel('I(zn)')
pause
teta=0:0.01:2*pi;
% Задание teta в радианах определено требованиями
построения диаграммы
% в полярной системе координат.
% Расчет диаграммы направленности СВ в плоскости E.
% Отсчет угла teta ведется от нормали к оси вибратора.
DNCVE=abs((cos((2*pi*ln).*sin(teta))-
cos(2*pi*ln))./(1-cos(2*pi*ln)).*cos(teta)));
m=max(DNCVE);
DNCVE=DNCVE./m;
sk=input('ввод sk=1 для построения диаграммы в полярной
системе или sk=-1 для декартовой p=')
if sk>0
    polar(teta,DNCVE,'k')
    hold on
else
    %значения угла в градусы
    teta=(180/pi).*teta;
    plot(teta,DNCVE,'k')
    grid on
    xlabel('teta')
    ylabel('DNSV')

```



```

    hold on
end
pause
p=-1;
% В плоскости Н диаграмма направленности представляет
% собой окружность
% единичного радиуса. Для ее построения ввести p=1.
% Ранее устанавливается
% значение p=-1.
p=input('Для построения диаграммы в плоскости Н введите
p=1    p=')
if p>0
%расчет диаграммы направленности СВ в плоскости Н%
    DNCVH=(teta+1)./(teta+1);
    if ck>0
        polar(teta,DNCVH,':k')
        legend('Плоскость Е','Плоскость Н')
    else
        %значения угла в градусы
        teta=(180/pi).*teta;
        plot(teta,DNCVH,':k')
        legend('Плоскость Е','Плоскость Н')
    end
end
pause
end

```

## 2.Программа для анализа сопротивления излучения симметричного вибратора.

```

%Сопротивление излучения симметричного вибратора
llmbmin=input('ввод минимального значения отношения
длины плеча вибратора к длине волны llmbmin=')
llmbmax=input('ввод максимального значения отношения
длины плеча вибратора к длине волны llmbmax=')
llmb=llmbmin:0.005:llmbmax;
k=(2*pi).*llmb;
%сопротивление излучения Rs, отнесенное к пучности тока
s1=2.*(0.57721+log(2.*k)-cosint(2.*k));
s2=sin(2.*k).*(sinint(4.*k)-2*sinint(2.*k));
s3=cos(2.*k).*(0.57721+log(k)-
2*cosint(2.*k)+cosint(4.*k));
Rs=30.*(s1+s2+s3);
plot(llmb,Rs)
grid on
xlabel('llmb')

```

```
ylabel('Rs')
pause
```

3. Программа анализа входного сопротивления симметричного вибратора, петлевого вибратора и щелевой антенны.

```
%Входное сопротивление симметричного вибратора
llmbmax=input('ввод максимального нормированного
размера плеча llmbmax =')
llmbmin=input('ввод минимального нормированного размера
плеча llmbmin =')
la=input('ввод соотношения длины плеча и радиуса
провода и la=')
% Диапазон изменения нормированного размера.
Количество расчетных точек
% 1000
llmb=llmbmin:0.001*(llmbmax-llmbmin):llmbmax;
% Волновые сопротивления эквивалентной линии W1 и
симметричного вибратора W
W=120*log(la-1);
% Сопротивление излучения эквивалентного симметричного
вибратора Rs,
% отнесенное к пучности тока.
k=(2*pi).*llmb;
%сопротивление излучения Rs, отнесенное к пучности тока
s1=2.*(0.57721+log(2.*k)-cosint(2.*k));
s2=sin(2.*k).*(sinint(4.*k)-2*sinint(2.*k));
s3=cos(2.*k).*(0.57721+log(k)-
2*cosint(2.*k)+cosint(4.*k));
Rs=30.*(s1+s2+s3);
znam=(Rs./W).^2+(sin(k)).^2;
%Активная часть входного сопротивления
Rsv=Rs./znam;
%Реактивная часть входного сопротивления SV
Xsv=-(W/2).*(sin(2.*k)./znam);
plot(llmb,Rsv,llmb,Xsv)
pause
% Входное сопротивление щелевого вибратора
Z=Rsv+i.*Xsv;
Zsh=((60*pi)^2)./Z;
Rp=real(Zsh);
Xp=imag(Zsh);
plot(llmb,Rp,llmb,Xp)
grid on
```

```
xlabel('lmb')
ylabel('Rp, Xp')
legend('Rp', 'Xp')
```

#### 4. Программа для оценки качества согласования симметричного вибратора, петлевого вибратора и щелевой антенны с питающей линией.

```
% Расчет Ksv (Ksv) и коэффициента отражения (G)
симметричного (sv),
% петлевого (p) вибратора и щелевой антенны (sh).
% Ввод исходных данных для расчета.
lmbmax=input('ввод максимального нормированного
размера плеча lmbmax =')
lmbmin=input('ввод минимального нормированного размера
плеча lmbmin =')
% Симметричный и петлевой вибраторы выполнены из
цилиндрических проводов
% радиуса a. Расстояние между проводами петли b. Длина
плеча симметричного
% вибратора l. Длина петли петлевого вибратора в два
раза больше длины
% плеча симметричного 2l. Длина и ширина щели совпадает
с длиной плеча и
% радиусом симметричного вибратора. В расчетах
используются относительные
% размеры.
ba=input('ввод отношения расстояния между проводами
петли к их радиусу ba=')
la=input('ввод отношения длины плеча и его радиуса
la=')
% Представление введенных численных значений в
текстовом формате
st1=num2str(ba,'b/a=%4.2f. ');
st2=num2str(la,'l/a=%4.2f. ');
st0=strcat(st1,st2);
% Диапазон изменения нормированного размера.
Количество расчетных точек
% 1000
lmb=lmbmin:0.001*(lmbmax-lmbmin):lmbmax;
% Волновые сопротивления эквивалентной линии Wl и
симметричного вибратора W
Wl=120*log(ba+sqrt((ba)^2+1));
W=120*log(la-1);
% Сопротивление излучения симметричного вибратора Rs,
% отнесенное к пучности тока.
k=(2*pi).*lmb;
```

```

s1=2.*(0.57721+log(2.*k)-cosint(2.*k));
s2=sin(2.*k).*(sinint(4.*k)-2*sinint(2.*k));
s3=cos(2.*k).*(0.57721+log(k)-
2*cosint(2.*k)+cosint(4.*k));
Rs=30.*(s1+s2+s3);
% Комплексное входное сопротивление симметричного
вибратора Zsv=Rsv+iXsv
znam=(Rs./W).^2+(sin(k)).^2;
%Активная часть входного сопротивления
Rsv=Rs./znam;
%Реактивная часть входного сопротивления
Xsv=-(W/2).*(sin(2.*k)./znam);
Zsv=Rsv+i.*Xsv;
% Целочисленная переменная J определяет вариант
анализа.
% J=1 анализируется симметричный вибратор;
% J=2 анализируется петлевой вибратор;
% J=3 анализируется щелевая антенна.
% Перед началом анализа для всех трех антенн по
зависимости R от llmb
% необходимо определить резонансное значение активного
сопротивления и
% затем выбрать равное ему волновое сопротивление
фидера Rw
J=input('J=1 для анализа СВ; J=2 для анализа ПВ;J=3 для
анализа ЩА J =')
J1=0;
switch J
    case 1
        % Анализ симметричного вибратора.
        plot(llmb,Rsv,'k-',llmb,Xsv,'k:')
        grid on
        xlabel('llmb')
        ylabel('Rsv, Xsv')
        legend('Rsv','Xsv',-1)
        title('Выбор Rsv по значению Rsv, приходящемся
на Xsv=0')
        hold on
        pause
        Rsv=input('ввод волнового сопротивления
фидера для симметричного вибратора Rsv=')
        chislitel=abs(Rsv-Zsv);
        znamenatel=abs(Rsv+Zsv);
        %Коэффициент отражения
        Gsv=chislitel./znamenatel;

```

```

% Построение графика зависимости коэффициента отражения
от нормированной
% длины для симметричного вибратора.
    st4=('Зависимость коэффициента отражения от
нормированной длины плеча')
    st5=('для симметричного вибратора')
    st=strcat(st4,st5,st2);
    plot(llmb,Gsv,'k-')
    grid on
    xlabel('llmb')
    ylabel('Gsv')
    title(st)
    hold on
    pause
    J1=input('если нужна зависимость Ксв от llmb,
введите J1 =1  J1=')
    if J1>0
% Построение графика зависимости коэффициента стоячей
волны от нормированной
% длины для симметричного вибратора.
        Ksvsv=(1+Gsv)/(1-Gsv);
        plot(llmb,Ksvsv,'k-')
        grid on
        xlabel('llmb')
        ylabel('Ксв')
        hold on
        pause
    end
case 2
    % Анализ петлевого вибратора.
    % Комплексное входное сопротивление петлевого
вибратора  $Z_p=R_p+iX_p$ 

 $Z_p=8 \cdot (Z_{sv} \cdot (Wl \cdot \tan(k))) / (2 \cdot (Wl \cdot \tan(k)) + 4 \cdot Z_{sv})$ ;
    Rp=abs(Zp);
    Xp=imag(Zp);
    plot(llmb,Rp,'k-',llmb,Xp,'k-')
    grid on
    xlabel('llmb')
    ylabel('Rp, Xp')
    legend('Rp', 'Xp',-1)
    title('Выбор Rwp по значению Rp, приходящемся
на Xp=0')
    pause

```

```

Rwp=input('ввод волнового сопротивления фидера
для симметричного вибратора Rwp=')
chislitel=abs(Rwp-Zp);
znamenatel=abs(Rwp+Zp);
%Коэффициент отражения
Gp=chislitel./znamenatel;
% Построение графика зависимости коэффициента отражения
от нормированной
% длины для петлевого вибратора.
st4=('Зависимость коэффициента отражения от
нормированной длины плеча')
st5=('для петлевого вибратора')
st=strcat(st4,st5,st0);
plot(llmb,Gp,'k-')
grid on
xlabel('llmb')
ylabel('Gp')
title(st)
hold on
pause
J1=input('если нужна зависимость Kсв от llmb,
введите J1 =1 J1=')
if J1>0
% Построение графика зависимости коэффициента стоячей
волны от нормированной
% длины для петлевого вибратора.
Ksvp=(1+Gp)./(1-Gp);
plot(llmb,Ksvp,'k-')
grid on
xlabel('llmb')
ylabel('Kсв')
hold on
pause
end
case 3
% Анализ щелевой антенны.
% Комплексное входное сопротивление щелевой
антенны. Zsh=Rsh+iXsh
Zsh=((60*pi)^2)./Zsv;
Rsh=real(Zsh);
Xsh=imag(Zsh);
plot(llmb,Rsh,'k-',llmb,Xsh,'k:')
grid on
xlabel('llmb')
ylabel('Rsh, Xsh')

```

```

legend('Rsh','Xsh',-1)
title('Выбор Rwp по значению Rsh, приходящемся
на Xsh=0')
pause
Rwsh=input('Ввод волнового сопротивления
фидера для щелевой антенны Rwsh=')
chislitel=abs(Rwsh-Zsh);
znamenatel=abs(Rwsh+Zsh);
%Коэффициент отражения
Gsh=chislitel./znamenatel;
% Построение графика зависимости коэффициента отражения
от нормированной
% длины для щелевой антенны.
st4=('Зависимость коэффициента отражения от
нормированной длины плеча')
st5=('для щелевой антенны')
st=strcat(st4,st5,st2);
plot(llmb,Gsh,'k-')
grid on
xlabel('llmb')
ylabel('Gsh')
title(st)
hold on
pause
J1=input('если нужна зависимость Ксв от llmb,
введите J1 =1 J1=')
if J1>0
% Построение графика зависимости коэффициента стоячей
волны от нормированной
% длины для петлевого вибратора.
Ksvsh=(1+Gsh)./(1-Gsh);
plot(llmb,Ksvsh,'k-')
grid on
xlabel('llmb')
ylabel('Ксв')
hold on
pause
end
end
end

```

5. Программа для оценки характеристик согласования симметричного вибратора с питающей линией с помощью четвертьволнового трансформатора.

```

% Расчет Ксв (Ksv) и коэффициента отражения (r)
симметричного вибратора (sv)

```

```

% при использовании четвертьволнового трансформатора
сопротивлений.
% Ввод исходных данных для расчета.
llmbmax=input('ввод максимального нормированного
размера плеча llmbmax =')
llmbmin=input('ввод минимального нормированного размера
плеча llmbmin =')
% Симметричный и петлевой вибраторы выполнены из
цилиндрических проводов
% радиуса a. Расстояние между проводами петли b. Длина
плеча симметричного
% вибратора l. Длина петли петлевого вибратора в два
раза больше длины
% плеча симметричного 2l. Длина и ширина щели совпадает
с длиной плеча и
% радиусом симметричного вибратора. В расчетах
используются относительные
% размеры.
la=input('ввод отношения длины плеча и его радиуса
la=')
Wl=input('ввод волнового сопротивления питающей линии
Wl=')
% Представление введенных численных значений в
текстовом формате
st1=num2str(Wl,'Wl=%4.2f. ');
st2=num2str(la,'l/a=%4.2f. ');
% Диапазон изменения нормированного размера.
Количество расчетных точек
% 1000
llmb=llmbmin:0.001*(llmbmax-llmbmin):llmbmax;
% Волновое сопротивление симметричного вибратора W
W=120*log(la-1);
% Сопротивление излучения симметричного вибратора Rs,
% отнесенное к пучности тока.
k=(2*pi).*llmb;
s1=2.*(0.57721+log(2.*k)-cosint(2.*k));
s2=sin(2.*k).*(sinint(4.*k)-2*sinint(2.*k));
s3=cos(2.*k).*(0.57721+log(k)-
2*cosint(2.*k)+cosint(4.*k));
Rs=30.*(s1+s2+s3);
% Комплексное входное сопротивление симметричного
вибратора Zsv=Rsv+iXsv
znam=(Rs./W).^2+(sin(k)).^2;
%Активная часть входного сопротивления
Rsv=Rs./znam;

```



```

%Реактивная часть входного сопротивления
Xsv=- (W/2) .* (sin(2.*k) ./znm) ;
Zsv=Rsv+i.*Xsv;
% Перед началом анализа по зависимости Rsv от llmb
% необходимо определить резонансное значение активного
сопротивления и
% резонансное значение нормированной длины.
    % Анализ симметричного вибратора.
    plot(llmb,Rsv,'k-',llmb,Xsv,'k:')
    grid on
    xlabel('llmb')
    ylabel('Rsv, Xsv')
    legend('Rsv','Xsv',-1)
    title('Определение R и llmbrez по значению Rsv,
приходящемуся на Xsv=0')
    hold on
    pause
    R=input('ввод резонансного сопротивления для
симметричного вибратора R=')
    llmbrez=input('ввод резонансного значения
нормированной длины llmbrez=')
% Вычисление волнового сопротивления четвертьволнового
трансформатора
Wt=sqrt(Wl*R);
% Коэффициент отражения от входа трансформатора,
равная амплитуде
% первой волны
r1=(Wt-Wl)/(Wl+Wt);
% Коэффициент отражения от антенны
r2=(Zsv-Wt)/(Zsv+Wt);
% Амплитуда второй волны у антенны
% ua=(1-r1).*r2;
ua=r2;

% Амплитуда второй волны в месте сложения с первой
u2=ua.*exp(i.*(pi.*(llmb./llmbrez)));
% Модуль комплексной амплитуды суммарной отраженной волны
-коэффициент
% отражения
r=abs(r1+u2);
% Построение графика зависимости коэффициента отражения
от нормированной
% длины для симметричного вибратора.
    st3=('Зависимость коэффициента отражения от
нормированной длины плеча')
    st4=('для симметричного вибратора')

```

```

st=strcat(st3,st4,st2,st1);
plot(llmb,r)
grid on
xlabel('llmb')
ylabel('r')
title(st)
hold on
pause
J1=input('если нужна зависимость Ксв от llmb,
введите J1 =1 J1=')
if J1>0
% Построение графика зависимости коэффициента стоячей
волны от нормированной
% длины для симметричного вибратора.
Ksv=(1+r)/(1-r);
plot(llmb,Ksv)
grid on
xlabel('llmb')
ylabel('Ксв')
hold on
pause
end

```

6. Программа для расчета характеристик направленности симметричного вибратора с плоским металлическим экраном.

```

%Диаграмма направленности симметричного вибратора с
плоским
% металлическим экраном Предполагается параллельная и
% нормальная ориентация вибратора относительно экрана
ln=input('ввод соотношения длины волны и длины плеча
вибратора ln=')
dn=input('ввод соотношения длины волны и расстояния
между вибратором и экраном dn=')
st1=num2str(ln,'ln=%4.2f. ');
st2=num2str(dn,'dn=%4.2f. ');
s=strcat(st1,st2);
teta=-pi/2:0.01:pi/2;
%расчет диаграммы направленности параллельного СВ в
плоскости H
DNREF=abs(sin((2*pi*dn).*cos(teta)));
%нормировка диаграммы
M=max(DNREF);
DNREFH=DNREF./M;
polar(teta,DNREFH,'b')
hold on

```

```

    %расчет диаграммы направленности СВ в свободном
    пространстве в плоскости E
    DNCV=abs((cos((2*pi*ln).*sin(teta))-
    cos(2*pi*ln))./(1-cos(2*pi*ln)).*cos(teta)));
    polar(teta,DNCV)
    pause
    %расчет диаграммы направленности параллельного СВ в
    плоскости E
    DNREFE=DNCV.*DNREF;
    %нормировка диаграммы
    M=max(DNREFE);
    DNREFE=DNREFE./M;
    polar(teta,DNREFE,'m')
    % Оформление
    legend('плоскость H','плоскость E',-1)
    s1=strvcat('Диаграммы направленности горизонтального
    СВ',s);
    title(s1)
    pause
    %расчет диаграммы направленности нормального СВ в
    плоскости E
    % Вибратор повернут на 90 градусов относительно
    параллельного
    % Надо пересчитывать DNCV, заменив teta на teta + 90
    град.
    DNCV=abs((cos((2*pi*ln).*cos(teta))-cos(2*pi*ln))./(1-
    cos(2*pi*ln)).*sin(teta)));
    DNREF=abs(cos((2*pi*dn).*cos(teta)));
    DNREFE=DNCV.*DNREF;
    %нормировка диаграммы
    M=max(DNREFE);
    DNREFE=DNREFE./M;
    polar(teta,DNREFE,'b')
    % Оформление
    s1=strvcat('Диаграммы направленности вертикального
    СВ',s);
    title(s1)
    pause

```

## 7. Программа для расчета диаграммы направленности системы двух симметричных вибраторов.

```

%Диаграмма направленности двух симметричных вибраторов
% psi - разность фаз питающих их токов в радианах и
% 2dn - расстояние между ними отнесенное к длине волны

```

```

% задаются как исходные данные для расчета.
ln=input('ввод соотношения длины волны и длины плеча
вибратора ln=')
dn=input('ввод соотношения длины волны и расстояния
между вибратором и экраном dn=')
j=1;
j=input('ввод j=0 для вычисления psi, компенсирующего
обратное излучение')
if j==0
    psi=(4*dn-1)*pi;
else
    psi=input('ввод разность фаз токов, питающих
вибраторы в радианах psi=')
end
st1=num2str(ln,'ln=%4.2f. ');
st2=num2str(dn,'dn=%4.2f. ');
st3=num2str(psi,'psi=%4.2f. ');
s=strcat(st1,st2,st3);
teta=0:0.01:2*pi;
%расчет диаграммы направленности двух СВ в плоскости Н
DNREF=abs(cos((2*pi*dn).*cos(teta)+psi/2));
%нормировка диаграммы
M=max(DNREF);
DNREFH=DNREF./M;
polar(teta,DNREFH,'b')
hold on
% расчет диаграммы направленности одиночного СВ в
плоскости Е
DNCV=abs((cos((2*pi*ln).*sin(teta))-
cos(2*pi*ln))./(1-cos(2*pi*ln)).*cos(teta));
% расчет диаграммы направленности двух СВ в
плоскости Е
DNREFE=DNCV.*DNREF;
%нормировка диаграммы
M=max(DNREFE);
DNREFE=DNREFE./M;
polar(teta,DNREFE,'m')
% Оформление
legend('плоскость Н','плоскость Е',-1)
s1=strvcat('Диаграммы направленности системы двух
СВ',s);
title(s1)
pause

```

#### ЛИТЕРАТУРА.

1. В. А. Неганов, Д. С. Ключев, Д. П. Табаков. Устройства СВЧ и антенны. Ч. 2: Теория и техника антенн / Под ред. В. А. Неганова. Изд. стереотипное. – М.: ЛЕНАРД, 2016. – 728 с.

2. Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток: Учебное пособие для вузов / Под редакцией Д.И. Воскресенского. Изд. 4, переработанное и дополненное – М.: Радиотехника, 2012. – 744 с. : ил.

3. Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн : учебник для вузов / под ред. Г. А. Ерохина. - 3-е изд. - М. : Горячая линия - Телеком, 2007. - 491 с.

4. Антенны сухопутных подвижных систем связи / А. Н. Волков, В. А. Гаврилов, Е. Р. Милютин ; ред. Е. Р. Милютин. - СПб. : Энергомашиностроение, 2007. - 218 с.

5. Кетков Ю.Л., Кетков А.Ю., Шульц М.М. MATLAB-7 : программирование, численные методы. –СПб. БХВ – Петербург. 2005 – 752 с.: ил.

6. Смоленцев Н. MATLAB: программирование на Visual C#, Borland JBuilder, VBA: Учебный курс. – М.: ДМК Пресс; СПб: Питер, 2009. – 464 с.: ил

7. В. А. Неганов, Д. С. Ключев, Д. П. Табаков. Устройства СВЧ и антенны. Ч. 1: Проектирование, конструктивная реализация, примеры

применения устройств СВЧ / Под ред. В. А. Неганова. Изд. стереотипное. – М.: ЛЕНАРД, 2016. – 608 с.

### *Оглавление.*

1. Симметричный вибратор. Эквивалентная схема. Распределение тока по плечам и волновое сопротивление.....	Стр. 3.
2. Поле излучения симметричного вибратора в дальней зоне. Характеристики направленности.....	Стр. 6.
3. Сопротивление излучения и входное сопротивление симметричного вибратора.....	Стр. 11
4. Петлевой вибратор.....	Стр. 16
5. Щелевая антенна.....	Стр. 20
6. Особенности питания вибраторных антенн.....	Стр. 26
6.1. Согласование с линией передачи. ....	Стр. 26
6.2. Использование ступенчатых переходов для согласования антенны с питающей линией.....	Стр. 34
6.3. Симметрирование питания.....	Стр. 39
7. Характеристики направленности симметричного вибратора над проводящей поверхностью.....	Стр. 41
8. Вибраторные антенны.....	Стр. 49
8.1. Рефлекторы и директоры. ....	Стр. 49
8.2. Антенна «Волновой канал».....	Стр. 55
8.2. Логопериодическая антенна.....	Стр. 58
Приложение.....	Стр. 62

**Косарев Александр Васильевич, Смирнов Роман Владимирович.**

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН И АНТЕННО – ФИДЕРНЫЕ  
УСТРОЙСТВА И**

**Учебное пособие. Часть 1**