

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ПОЛЫХ ПРОВОДНИКАХ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТЕРЖНЯХ

Н. Н. Малов, Москва

За последние годы радиотехника достигла значительных успехов в получении весьма коротких (дециметровых) незатухающих электромагнитных волн при значительной величине генерируемой мощности (десятки ватт и больше). Помимо целого ряда технических применений (удобная направленная радиосвязь, телевидение высокого качества, использование радиосигналов для автоматизации слепых полетов и т. д.) дециметровые и сантиметровые волны представляют значительный интерес и для физики; в частности, они широко применяются для изучения электрических свойств молекул. Достаточно указать, что области дисперсии воды и ряда других веществ лежат как раз в сантиметровых и дециметровых волнах.

Однако, уже первые эксперименты с короткими дециметровыми волнами выявили ряд трудностей, сравнительно мало проявляющихся при более длинных волнах, но резко сказывающихся на работе генерирующих и передающих энергию устройств при волнах, длина которых не превышает нескольких дециметров.

Дело в том, что одна из важнейших характеристик колебательных систем — добротность контура с индуктивностью L , сопротивлением R и собственным периодом T , равная:

$$Q = \frac{\pi}{\delta} = \pi \frac{2L}{RT} = \pi \frac{L J_{эфф}^2}{R J_{эфф}^2 \frac{T}{2}} = \pi \frac{A_m}{A_Q},$$

обратно пропорциональная декременту δ и определяющая отношение колебательной энергии A_m к энергии, расходуемой на Джоулево тепло и излучение A_Q , быстро падает при уменьшении длины волны, что объясняется, главным образом, значительным возрастанием сопротивления излучения $R_{изл} = \frac{P_{изл}}{J^2}$, определяющего отношение излучаемой мощности к квадрату тока, а также уменьшением индуктивности контура. Трудности, связанные с самовозбуждением колебательной системы, обладающей малой добротностью, рассматриваются в статье Студенкова¹, печатаемой ниже; что же касается систем, передающих энергию (например, от генератора к антенне), то уменьшение добротности влечет за собой снижение КПД этих систем до практически неприемлемых значений.

Как известно, передача энергии от генератора к антенне при волнах, длина которых измеряется десятками метров, осуществляется часто при помощи двухпроводной линии (лехеровская система). Если эта система выполнена в виде двух параллельных проводов, то сопротивление излучения является функцией отношения $\frac{d}{\lambda}$ (d — расстояние между осями проводов, λ — длина волны) и для системы, длина которой равна полуволне, характеризуется следующей таблицей:

$\frac{d}{\lambda} = 0$	— 0,1	— 0,2	— 0,3	— 0,5
$R_{изл} \text{ ом} = 0$	— 12,6	— 40,6	— 86,6	— 166,6.

Так как расстояние d не может быть сделано слишком малым, то при весьма коротких волнах использование подобных линий практически невозможно.

Применение экранированных двухпроводных линий или коаксиальных линий, состоящих из внешней полой трубы и коаксиального провода, конечно, избавляет от потерь на излучение, но в этих конструкциях необходимо крепление внутренних проводов на подходящих изоляторах, создающих местные неоднородности, вредно сказывающиеся при весьма коротких волнах.

Все эти трудности отпадают, если электромагнитная волна будет распространяться внутри полого металлического проводника, заполненного хорошим диэлектриком, например, воздухом. Повидимому, эти соображения и побудили американских исследователей изучить вопрос о распространении электромагнитных волн в полых проводниках, а также в диэлектрических стержнях, лишенных металлической оболочки.

Следует отметить, что теоретическая постановка этой задачи принадлежит Рэлею²; позже этими вопросами занимались Хондрос³ и Дебай и Хондрос¹⁷; однако, детальное экспериментальное изучение вопроса, требующее наличия незатухающих колебаний, было выполнено лишь в последние годы Саусвортом⁴, Барроу⁵ и Клавье¹³.

а) Волны в полых проводниках

При теоретическом рассмотрении вопроса о возможности использования полых проводников для канализации электромагнитной энергии задача ставится следующим образом: имеется идеальный полый проводник ($\gamma = \infty$) неизменного сечения (труба), ось которого совпадает с осью X . Проводник заполнен идеальным диэлектриком (в дальнейшем принято $\epsilon = 1$, $\mu = 1$, $\gamma = 0$); требуется найти решение уравнений Максвелла, удовлетворяющее граничным условиям и определяющее распределение электромагнитного поля, способного распространяться вдоль оси трубы без искажений. Длина трубы предполагается бесконечно большой. Искомое решение можно представить в виде

$$E' = Ee^{-j\beta x + j\omega t}, \quad H' = He^{-j\beta x + j\omega t}, \quad (1)$$

где β — постоянная распространения, ω — круговая частота поля, $j = \sqrt{-1}$, E и H не зависят от координаты вдоль оси трубы X и от времени t .

В случае трубы круглого сечения (радиус трубы — a) целесообразно ввести цилиндрические координаты (ρ , φ , x). При этом величины E и H являются функциями ρ и φ . Как показывает расчет, общее решение уравнений Максвелла распадается на два частных случая.

В первом случае

$$H_\varphi = H_x = E_\varphi = \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} = 0; H_\varphi, E_\rho, E_x \neq 0,$$

т. е. магнитное поле лежит в плоскости сечения трубы и обладает круговой симметрией, электрическое поле имеет составляющие по радиусу и вдоль оси трубы; это решение называют волной типа E (электрической).

Во втором случае роли векторов меняются, так что поле E целиком лежит в плоскости сечения трубы и обладает круговой симметрией, поле H имеет радиальную и осевую составляющие:

$$H_\varphi = E_x = E_\rho = \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} = 0; H_x, H_\rho, E_\varphi \neq 0.$$

Это решение называют магнитной волной (H -волна). Существенной особенностью полученных решений является зависимость постоянной распространения β от размеров трубы и от частоты изменения поля, а также наличие „критической“ частоты (зависящей от радиуса), ниже которой распространение оказывается невозможным.

Чтобы подчеркнуть это принципиальное отличие волн в трубе от волн, распространяющихся в безграничной среде (свободные волны), американцы предложили для волн в трубах термин „guided waves“, что можно перевести, как „направляемые волны“ (но не „направленные“, так как этот термин в радиотехнике имеет другой, вполне определенный смысл).

Решение уравнений Максвелла, конечно, получается в этом случае в цилиндрических функциях. С математической стороны эта задача аналогична задаче о распределении амплитуд на поверхности некоторой мембраны.

Мы ограничимся рассмотрением простейшего решения. Для E -волны получится

$$E_x = A J_0 \left(\rho \sqrt{\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - \beta^2} \right),$$

где J_0 — бесселева функция, c — скорость света, A — постоянная. Учитывая, что на внутренней поверхности трубы поле E_x должно исчезать, получаем:

$$J_0 \left(a \sqrt{\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - \beta^2} \right) = 0. \quad (2)$$

Уравнение (2) имеет ряд корней, причем первый (наименьший) определяется условием:

$$a \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2} = 2,405.$$

Отсюда для постоянной распространения получается

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{2,405}{a}\right)^2}.$$

Физически интересны только действительные значения β , так как в противном случае получится процесс, затухающий вдоль оси трубы. Поэтому возможные частоты не должны быть слишком малы; иначе говоря, существует некоторая критическая частота

$$\omega_{кр} = \frac{2,405}{a} c,$$

более же низкие частоты распространяться по трубе не способны. Значения полей E_p и H_φ определяются уравнениями:

$$E_p = jA \frac{\beta}{\sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2}} J'_0 \left(\rho \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2} \right);$$

$$H_\varphi = jA \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2}} J'_0 \left(\rho \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2} \right).$$

Фазовая скорость распространения волны вдоль оси трубы определяется выражением:

$$v_{фз} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{2,405}{a} \frac{c}{\omega}\right)^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}}\right)^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - \Lambda^2}} > c. \quad (3)$$

Групповая скорость получается равной

$$v_{гр} = \frac{c^2}{v_{фз}} = c \sqrt{1 - \Lambda^2} < c, \quad (4)$$

как этого и следует ожидать из общих физических соображений; здесь $\Lambda = \frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \leq 1$, где λ_0 и $\lambda_{кр}$ — длины передаваемой и критической (максимальной) волн в свободном пространстве.

Рассмотренная выше волна, называемая E_0 -волной, характеризуется распределением поля, изображенным графически на рис. 1, а. Сплошными линиями представлено распределение электрического, пунктирными — магнитного полей.

Сравнивая это распределение с распределением поля в идеальном концентрическом фидере (рис. 2, а), убеждаемся, что картины распределения полей весьма близки друг к другу, но токи проводимости в центральном проводе фидера заменяются в полой трубе осевыми токами смещения.

Аналогичное решение получается и для H_0 -волны; в этом случае поле E_φ , пропорциональное $J'_0\left(\rho\sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2}\right)$, должно исчезать на стенках трубы. На рис. 1, *c* показана графическая картина поля (волна H_0).

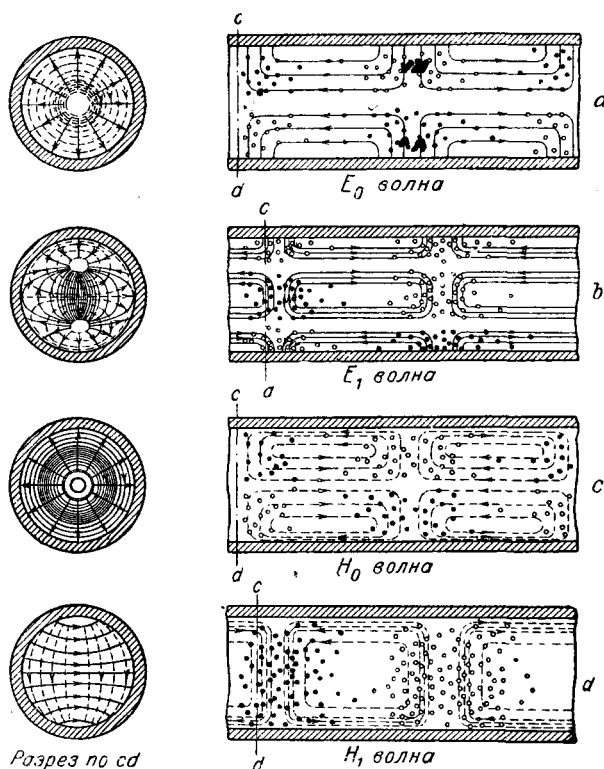


Рис. 1

Используя бesselовы функции более высоких порядков, можно получить и другие возможные решения. Из них интересна волна E_1 , удовлетворяющая условию

$$J_1\left(a\sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2}\right) = 0,$$

распределение поля которой (рис. 1, *b*) весьма близко напоминает поле в экранированной двухпроводной линии (рис. 2, *b*). Здесь снова осевые токи смещения в трубе играют роль токов проводимости в двухпроводной линии. Наконец, волна H_1 , имеющая граничное условие (исчезновение поля E_φ на стенках)

$$J'_1\left(a\sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2}\right) = 0,$$

характеризуется полем, изображенным на рис. 1, *d*. Для волн H_0 и H_1 аналогов в обычных радиотехнических устройствах, повидимому, не имеется.

Предельные (максимальные) длины волн (свободных), способных распространяться в трубах радиуса a , определяются следующей таблицей:

Тип волны в трубе	Функция, удовлетворяющая граничным условиям	Корень $x = a \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2}$	$\lambda_{кр}$
E_0	$J_0(x) = 0$	2,405	2,62 a
E_1	$J_1(x) = 0$	3,83	1,64 a
H_0	$J'_0(x) = 0$	3,83	1,64 a
H_1	$J'_1(x) = 0$	1,84	3,42 a

Точный учет влияния конечной (но значительной) проводимости стенок трубы представляет громадные затруднения. При приближенном решении этой задачи допускают, что рассмотренная выше кон-

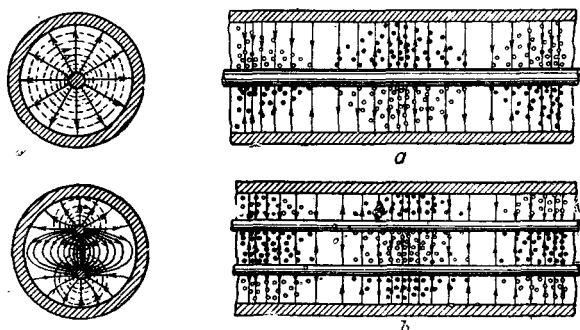


Рис. 2

фигурация поля существенно не искажается. С формальной стороны это означает, что решения уравнений Максвелла (1) следует писать в виде

$$E' = E e^{-\alpha x + j(\omega t - \beta x)}; \quad H' = H e^{-\alpha x + j(\omega t - \beta x)},$$

где α — коэффициент поглощения. Однако, благодаря незначительности поглощения

$$\alpha \ll \beta,$$

так что в первом приближении можно считать, что

$$\frac{\partial}{\partial x} = -\alpha - j\beta \approx -j\beta,$$

благодаря чему векторы E и H сохраняют свои прежние значения.

Поток энергии через некоторое сечение S определится вектором Пойнтинга, причем среднее значение его за период равно

$$A_m = \text{действ. части} \left[\frac{1}{4\pi} \int_S (E_p H_p^* - E_\varphi H_\varphi^*) ds \right],$$

где звездочка символизирует сопряженное значение. Среднее значение потока является функцией координаты x и содержит множитель $e^{-2\alpha x}$. Поэтому убыль энергии

$$-\frac{\partial A_m}{\partial x} = +2\alpha A_m = Q,$$

где Q — джоулево тепло, выделяющееся в стенках трубы; его можно вычислить, пользуясь теорией поверхностного эффекта. Зная Q и A_m , получают коэффициент поглощения из условия

$$\alpha = \frac{Q}{2A_m}.$$

Расчет показывает, что поглощение очень невелико, так что добротность контура, сделанного из трубчатого проводника, достигает величины порядка 10^4 и больше, т. е. в сотни раз превосходит добротность двухпроводных линий и других резонансных контуров.

Подробный разбор вопроса о величине затухания и его зависимость от частоты имеется в обзорной теоретической работе Клавье⁶.

В трубах других сечений (эллиптические⁷, прямоугольные¹⁰ и т. д.) условия распространения по своему физическому содержанию не отличаются от рассмотренных выше. Поэтому мы ограничимся лишь указанием, что в трубе прямоугольного сечения (размер a по оси Y , b — по оси Z) кроме других типов волн возможно существование H -волны, определяемой векторами:

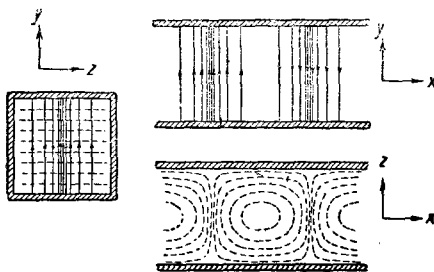


Рис. 3

$$\begin{aligned} H_x &= A \sin \frac{\pi}{b} z; & H_z &= -jA \beta \left(\frac{b}{\pi} \right) \cos \left(\frac{\pi}{b} \right) z; \\ E_y &= -jA \frac{\omega}{c} \frac{b}{\pi} \cos \frac{\pi}{b} z; \end{aligned} \quad (5)$$

при этом постоянная распространения

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - \left(\frac{\pi}{b} \right)^2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \Lambda^2} \quad (6)$$

и предельная волна

$$\lambda_{кр} = 2b;$$

фазовая и групповая скорости попрежнему определяются уравнениями (3) и (4).

Распределение поля изображено графически на рис. 3; сплошными линиями представлено электрическое, пунктирными — магнитное поле. Этот случай мы используем в дальнейшем.

Существование фазовой скорости распространения, несомненно, свидетельствует о наличии в трубе интерференционного процесса. Бриллюен⁸ одним из первых отметил это обстоятельство, указав изящное физическое истолкование его.

Вообразим плоскую волну (рис. 4), падающую слева на идеальное зеркало. Отраженная волна будет распространяться вправо. В области ABC имеет место интерференция обеих волн, причем, как известно, создаются узловые плоскости, параллельные зеркалу (они изображены пунктиром на рис. 4). Любую из узловых плоскостей можно, не изменяя условий распространения, заменить идеальным зеркалом. Тогда в пространстве между двумя зеркалами получится многократное отражение волны, энергия же будет распространяться параллельно зеркалу (рис. 5), причем скорость распространения ее, конечно, будет отличаться от скорости распространения волны.

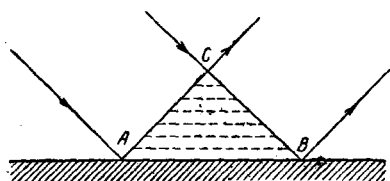


Рис. 4

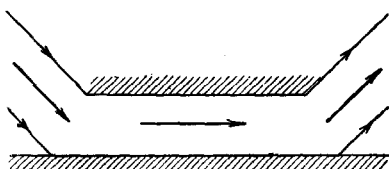


Рис. 5

Если рассмотреть отражение плоской волны от двух взаимно перпендикулярных зеркал, то получатся две системы взаимно перпендикулярных узловых поверхностей. Заменяя две из этих поверхностей двумя добавочными взаимно перпендикулярными зеркалами, получаем пространство, ограниченное четырьмя зеркальными стенками, т. е. трубу прямоугольного сечения.

Эти соображения Бриллюена были развиты Пэджем и Адамсом⁹ и Барроу и Чу¹⁰. Для H -волны в прямоугольной трубе [уравнение (5)] можно написать [учитывая (6)]

$$\left. \begin{aligned} H'_x &= -j \frac{A}{2} \left\{ e^{j \left[\omega t + \left(\frac{\pi}{b} z - \beta x \right) \right]} - e^{j \left[\omega t - \left(\frac{\pi}{b} z + \beta x \right) \right]} \right\} = \\ &= -j \frac{A}{2} (I - II), \\ H'_z &= -j \frac{A}{2} \frac{b}{\pi} \beta \left\{ e^{j \left[\omega t + \left(\frac{\pi}{b} z - \beta x \right) \right]} + e^{j \left[\omega t - \left(\frac{\pi}{b} z + \beta x \right) \right]} \right\} = \\ &= -j \frac{A}{2} \frac{\sqrt{1 - \Lambda^2}}{\Lambda} (I + II), \\ E'_y &= -j \frac{A}{2} \frac{\omega}{c} \frac{b}{\pi} \left\{ e^{j \left[\omega t + \left(\frac{\pi}{b} z - \beta x \right) \right]} + e^{j \left[\omega t - \left(\frac{\pi}{b} z + \beta x \right) \right]} \right\} = \\ &= -j \frac{A}{2} \frac{1}{\Lambda} (I + II), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где λ_0 — длина „свободной“ волны, соответствующей частоте ω , $\lambda_{кр}$ — критическая длина волны. Уравнения (7) можно истолковать, как две волны, распространяющиеся в разных направлениях в плоскости (XZ). Обращаясь к первой, представим показатель в виде:

$$\omega t + \left(\frac{\pi}{b} z - \beta x \right) = \omega \left(t - \frac{R}{c} \right),$$

где направление распространения характеризуется направляющим косинусом:

$$\cos(R, X) = \mu = \beta \frac{c}{\omega} = \sqrt{1 - \Lambda^2}; \quad \cos(R, Z) = \nu = -\frac{\pi}{b} \frac{c}{\omega} = -\Lambda.$$

Вектор электрического поля E нормален к направлению распространения.

Вектор магнитного поля характеризуется амплитудой

$$H = -j \frac{A}{2} \sqrt{1 + \frac{1 - \Lambda^2}{\Lambda^2}} = -j \frac{A}{2} \frac{1}{\Lambda} = E$$

и направляющими косинусами:

$$\cos(H, X) = \xi = \Lambda; \quad \cos(H, Z) = \eta = \sqrt{1 - \Lambda^2}.$$

Легко видеть, что

$$\mu \xi + \nu \eta = 0, \quad \text{т. е.} \quad E \perp H \perp R.$$

Аналогичное рассмотрение легко провести и для волны II.

Таким образом, каждая из волн (I) и (II) является обычной плоской волной. Эти волны встречают стенки трубы, перпендикулярные плоскости распространения под углом θ , определяемым очевидным условием

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\Lambda}{\sqrt{1 - \Lambda^2}}. \quad (8)$$

Характер распространения одной из элементарных волн показан на рис. 6. Уравнение (8) позволяет вскрыть физический смысл существования критической волны. Короткие волны ($\lambda_0 \ll \lambda_{кр}$, $\Lambda \ll 1$) образуют со стенками малые углы, т. е. распространяются почти вдоль оси трубы; по мере увеличения Λ угол θ возрастает; при $\Lambda = 1$, т. е. при критической волне, θ обращается в 90° ; подобная волна (если она возникнет) не может распространяться вдоль трубы.

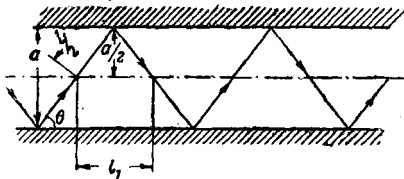


Рис. 6

Эти же соображения позволяют пояснить¹¹ значения фазовой и групповой скорости, определяемые уравнениями (3) и (4).

Действительно, рассмотрим на оси трубы две точки, через которые проходит луч, претерпев отражение от стенки. Расстоянию $2 \frac{l}{2}$, проходимому элементарной волной со скоростью c , соответ-

ствует расстояние l_1 , на которое перемещается вдоль оси энергия (со скоростью v_{zp}). Имеем

$$\frac{v_{zp}}{c} = \frac{l_1}{l} = \cos \theta = \sqrt{1 - \Lambda^2},$$

что совпадает с (4).

Для наглядного истолкования фазовой скорости учтем, что пути $2\frac{l}{2}$, пройденному элементарной волной, соответствует по оси трубы путь l_1 и отражение от стенки, сопровождающееся скачком фазы на π , т. е. кажущимся увеличением пути волны в трубе на $\frac{\lambda}{2}$ (где $\lambda = \lambda_0 \frac{v_{faz}}{c}$ — длина волны в трубе). Поэтому можно написать:

$$\begin{aligned} \frac{v_{faz}}{c} &= \frac{l_1}{l} + \frac{\lambda}{2} \frac{1}{l} = \frac{l_1}{l} + \frac{\lambda_0}{2a} \frac{v_{faz}}{c} \frac{a}{l} = \cos \theta + \frac{v_{faz}}{c} \Lambda \sin \theta = \\ &= \cos \theta + \Lambda^2 \frac{v_{faz}}{c}. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$\frac{v_{faz}}{c} = \frac{\cos \theta}{1 - \Lambda^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \Lambda^2}},$$

что совпадает с уравнением (3).

При практическом использовании полых проводников существенный интерес представляет вопрос о волновом сопротивлении проводника. Определяя волновое сопротивление как отношение поперечной разности потенциалов (от оси до стенки трубы) к продольному току, Барроу показал, что волновое сопротивление является функцией частоты. Для E_0 — волны в круглой трубе — волновое сопротивление равно

$$W = 48 (1 - \Lambda^2) \text{ ом.}$$

Оно изменяется от нуля (при критической частоте $\Lambda = 1$) до 48 ом при безграничном возрастании частоты ($\Lambda = 0$). Волновое сопротивление резонансных линий обычно превышает сотню ом; поэтому в тех случаях, где для согласования с оптимальным режимом радиоустройства требуются линии с малым волновым сопротивлением, полые проводники могут применяться с большой пользой.

Вопрос о возбуждении того или иного типа волн в трубах до настоящего времени решается чисто экспериментально. Стремятся создать у начала трубы конфигурацию поля, более или менее близкую к теоретической. Саусворт¹² применяет для этой цели электроды различной формы, накладываемые на торец трубы; Барроу⁵ вводит в трубу осевой проводник (жест) вроде изображенного на рис. 7. Жест I служит для получения E_0 — волны, механизм образования которой поясняется схематическим рис. 8, где показано распределение электрического поля в трубе для четырех последовательных моментов времени. Ради экономии места на рис. 8 изображено поле в одной половине трубы (между жестом и стенкой), а

симметричная картина в нижней половине трубы опущена. Жезлы 2 и 3 (рис. 7), расположенные в сечении трубы, служат для получения H -волн. Как показал опыт, сравнительно чистая волна получается в этих условиях на расстоянии нескольких полуволн от места возбуждения.

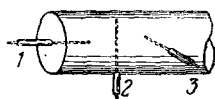


Рис. 7

Клавье и Альтовский¹³ в подробной экспериментальной работе изучили условия возбуждения различных типов волн. Они показали на ряде изящных опытов, что при помещении в трубу „объемных фильтров“, представляющих систему проводников подходящей конфигурации, удастся выделить весьма чистый тип волны, а также трансформировать один тип волн в другой. Так как скорость распространения волн различных типов, вообще говоря, различна, то, помещая в трубу приемники, ориентированные таким образом, что они реагируют на тот или иной тип волны, и перемещая вдоль трубы отражающий поршень, им удалось, снимая кривые резонанса, обнаружить различные типы волн и непосредственно доказать поглощение некоторых из них подходящими фильтрами.

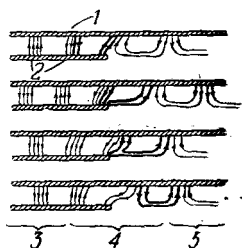


Рис. 8

1—стенка трубы, 2—жезл, 3—волна в двухпроводной линии, 4—переходный режим, 5—волна в трубе

Аналогичные исследования, подтвердившие предсказываемую теорией зависимость скорости распространения от частоты и существование критической частоты, ниже которой передача вообще невозможна, были проделаны Барроу⁵ и Саусвортом¹².

Практически важный вопрос о рациональной конструкции выходного устройства, обеспечивающего максимальный выход энергии из трубы во внешнее пространство, интенсивно разрабатывается в последнее время^{5,14}.

Правильный выбор выходного устройства играет громадную роль. Так, при возбуждении H -волны (рис. 3) в трубе прямоугольного сечения автором был произведен следующий, легко осуществимый, поучительный опыт. Если выходной конец трубы закрыт металлическим поршнем, в котором сделана узкая щель, параллельная электрическому вектору волны, то выход энергии из щели практически не наблюдается. Если же ту же щель расположить перпендикулярно электрическому вектору, то из трубы излучается весьма значительное количество энергии.

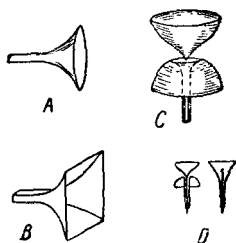


Рис. 9

Для уменьшения коэффициента отражения на конце трубы приходится применять выходные устройства, напоминающие акустические рупоры. Некоторые из конструкций, предложенных Барроу⁵, изображены на рис. 9. Два рупора A и B служат для излучения E -волн, рупор C — для излучения H -волны (из круглой трубы); последнее устройство D предназначается для коаксиальной двухпровод-

ной линии. При правильном подборе рупора удается значительно улучшить отдачу энергии генератором и создать более или менее направленный излученный пучок. Аналогичные устройства применяются и для приема энергии при помощи полых проводников.

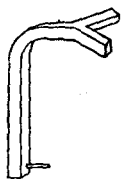


Рис. 10

Так как некоторые типы волн обладают стабильностью, т. е. могут распространяться без заметного искажения и в слегка изогнутой трубе (этот вопрос был проанализирован Бриллюеном¹⁵), то полая труба может быть использована в качестве фидера и излучающей антенны, например, при необходимости поднять излучающее устройство на значительную высоту (телевидение и т. д.). Примерная конструкция подобной антенны, питаемой снизу, изображена на рис. 10, заимствованном у Барроу.

Нейман¹⁶ указал на возможность использования полых труб специальной конструкции в качестве резонансной линии для метровых волн, причем габариты и КПД такой линии получаются лучшими, чем у обычной коаксиальной линии.

б) Волны в диэлектрических стержнях

Не меньший интерес представляет также изучение условий распространения волн в стержне из диэлектрика, обладающего значительно большей диэлектрической проницаемостью, чем окружающая среда (например, в столбе воды или в резиновом шнуре).

Дебай и Хондрос¹⁷ показали, что при определенных условиях возможно возникновение волн, электромагнитное поле которых не простирается в бесконечность, но локализуется (практически) в сравнительно тонком слое окружающей среды. На рис. 11 представлен схематически подобный стержень, в котором распространяется E -волна. Распределение электрического поля показано кривыми, линии же магнитного поля изображаются кружками (сечение линий магнитного поля плоскостью чертежа). Особенно интересно то обстоятельство, что при уменьшении отношения длины волны λ к радиусу стержня r доля энергии, распространяющейся в окружающей среде, резко падает. Относительная интенсивность поля в стержне ($\epsilon = 81$) и окружающей среде ($\epsilon = 1$) в зависимости от величины отношения $\frac{\lambda}{r}$ изображена на рис. 12. Сплошные кривые соответствуют электрическому, пунктирные — магнитному полю. По оси абсцисс отложено расстояние от оси стержня, выраженное в долях радиуса стержня. Уже при $\frac{\lambda}{r} \approx 10$ почти вся энергия оказывается сконцентрированной внутри диэлектрического стержня (буква n на рис. 12 означает показатель преломления: $n^2 = \epsilon$).

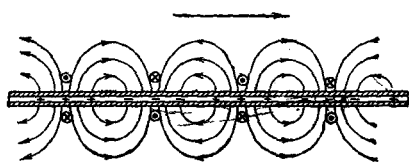


Рис. 11

выми, линии же магнитного поля изображаются кружками (сечение линий магнитного поля плоскостью чертежа). Особенно интересно то обстоятельство, что при уменьшении отношения длины волны λ к радиусу стержня r доля энергии, распространяющейся в окружающей среде, резко падает. Относительная интенсивность поля в стержне ($\epsilon = 81$) и окружающей среде ($\epsilon = 1$) в зависимости от величины отношения $\frac{\lambda}{r}$ изображена на рис. 12. Сплошные кривые соответствуют электрическому, пунктирные — магнитному полю. По оси абсцисс отложено расстояние от оси стержня, выраженное в долях радиуса стержня. Уже при $\frac{\lambda}{r} \approx 10$ почти вся энергия оказывается сконцентрированной внутри диэлектрического стержня (буква n на рис. 12 означает показатель преломления: $n^2 = \epsilon$).

ко падает. Относительная интенсивность поля в стержне ($\epsilon = 81$) и окружающей среде ($\epsilon = 1$) в зависимости от величины отношения $\frac{\lambda}{r}$ изображена на рис. 12. Сплошные кривые соответствуют электрическому, пунктирные — магнитному полю. По оси абсцисс отложено расстояние от оси стержня, выраженное в долях радиуса стержня. Уже при $\frac{\lambda}{r} \approx 10$ почти вся энергия оказывается сконцентрированной внутри диэлектрического стержня (буква n на рис. 12 означает показатель преломления: $n^2 = \epsilon$).

Физический смысл этого интересного результата таков: распространяющаяся в стержне сложная волна может быть представлена как результат наложения элементарных волн, распространяющихся под определенным углом к оси стержня. Эти волны встречают границу стержня под некоторым углом; при подходящих условиях этот угол может оказаться больше предельного, в результате чего наступит полное внутреннее отражение, и практически вся энергия волны окажется сосредоточенной внутри стержня.

Экспериментальная проверка условий распространения волны в водяном столбе, заключенном в тонкую бакелитовую трубу (при тонких стенках и незначительной величине диэлектрической проницаемости бакелита его влияние не играет заметной роли), производившаяся Саусвортом¹², дала результаты, совпадающие с теорией.

Что касается возможности практического использования диэлектрических стержней, то необходимо указать на трудности, связанные с подысканием материала, обладающего большой диэлектрической проницаемостью и настолько малыми диэлектрическими потерями, чтобы он оказался способным конкурировать с металлическими трубами, где потери очень незначительны. Подробные литературные данные по этому вопросу отсутствуют; однако, следует указать, что уже заявлен ряд патентов на передающие устройства подобного рода¹⁸.

Использование полых проводников и диэлектрических стержней в качестве колебательных систем и канализирующих энергию устройств в радиотехнике дециметровых и сантиметровых волн находится еще в начальной стадии своего развития. Тем не менее, есть все основания ожидать, что эти системы найдут широкое применение, в результате чего не только изменится внешнее оформление радиоустройств, но, вероятно, перед радиотехникой ближайшего будущего откроются перспективы, о которых нельзя было и думать при использовании прежней аппаратуры. Что касается физики этих процессов, то и здесь предстоит большая и интересная работа, так как, во-первых, целый ряд физических вопросов освещен еще недостаточно (например, условия наивыгоднейшего возбуждения волн и отсоса энергии из труб, влияние диэлектрических

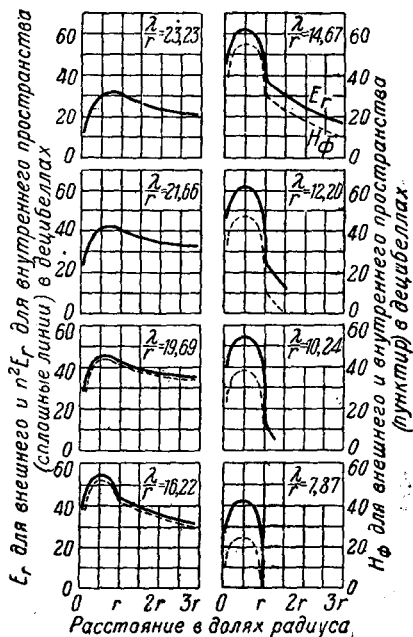


Рис. 12

потерь, волны в трубах и стержнях переменного сечения¹¹ и. т. д.), во-вторых, применение полых резонирующих устройств, обладающих весьма малыми декрементами, вероятно, позволит разработать новые методы исследования электрических свойств вещества, базирующиеся на изучении изменений декремента некоторого полого проводника при внесении в него исследуемого вещества. Так как существующие методы измерения диэлектрической проницаемости и электропроводности при весьма высоких частотах не особенно надежны, то разработка новых методов измерения явится большим достижением.

Кроме того, полые резонаторы с малым декрементом могут оказаться весьма полезными при разработке измерительных приборов (в частности, волномеров с исключительно острой настройкой).

ЛИТЕРАТУРА

1. Студенков, Успехи физич. наук, **23**, 417, 1940.
 2. Rayleigh, Phil. Mag., **43**, 125, 1897.
 3. Hondros, Ann. d. Phys., **30**, 905, 1909.
 4. Sauthworth, Bell System Techn. Journ., **15**, 284, 1936.
 5. Barrow, PJRE, **24**, 1298, 1936.
 6. Clavier, Electr. Communic., **17**, 276, 1939; Bull. Soc. Franç. d'Électr. **5** (VIII), 355, 1938.
 7. Chu, J. Appl. Physics, **9**, 583, 1938.
 8. Brillouin, Rev. Gen. d'Électricité, **40**, 227, 1936.
 9. Page and Adams, Phys. Rev., **52**, 647, 1937.
 10. Barrow and Chu, PJRE, **26**, 1520, 1938.
 11. Н. Малов, J. Phys. URSS (в печати).
 12. Sauthworth, PJRE, **25**, 807, 1937.
 13. Clavier and Altovsky, Electr. Communic., **18**, 81, 1939.
 14. Barrow and Green, PJRE, **26**, 1498, 1938.
 15. Brillouin, Electr. Communic., **16**, 350, 1938.
 16. Нейман, Известия электропром. слаб. тока, № 2, 1940.
 17. Debye и Hondros, Ann. d. Phys., **32**, 465, 1910.
 18. British Patent, N 420447, 462804; U. S. A. Patent, N 208749.
-