

5419

Р. С. Ф. С. Р.



Ac. p. 603

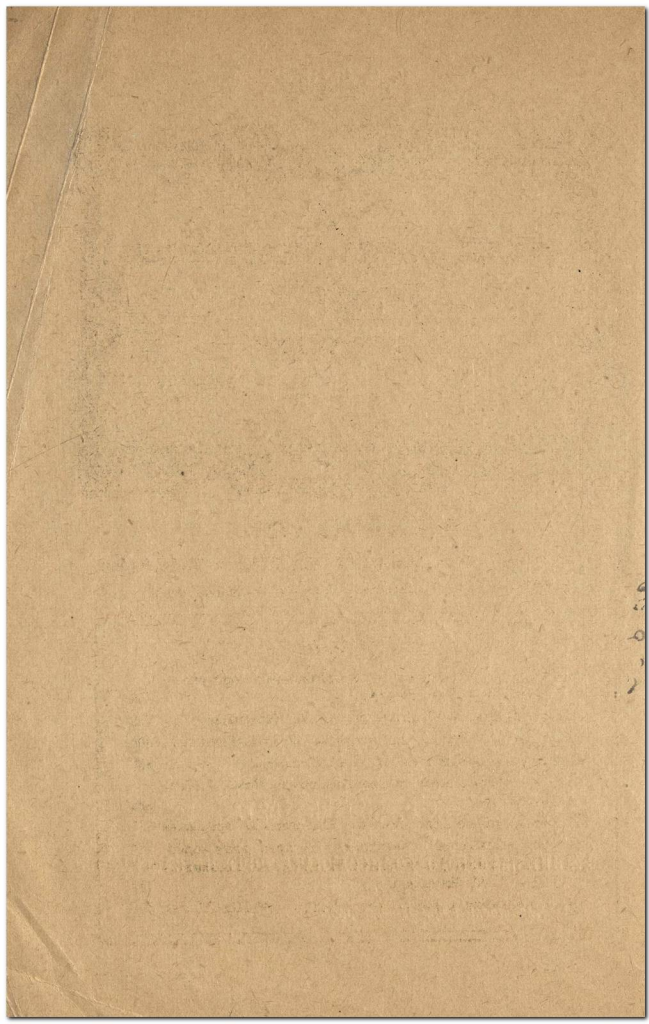
№ 9. ЯНВАРЬ 1921.

.....

ИЗДАНИЕ НАРОДНОГО КОМИССАРИАТА ПОЧТ И ТЕЛЕГРАФОВ.

.....

Печатается при Нижегородской Радиолaborатории.



Р. С. Ф. С. Р.

ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ

№ 9. ЯНВАРЬ 1921.

ИЗДАНИЕ НАРОДНОГО КОМИССАРИАТА ПОЧТ И ТЕЛЕГРАФОВ.

Печатается при Нижегородской Радиолaborатории.

СОДЕРЖАНИЕ.

- Магнитное поведение железа в переменных полях радиочастоты. *Н. Мак Леклзла* 256
- Дальность действия радиопередачи. *А. Чернышева*. 279
- Катодные реле для передатчиков. *М. А. Бонч-Бруевича* . 301
- Расчет воздушного провода. *И. Г. Кляцкина* 307
- Работа сложного незат. радиоотправителя. *Проф. А. Петровского* 322
- Основные задания для машин высок. частоты. *И. Фреймана* . 331
- Колебания связанных контуров, из которых один содержит равном. распределенную емкость и самоиндукцию. *С. Н. Ржевкина* 342
- Рамка приемник и рамка отправитель. *М. Шулейкина* . 352

Дс. р. 603

Магнитное поведение железа в переменных полях радиочастоты.

Н. У. Мак Леклэн'а.

1. Введение.—2. Распространение намагничивания в железе.—3. Поведение железа в переменном магнитном поле.—4. Потери на гистерезис и вихревые токи.—5. Изменение проницаемости с температурой.—6. Применение железа в приборах высокой частоты.—7. К.П.Д. при применении железа при В.Ч., сравнительно с таковым при Н.Ч.—8. Литературный указатель.

1. Введение.¹⁾

Известно, что колебательный разряд конденсатора оказывает свое действие на железо. В 1842 г. проф. Генри заметил, что колебания, произведенные разрядом конденсатора в одной цепи, намагничивали стальные иглы, помещенные в соленоиде, включенном в другую замкнутую цепь, даже когда цепи находились на некотором расстоянии друг от друга. Иногда железо оказывалось намагниченным в одном направлении, иногда в обратном,—т. е. данный конец стальной иглы оказывался то северным, то южным полюсом. Эти опыты обнаруживали, что железо отвечало намагничивающим силам, созданным колебаниями высокой частоты. Много опытных исследований было сделано в последние годы над магнитным поведением железа и других магнитных веществ, к. напр. никкеля, под влиянием колебательного разряда конденсатора²⁾. В настоящее время установлен общий факт, что железо отвечает намагничиванию высокой частоты, производимому затухающими и незатухающими колебаниями, и что оно подвергается циклическим изменениям и сохраняет свои магнитные свойства даже при частотах в несколько миллионов колебаний в секунду.

2. Распространение намагничивания в железе.^{3,39}

Цепь, изображенная на черт. 1 (стр. 258) состоит из большого безиндукционного сопротивления, батареи аккумуляторов, амперметра, переключателя для включения тока, выключения его и переключения в обратном направлении и большого электромагнита (с твердым сердечником), который должен быть соленоидом с железным, или стальным сердечником. Пробные катушки, имеющие равное число витков, расположены на разных глубинах в железе и покрывают равные площади (см. черт. 2).

¹⁾ Цифры в тексте относятся к авторам и сочинениям, перечисленным в „Литературном указателе“ в конце статьи.

Зажимы каждой из этих пробных катушек могут быть присоединены к осциллографу или к особого рода баллистическому зеркальному гальванометру, чтобы ЭДС, создаваемая изменением потока в сердечнике соленоида, отмечалась на фотографической пленке движущейся с постоянной скоростью.

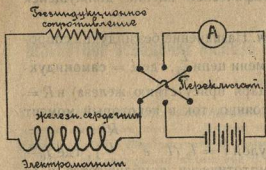
Если постоянная времени [Примеч. Назначение безиндукц. сопротивления—уменьшение постоянной времени цепи $\frac{L}{R}$, где L —самоиндукция (переменной в этом случае, благодаря присутствию железа) и R —полному сопротивлению. Когда L постоянно, ток в некоторый момент

t по включении дается известной формулой $i = I_0 (1 - e^{-\frac{Rt}{L}})$, где I_0 —наибольшая величина тока. Ток асимптотически приближается к I_0 , делая R/L большим (или L/R малым), практически делаем i равным I_0 тотчас же по включении. Как установлено выше, L —величина переменная, когда соленоид с железным сердечником³⁵, и соотношение между током и временем не может быть выражено математически. Ясно, однако, из формулы, что чем больше R , тем меньше время требуется для достижения током постоянной величины.] цепи мала, ток достигнет окончательной постоянной величины почти немедленно по включении. Если только поток через массу железа идет вместе с намагничивающей силой (п.ч. нет отставания потока от магнитной силы) и пропорционален ей, ЭДС'ы на зажимах каждой из трех пробных катушек будут равны и будут зависеть в любой момент от величины изменения тока di/dt . Так как ток быстро достигает постоянной величины, то ЭДС'ы на катушках также быстро возрастают, достигая максимальной величины, а затем спадают более медленно.

Найдено, однако, что ЭДС'ы трех катушек не пропорциональны величине изменения тока, или намагничивающей силы. Также ЭДС'ы не равны по величине в соответствующие моменты времени,—они отстают одна относительно другой. Кривые черт. 3 (стр. 258) показывают соотношение между ЭДС и временем при величине максимума намагничивающей силы $H_{\text{макс}} = 2,5$ единиц CGS.³⁸ Можно видеть, что наибольшая ЭДС катушки 1-й много больше, чем таковые 2-й и 3-й катушек. Если определена площадь одной из этих кривых, то величина ее в некоторый момент представляет собою соответствующую величину потока в пробной катушке, т. к. $e = k \frac{dN}{dt}$ и поэтому

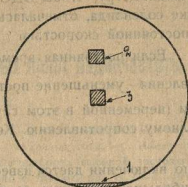
$N = \int e dt$, где N —поток в катушке, e —ЭДС на ее зажимах и t —время. Так как полное изменение потока одно и то же для каждой катушки, площади трех кривых ЭДС равны. Соотношение между потоком и временем показано на черт. 4 (стр. 258) кривыми, полученными интегрированием кривых черт. 3. Поток возрастает быстро в катушке 1-й, но менее быстро во 2-й и 3-й. Это происходит оттого,

К станке Мак Искусна



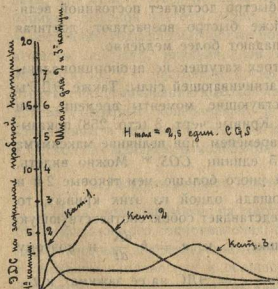
Соединение осциллографа с индукцией

Черт. 1.



Зачем не было места обозначения
направления течения
Катушки

Черт. 2.

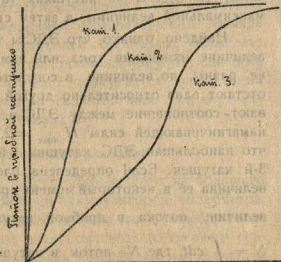


$H_{max} = 2,5 \text{ ед. ед. } \text{с ГС}$

Время

Диаграмма ЛДС на пробные катушки
катушка с сердечником, электромагнит

Черт. 3.



Станок с пробной катушкой

Время

Диаграмма момента обмотки в пробных
катушках с сердечником
электромагнитом

Черт. 4.

что намагничивающая сила внутри железа у 2-й и 3-й катушек меньше, чем на поверхности сердечника, где расположена 1-я катушка.

Когда изменяется поток внутри тела, в нём индуцируется ЭДС, дающая начало току. Кроме того, если ток в обмотке электромагнита изменяется, происходит соответственное изменение потока в сердечнике. Магнитные линии, пересекая железную массу, вызывают местные внутренние токи, которые со своей стороны производят магнитные силовые линии. Если сердечник имеет круглое сечение, он может быть представлен состоящим из бесконечно-большого числа коротко-замкнутых кольцеобразных вторичных катушек, в один виток каждая, или беск.-большого числа соленоидов, состоящих из одного витка каждый.

Ток через вторичную обмотку (или соленоид) зависит от расстояния до поверхности и от величины изменения потока. Намагничивающие силы, созданные этими местными или вихревыми токами, действуют на железо внутри кольцевого тока ¹⁾ и будут, согласно законам электромагнитной индукции, противодействовать намагничивающей силе, причиняющей изменение потока, т. е. намагничивающей силе, создаваемой током в обмотке электромагнита. Отсюда результирующая магнитная сила в некоторой точке внутри железа является алгебраической суммой главной намагничивающей силы и таковой же, произведенной вихревыми токами. Очевидно, результирующая намагничивающая сила — наименьшая в центре сердечника, где действие вихревых токов наибольшее.

Таким образом намагничивание в сердечнике у катушек 2-й и 3-й меньше, чем у 1-й, благодаря вихревым токам, произведенным изменением потока. Однако вихревые токи постепенно исчезают, вследствие затухания от сопротивления железа, — пока наконец поток не достигнет одной и той же величины на всех точках поперечного сечения сердечника (см. черт. 4). Иными словами, волна потока идет от поверхности сердечника к центру. Скорость распространения не одна и та же по всей массе по причине изменения проницаемости с магнитной силой.⁸⁸

Волна потока, поэтому, переходит с поверхности внутрь с конечной скоростью, и некоторый промежуток времени, положим t_1 , протекает между моментом перемены направления тока через витки и моментом достижения наибольшей величины потока в центре сердечника. Чем меньше диаметр сердечника, или, если его сечение квадрат, — чем меньше толщина, тем короче промежуток t_1 . Если направление тока снова изменилось, и это произошло прежде, чем истекло время t_1 , то поток не достигнет наибольшей величины в центре сердечника. Первая волна потока нейтрализуется другой волной обратного знака. Таким образом, чем меньше время, протекающее между последовательными переменами тока, тем меньше поток в центре сердечника.

¹⁾ Ток в кольце не оказывает действия на тело снаружи него.

Если через обмотку соленоида проходит ток соответствующей частоты (хотя бы и небольшой частоты), то большая часть потока будет заключена в кольцевых частях сердечника вблизи его поверхности. Тонкая проволока, или пластинка, намагничиваемая незатухающим током частоты, положим, 2×10^5 периодов в секунду, имеет некоторое сходство с большим железным сердечником, намагничиваемым при низких частотах. Поток не будет иметь времени для достижения своей наибольшей величины везде внутри железа до перемены направления тока. Уже было показано, что поток внутри железа не находится в фазе с намагничивающей силой на поверхности, причем отставание зависит, между прочим, от расстояния до поверхности. Это условие остается в силе для тонкой пластинки или проволоки при намагничивании высокой частоты, и разность фаз между потоком на поверхности и внутри железа зависит от частоты.

Распространение магнетизации в железной пластинке может быть представлено в виде математического закона, если исходить из предположения, что нет гистерезиса, и что проницаемость железа постоянная величина.^{34,27} Ток в намагничивающей катушке принимается синусоидальным. Кривая на чертеже 5 (страница 264) дает некоторое представление о распределении потока внутри железа, когда плотность потока на поверхности наибольшая. Плотность потока в некоторой точке колеблется согласно тому же закону, что и намагничивающий ток, но существует разность фаз между наибольшими величинами потока в различных точках внутри железа и на поверхности. Это является следствием скорости, с которой волна потока идет от поверхности внутрь. Волна потока затухает, как показано на черт. 5. Расстояние между чередующимися нулевыми значениями есть длина волны, и разность фаз между потоком в этих точках $= 360^\circ$. Длина волны дается формулой $\lambda = \left(\frac{2}{\mu f}\right)^{1/2}$, где λ — длина волны, μ — удельное сопротивление, μ — проницаемость и f — частота. Так как скорость распространения волны есть произведение длины волны и частоты, то

$$V = \lambda f = \left(\frac{2f}{\mu}\right)^{1/2}$$

и увеличивается с частотой. Беря длину волны для пластинки кремниевое железа (сталлой) толщиной 0,025 см, равную 0,01 см, при частоте 2×10^5 периодов в секунду, получим скорость распространения волны потока 2000 см в секунду, т. е. волна достигнет глубины 0,01 см в $\frac{1}{2 \times 10^5}$ секунды.

Когда фазовый угол между потоком на поверхности и внутри пластинки превосходит угол, соотв. точке *B* черт. 5 ($1/4$ периода), поток на полволны позади *B*, т. е. между *B* и *C* направление потока про-

тивоположно направлению такового между поверхностью и B . Поток между C и D того же направления, что и на поверхности, и т. д. Таким образом вихревые токи при высоких частотах не только препятствуют потоку достигнуть наибольшей величины по всей пластинке, но и меняют его направление, производя таким образом дальнейшее уменьшение полного потока. Это иллюстрируется на черт. 5, где площадь под горизонтальной линией представляет полный поток при низких частотах, и алгебраическая сумма площадей частей кривой представляет поток при высоких частотах [Примеч. Полный поток внутри железа в некоторый момент есть алгебраическая сумма произведения площади $\times$ плотность потока по толщине. Если $dN =$ потоку на площади dA , тогда плотность потока B на площади dA есть $\frac{dN}{dA}$: т. обр.

$BdA = dN$, и для целой пластинки $\int BdA = \int dN = N$, где N есть результирующий поток]. Отсюда следует, что при высоких частотах внутренняя часть пластинки или проволоки, как несущая поток среда, бесполезна.

Если бы не было вихревых токов в железе, и поток везде внутри железа был бы в фазе с потоком на поверхности, плотность потока была бы одинакова по всему поперечному сечению. Положим, полный поток внутри пластинки при этих условиях есть $N_1 = B_1 A$, где B_1 — равномерная плотность потока и A — площадь поперечн. сечения, а в действительном случае, когда плотность потока неравномерна, положим $N_2 = B_2 A$. Тогда $\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_2}{B_1}$ (т. е. отношение потоков или плотностей потоков) $= y$. Произведение величины y на половину толщины пластинки (обознач. толщину пластинки $= 2a$), т. е. ya , дает „эквивалентную глубину равномерного намагничивания“. Это значит, что, если бы намагничивание было равномерным по глубине ya на каждой стороне пластинки, при чем плотность потока была бы B_1 , полный поток в пластинке был бы равен $N_2 = B_2 A$.

Эквивалентная глубина равномерного намагничивания может быть вычислена математически, основываясь на вышеприведенных предположениях. При высоких частотах, когда пластинки не слишком тонки, ^{27,34}

$$d = \frac{l}{2\pi} \left(\frac{\rho}{2\mu f} \right)^{1/2},$$

где d — эквивалентная глубина и другие обозначения те же, что и раньше:

Для данной частоты и намагничивающей силы вихревые токи уменьшаются с увеличением удельного сопротивления железа и усиливаются при увеличении проницаемости, благодаря большей плотности

потока. Т. о. эквивалентная глубина увеличится в первом случае и уменьшится во втором.

Вычисленные и полученные опытом величины эквивалентной глубины близко сходятся для толстых пластинок (2 или 3 мм) при низких частотах и для тонких пластинок (0,25-0,5 мм) при средних частотах (порядка 1000 периодов/сек). Для тонких пластинок при радиочастотах, однако, наблюдается большое расхождение теории с практикой. Эквивалентная глубина при радиочастотах не изменяется с удельным сопротивлением, проницаемостью и частотой, согласно указываемому формулой закону. Согласно формуле, эквивалентная глубина не зависит от толщины железа. Практически же найдено, что, для данной частоты, чем тоньше железо, тем больше эквивалентная глубина. Изменение эквивалентной глубины с частотой, толщиной и уд. сопр. иллюстрировано цифрами на таблице 1; там же дано расхождение опытных данных с вычисленными, показанное отношением этих двух величин. Как вывод из табл. 1, может быть установлено, что для пластинки кремниевого железа толщиной 0,25 мм эквивалентная, равномерно намагниченная, площадь есть 4%, тогда как для пластинки из чистого железа той же толщины она равна только 1,6%, причем в обоих случаях частота была $2 \times 10^5 \frac{\text{период}}{\text{сек}}$. Другими словами, соответственно 96% и 98,4% поперечного сечения являются бесполезными, как несущая поток среда. Это ясно показывает необходимость применения очень тонких пластин для обеспечения возможно большего потока для данной намагничивающей силы и определенной площади поперечного сечения железа.

Таблица 1.

Действие частоты, толщины и удельн. сопрот. на эквивал. глубину однообразного намагничивания.

$$H_{\text{макс}} = 4 \text{ CGS единицы}$$

Частота ~ в сек	Толщина железа мм	Эквивал. глубина мм		Отношен.	Материал.
		Вычислен.	Опытная		
2×10^5	0,25	0,011	0,005	0,45	Кремнистое железо $\rho = 54,5 \times 10^{-6} \text{ ом}$ на см^3
5×10^5	0,25	0,0072	0,0028	0,4	
2×10^5	0,47	0,011	0,004	0,36	
2×10^5	0,25	0,0054	0,002	0,37	Чистое железо $\rho = 12,5 \times 10^{-6} \text{ ом}$ на см^3

3. Поведение железа в переменном магнитном поле.

Когда железо в виде тонких изолированных друг от друга листов намагничивается переменным током, низкой частоты, напр. 50 ~ в

сек, главные явления в этом случае суть: 1) поток в железе испытывает циклические перемены с частотой, равной частоте намагничивающего тока; 2) поток не в фазе с током, гл. образом в виду магнитного гистерезиса, — именно, когда ток равен нулю, поток имеет либо положительную, либо отрицательную величину; 3) переменный ток производит в железных листах вихревые токи, как это было показано в предыдущей части статьи.

Закон изменения потока зависит от закона изменения тока. Если изменения тока и ЭДС могут быть наблюдаемы при помощи осциллографа, ход изменения потока может быть выведен из ЭДС, т. к. $N = k \int e dt$, где N — полный поток в железе, e — ЭДС на зажимах пробной катушки, навитой на железо для определения хода ЭДС, t — время и k — постоянная, зависящая от частоты, числа оборотов и площади пробной катушки. Таким образом, зная форму кривых потока и тока и их относительное смещение по оси времени, можем определить отношение $\frac{B}{H} = \frac{\text{плотность потока}}{\text{намагничив. сила}}$ для любого момента.

При статическом намагничивании отношение $\frac{B}{H}$ называется проницаемостью.¹⁰

Когда намагничивание производится переменным током, это отношение не может рассматриваться таким же образом, в виду различных условий в обоих случаях, хотя численные значения и могут близко сходиться. Если отношение $\frac{B}{H}$ найдено вышеуказанным способом для различных величин тока, оно не равно таковому же при статическом намагничивании. Это происходит от производимого гистерезисом смещения кривой потока. Однако, когда кривые ЭДС и потока синусоидальны, B и H достигают максимальной величины одновременно²⁰ и отношение $\frac{B}{H}$ в этом случае близко сходится с таким же отношением

при статическом намагничивании. [Примеч. Общий метод, применяемый при определении $B_{\text{макс}}$, состоит в нахождении множителя формы волны ЭДС ($= 1,11$, если волна синусоидальная) и применении формулы $E = 4 f n B_{\text{макс}} A n \times 10^{-8}$ вольт, где E — ЭДС пробной катушки, A — площадь железа внутри пробной катушки, n — число ее оборотов, $f n$ — множитель формы волны ЭДС $= \frac{\text{средняя квадрат. величина}}{\text{средняя величина}} \cdot H_{\text{макс}}$ вычисляется из тока и постоянных намагничивающей обмотки]. При синусоидальном изменении потока ток приблизительно синусоиден при малой плотности потока, т. е. в начале кривой $B-H$, но при увеличении плотности потока, благодаря тому, что зависимость между B и H не линейная, в кривой тока появляются высшие гармоники. Если поток синусоиден, то вихревые токи в железе следуют тому же закону и имеют ту же самую частоту, что и поток.

Когда намагничивающий ток синусоидален, волна ЭДС заострена; множитель формы и отношение $\frac{B_{\text{макс}}}{H_{\text{макс}}}$ больше, чем величины, полученные при синусоидальных ЭДС и потоке.^{20,23} Кривая потока, соответствующая синусоидальному току, приблизительно синусоидальна при малой плотности потока, но делается более прямоугольной формы при увеличивающейся плотности потока, причем его максимальная величина²⁰ может быть впереди максимума намагничивающего тока¹). Анализ такой кривой, произведенный по методу Фурье, указывает на существование высших гармоник. Эти гармонические создают вихревые токи соответствующих частот. Вероятно, эти вихревые токи влияют на железо таким же образом, как и колебания высокой частоты, причиняя собою увеличение отношения $B_{\text{макс}}/H_{\text{макс}}$. Однако, при увеличении частоты достигается величина, когда экранирующее действие вихревых токов нейтрализует действие, вызывающее увеличение $B_{\text{макс}}/H_{\text{макс}}$. Между этой частотой и нулевой существуют другие частоты, для которых отношение $\frac{B_{\text{макс}}}{H_{\text{макс}}}$ есть максимум (для данного значения $H_{\text{макс}}$).

Выше было показано, что при высоких частотах плотность потока не одинакова по всему поперечному сечению железа. Таким образом, величина наибольшей плотности потока $B_{\text{макс}}$, полученная из отношения $\frac{\text{полный поток}}{\text{попер. сеч. железа}}$, только средняя или „кажущаяся“ величина. Кроме того, при этих обстоятельствах отношение $\frac{B_{\text{макс}}}{H_{\text{макс}}}$ может представлять кажущуюся проницаемость μ_a . Очевидно, что для данной величины $H_{\text{макс}}$ величина μ_a зависит от частоты^{1,25}. Кривые кажущейся проницаемости листового кремнистого железа толщиной 0,25 мм при частоте 2×10^5 пер. в сек и проницаемости при статическом намагничивании (которая приблизительно = проницаемости при 50 период. в сек) показаны на черт. 6 (стр. 264). Уменьшение в пластинке потока, а след. и кажущейся проницаемости, причиненное экранирующим действием вихревых токов, наглядно иллюстрируется этими кривыми.

Отсутствие осциллограмм ЭДС и тока ставит препятствие детальному анализу явлений, сопровождающих намагничивание железа при радиочастотах. Поэтому не может быть определенных положений относительно влияния формы кривой намагничивающего тока или ЭДС на отношение $\frac{B_{\text{макс}}}{H_{\text{макс}}}$, или о поведении железа вообще.

В предположении, что гистерезиса нет и что проницаемость железа постоянна, получены математическим анализом формулы для

¹) Это может быть объяснено тому факту, что действие налагающихся колебаний больше при малых, чем при больших намагничивающих силах.

максимальной кажущейся плотности потока $B_{\text{макс}}$ и кажущейся проницаемости при высокой частоте:¹⁴

$$B_{\text{макс}} = \frac{B_s}{2\pi a} \left(\frac{\mu}{2\mu_f} \right)^{1/2} = B_s \times \frac{\text{эквивал. глубина}}{\text{половина толщины}}, \quad (1)$$

$$= \frac{H_{\text{макс}}}{2\pi a} \left(\frac{\mu}{2f} \right)^{1/2}, \quad \text{т. к. } \mu = \frac{B_s}{H_{\text{макс}}};$$

$$\mu_a = \frac{B_{\text{макс}}}{H_{\text{макс}}} = \frac{1}{2\pi a} \left(\frac{\mu}{2f} \right)^{1/2} = \mu \times \frac{\text{эквивал. глубина}}{\text{полов. толщины}} \quad (2)$$

где $B_{\text{макс}}$ — наибольшая кажущаяся плотность потока; $H_{\text{макс}}$ — наибольшая намагничив. сила, переменная или статическая; B_s — плотность потока при статическом намагничивании; μ — проницаемость при статическом намагничив.; μ_a — кажущаяся проницаемость при переменном намагничивании; a — половина толщины пластинки (толщина пласт. должна быть малой сравнительно с другими размерами, т. к. в теории пластинка предполагается бесконечного протяжения).

Величины $B_{\text{макс}}$ и μ_a , вычисленные из формул 1 и 2, всегда больше, чем величины, полученные опытным путем.^{6,16} Разница между теорией и практикой увеличивается с толщиной пластин. Это можно видеть из данных таблицы 1. Если, однако, ввести в уравнения распространения намагничивания диэлектрическую постоянную металла, формулы для $B_{\text{макс}}$ и μ_a изменяются так, что, если предположить большие величины для диэлектрической постоянной,^{6,16} эксперимент и теория сходятся.¹⁾ Это большие величины, уменьшающиеся с увеличением частоты, могут иметь причиной присутствие заключенного внутри металла под большим давлением водорода. Хотя диэлектрическая постоянная самого водорода, даже при больших давлениях меньше, чем требуемые формулой величины, вышеуказанный случай может быть подобен тому, когда диэлектрик содержит проводящие частицы. В этом случае диэлектрическая постоянная много больше, чем для чистого вещества.¹⁶

Измененные формулы [Примеч. интересно заметить, что при этих новых условиях скорость распространения намагничивания дается $V = \frac{1}{(\mu_K)^{1/2}}$ и длина волны $\lambda = \frac{1}{f(\mu_K)^{1/2}}$. Скорость возрастает с частотой, т. к. μ уменьшается с увеличением частоты (ср. с частью 2 статьи)] для $B_{\text{макс}}$ и μ_a при высоких частотах суть:¹⁶

1) Это также приложимо к вычисленным и опытным величинам эквивалентной глубины однообразного намагничивания.

$$B_{\text{макс}} = \frac{B_s}{2\pi a f (\kappa \mu)^{1/2}} = B_s \times \frac{\text{эквивал. глубина}}{\text{половина толщины}}, \quad (3)$$

$$= \frac{H_{\text{макс}}}{2\pi a f} \left(\frac{\mu}{\kappa} \right)^{1/2}, \text{ т. к. } \mu = \frac{B_s}{H_{\text{макс}}};$$

$$\mu_a = \frac{B_{\text{макс}}}{H_{\text{макс}}} = \frac{1}{2\pi a f} \left(\frac{\mu}{\kappa} \right)^{1/2} = \mu \times \frac{\text{эквивал. глубина}}{\text{половина толщины}}, \quad (4)$$

где κ — диэлектрическая постоянная.

Хотя формулы (3) и (4) дают результаты, более сходящиеся с опытом (если принять некоторое значение для κ), чем полученные из формул (1) и (2), необходимо помнить, что проницаемость железа не может быть постоянной, благодаря изменению магнитной силы. Это отчасти может объяснить расхождения между теорией и практикой, т. к. изменение проницаемости даст уменьшение полного потока в пластинке и, след., уменьшение $B_{\text{макс}}$ и μ_a (для данной величины $H_{\text{макс}}$). Может быть также различие кривых потока и тока по форме благодаря тому, что зависимость между потоком и током не линейная.

[Примеч. Если бы $\mu = \frac{B}{H_{\text{макс}}}$ была бы постоянная величина, зависи-

мость между B и $H_{\text{макс}}$ и поэтому между потоком и током, была бы линейной. В действительности, конечно, μ не постоянно]. Также возможно, что при сердечниках, состоящих из пучков изолированной проволоки, или листов, железо, находящееся в центре, может экранироваться находящимся по соседству. Однако, когда намагничивание железа при радиочастотах рассматривается с точки зрения электронной теории, не видно причин, чтобы железо не отвечало циклическим изменениям, и это, по видимому, подкрепляется опытом. Если сделать допущение возмущающих факторов — напр., вихревых токов, — то вероятно, что отношение B/H близко, если не равно, тому же отношению при низких частотах.

Применяя формулу (1), можно рассматривать кажущуюся проницаемость при частотах порядка высшего, чем применяющиеся в радиотелеграфии. Для пластинки кремнистого железа (сталлой) толщиной 0,5 мм кажущаяся проницаемость была бы „единицей“ при частоте около 2×10^9 периодов в секунду, если только предположения, сделанные при выводе формулы, остаются действительными для этой частоты. Если железо не отвечает намагничиванию при этой частоте (другими словами, оно будет немагнитным, с проницаемостью = единице), кажущаяся проницаемость была бы только 0,021). При этом последнем условии полный поток в соленоиде с сердечником из же-

1) Кроме изменения проницаемости, существует вопрос о постоянстве удельного сопротивления. Кажется сомнительным, чтобы удельное сопротивление было бы одинаковым при высокой и низкой частотах.

лезных пластинок толщиной 0,5 мм будет 0,02 того, который был бы в случае отсутствия железа, т. е. с воздушным сердечником. Однако, вольтаж на зажимах соленоида был бы больше, чем при частоте 50 периодов в секунду, при одинаковой силе тока в обоих случаях.

4. Потери на гистерезис и вихревые токи.

Выше было упомянуто о действии гистерезиса и вихревых токов, когда железо подвергается переменному намагничиванию. И то и другое вызывает потери электромагнитной энергии, расходуемой в виде тепла. Энергия, эквивалентная количеству выделенной внутри железа теплоты, должна быть возмещена током в намагничивающей катушке. Если бы железо могло быть намагничено без потерь энергии, колебания тока и ЭДС были бы в квадратуре, т. е. между ними была бы разность фаз в 90 электрических градусов, а изменения потока и тока были бы в фазе.¹⁾ Така как существует трата энергии, то разность фаз между током и ЭДС менее 90° и между током и потоком не равна нулю. Пренебрегая потерей в намагничивающих витках, имеем мощность, требуемую для возмещения потерь, равную произведению вольты $\times$ амперы $\times$ коэфф. мощности. Для толщины пластинок, применяемых в обыкновенном трансформаторе низкой частоты (0,5 мм), коэффициент мощности катушки мал при частоте 50 $\frac{\text{период.}}{\text{сек}}$. Он уве-

личивается с частотой и при радио-частотах он велик и почти равен единице.^{1,25} Данные таблицы 2 иллюстрируют сказанное. При низких частотах, однако, коэффициент мощности близок к единице, если железо имеет достаточную толщину, напр. 2 дюйма;³⁶ состояние толстой пластинки в поле низкой частоты походит на таковое тонкой пластинки, намагничиваемой полем высокой частоты. Коэффициент мощности для данной частоты и намагничивающей силы зависит от толщины железа, и существует некоторая толщина, для которой коэффициент мощности, и след. общие потери в железе, максимум.

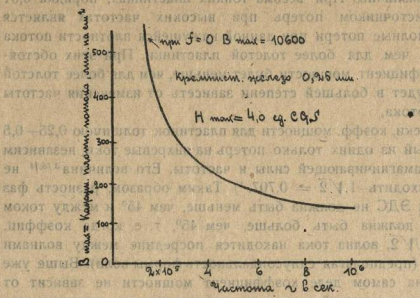
Таблица 2.

Коэфф. мощности для данной толщины, уд. сопротивл. и намагничивающей силы при разных частотах.

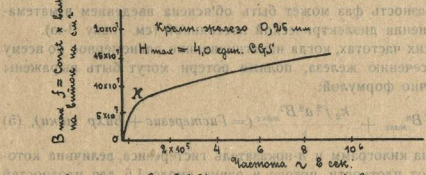
Частота.		Коэфф. мощности.
Кремнистое железо		Экспериментальный:
0,47 мм.	50	0,23
$H_{макс} = 3,0 \text{ един. CGS.}$	2×10^5	0,88

¹⁾ Строго говоря, неправильно применять выражение „разность фаз“, п. я. волны тока и ЭДС не однородны по форме. Разность фаз может быть взята, как угол в электрических градусах, по оси времени между соответствующими нулевыми значениями тока и ЭДС.

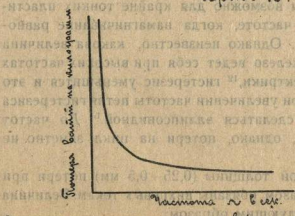
Учтемся Макс Показия



Черт. 9



Черт. 10



Черт. 11

Это же имеет место и при низких частотах, но в обоих случаях толщины очень различны. При весьма тонких пластинках, порядка 0,01 мм, главным источником потерь при высоких частотах является гистерезис, и полные потери при данной кажущейся плотности потока много меньше, чем для более толстой пластинки. При этих обстоятельствах коэффициент мощности будет меньше, чем для более толстой пластинки и будет в большей степени зависеть от изменения частоты и плотности потока.

Теоретически, коэфф. мощности для пластинок толщиной 0,25—0,5 мм, вычисленный из одних только потерь на вихревые токи, независим от толщины, намагничивающей силы и частоты. Его величина^{3,16,34} не должна превосходить $1/\sqrt{2} = 0,707$.¹⁾ Таким образом, разность фаз между током и ЭДС не должна быть меньше, чем 45° и между током и потоком не должна быть больше, чем 45° , т. е. когда коэфф. мощности $= 1/\sqrt{2}$, волна тока находится посредине между волнами потока и ЭДС (предполагая синусоидальность формы волн). Выше уже показано, что на самом деле коэффициент мощности не зависит от толщины, намагничивающей силы и частоты, и что его величина превосходит 0,707. Независимо от действия гистерезиса и изменения проницаемости, разность фаз может быть объяснена введением в математические уравнения диэлектрической постоянной (см. главу 3-ю).

При низких частотах, когда намагничивание равномерное по всему поперечному сечению железа, полные потери могут быть выражены достаточно точно формулой:

$$W = k_1 f B_{\text{макс}}^n + \frac{k_2 f^2 a^2 B_{\text{макс}}^2}{\rho} (= \text{Гистерезис} + \text{Вихр. токи}), \quad (5)$$

где W — ватты на килограмм и n — показатель гистерезиса, величина которого зависит от плотности потока и равна около 1,6 для плотностей потока, применяемых в трансформаторах низкой частоты; k_1 и k_2 — постоянные.

Применение этой формулы возможно для крайне тонких пластинок и проволок при высокой частоте, когда намагничивание равномерное, или близко к такому. Однако неизвестно, какова величина показателя гистерезиса. Если железо ведет себя при высоких частотах таким же образом, как и диэлектрики,¹² гистерезис уменьшится и это может изменить показатель. При увеличении частоты петля гистерезиса для железа имеет тенденцию сделаться эллипсовидной.⁵ До частот порядка 1200 периодов в сек, однако, потери на цикл заметно не изменяются.³²

В пластинках обыкновенной толщины (0,25—0,5 мм) потери при высоких частотах главным образом обязаны вихревым токам. Величина их может быть определена следующим образом:

¹⁾ Коэфф. мощности вычислен в предположении, что гистерезиса нет, и что проницаемость постоянна.

$$\begin{aligned} \text{Потери} &= \text{Кэфф. мощн.} \times \text{Вольты на катушке} \times \text{Ток в катушке} = \\ &= \text{Кэфф. м.} \times 4,44 B_{\text{макс}} A f n \times 10^{-8} \times I \end{aligned} \quad (6)$$

где I — средней квадратичной величине тока (синусоидального).

$$\text{Но } H_{\text{макс}} = \frac{4\pi n I \times V_2}{10 l}, \text{ и поэтому } I = \frac{10 l H_{\text{макс}}}{4 \sqrt{2} \pi n}.$$

$$\text{Также, из 3-й части, } B_{\text{макс}} = \frac{H_{\text{макс}}}{2 \pi a} \left(\frac{\mu_r}{2f} \right)^{1/2}, \text{ или}$$

$$H_{\text{макс}} = 2 \pi a B_{\text{макс}} \left(\frac{2f}{\mu_r} \right)^{1/2}.$$

Таким образом

$$I = \frac{10 l \times 2 \pi a B_{\text{макс}} \left(\frac{2f}{\mu_r} \right)^{1/2}}{4 \sqrt{2} \pi n} = \frac{5 l a B_{\text{макс}} \left(\frac{f}{\mu_r} \right)^{1/2}}{n}.$$

Заменяя I в (6) и беря коэффиц. мощности $= 1/\sqrt{2}$ получим (ср. с (5)).

$$\text{Потери на вихревые токи} = \frac{\pi a f^{3/2} B_{\text{макс}}^2}{2 (\mu_r)^{1/2}} \times 10^{-7} \frac{\text{ватт}}{\text{см}^3} \quad (7)$$

Формулы потерь на вихревые токи могут также быть написаны и в зависимости от $H_{\text{макс}}$ ²⁷. Следовательно,

при низкой частоте

$$W = k_2 \mu^2 f^2 a^2 \frac{H_{\text{макс}}^2}{\rho} \quad (8)$$

при высокой частоте

$$W = k_8 \frac{(\mu_r f)^{1/2} H_{\text{макс}}^2}{16 \pi a} \quad (9)$$

Разница между формулами (5) и (7), а также (8) и (9) происходит от неравномерного при высоких частотах распределения тока по поперечному сечению железа. В (5) потери изменяются прямо пропорционально квадрату толщины, частоты и плотности потока, и обратно пропорционально удельн. сопротивлению. В (7) потери прямо пропорц. толщине, (частоте)^{3/2}, квадрату плотности потока и обратно пропорц. корню квадратному из произведения удельного сопротивления на проницаемость.

Чтобы показать изменение потерь в железе в зависимости от различных факторов предыдущих формул, составлены таблицы 3 до 8.²⁵ Результаты, полученные из формул (5) и (8), включены, чтобы показать, что эти формулы не применимы, когда плотность потока не одинакова по сечению железа. Нужно сказать, что сравнение опыта с вычислением

было сделано в предположении, что потери на вихревые токи настолько велики, что потерями на гистерезис можно пренебречь.

Таблица 3.

Действие удельн. сопр. на потери для данных толщины, частоты и кажущейся плотности потока.

$f = 2 \times 10^5 \sim$ в сек $B_{\text{макс}} = 200$ линий на см^2

Материал.	Потери ватт килог.	Действит. отношение потерь.	Отношение потерь.	
			Форм. 5.	Форм. 7.
0,25 мм крем. железо . .	300	0,55	0,23	0,48
0,25 мм чист. железо . .	540			

Таблица 4.

Действие удельн. сопр. на потери для данных толщины, частоты и намагничивающей силы.

$f = 2 \times 10^5 \sim$ в сек $H_{\text{макс}} = 4$ един. CGS.

Материал.	Потери ватт килог.	Действит. отношение потерь.	Отношение потерь.		Плотность потока.
			Форм. 8.	Форм. 9.	
0,25 мм крем. железо . .	1080	3,1	0,23	2,1	425
0,25 мм чист. железо . .	350				160

Таблица 5.

Влияние на потери толщины, при данных частоте, удельн. сопр. и кажущейся плотн. потока.

$f = 3 \cdot 10^5 \sim$ в сек $B_{\text{макс}} = 150$ линий на см^2

Материал.	Потери ватт килог.	Действит. отношение потерь.	Отношение потерь.	
			Форм. 5.	Форм. 7.
0,17 мм крем. железо . .	590	1,8	3,5	1,88
0,25 мм крем. железо . .	320			

Таблица 6.

Влияние толщины на потери, при данных частоте, удельном сопрот. и намагничивающей силе.

$f = 3 \times 10^5 \sim$ в сек $H_{\text{макс}} = 4$ един. CGS.

Материал.	Потери ватт килог.	Действит. отношение потерь.	Отношение потерь.	
			Форм. 8.	Форм. 9.
0,47 мм крем. железо . .	520	0,12	3,5	0,53
0,25 мм крем. железо . .	1230			

Таблица 7.

Влияние частоты на потери, при данных толщине, удельн. сопрот. и кажущейся плотн. потока.

0,25 мм кремн. железо $B_{\text{макс}} = 200$

Частота.	Потери ватт килог.	Действит. отношение потерь.	Отношение потерь.	
			Форм. 5.	Форм. 7.
4×10^5	820	2,7	4	2,83
2×10^5	300			

Таблица 8.

Влияние частоты на потери при данных толщине, удельн. сопрот. и намагнич. силе.

0,25 мм кремн. железо $H_{\text{макс}} = 2$ единицы CGS.

Частота.	Потери ватт килог.	Действит. отношение потерь.	Отношение потерь.	
			Форм. 8.	Форм. 9.
4×10^5	720	1,3	4	1,41
2×10^5	540			

При высоких частотах увеличение удельного сопротивления железа для определенных величин кажущейся плотности потока, толщины и частоты уменьшает потери. При данной намагничивающей силе плотности потока, а след. и потери, больше с увеличением удельн. сопротивления (см. таблицы 3 и 4). При данном сорте железа¹⁾, увеличение толщины влечет за собой увеличение потерь при определенных величинах $B_{\text{макс}}$ и $H_{\text{макс}}$ при низких частотах. Увеличение толщины при высоких частотах сопровождается большими потерями при равных $B_{\text{макс}}$, но потери уменьшаются для равных величин $H_{\text{макс}}$, благодаря экранирующему действию вихревых токов, уменьшающих плотность потока (см. табл. 5 и 6). Действие возрастания частоты для данных $B_{\text{макс}}$ и $H_{\text{макс}}$ состоит в увеличении потерь (см. табл. 7 и 8).

5. Изменение проницаемости с температурой.

При малых статических намагничивающих силах, напр., 0,4 един. CGS, проницаемость железа постепенно увеличивается с увеличением температуры и около 700° она внезапно поднимается, достигая максимума. Если температура увеличивается далее, проницаемость сейчас же падает до единицы, — железо становится немагнитным¹⁰. Для больших значений намагничивающей силы, напр. 4,0 ед. CGS, увеличение проницаемости с температурой более постепенное, и кривая зависимости μ от t не имеет острой верхушки. Кривые, иллюстрирующие это явление, представлены на черт. 7 и 8 (стр. 264).

Если пучек железных лент или проволоки ввести в навитый на трубку из кварцевого стекла соленоид, через который протекает ток высокой частоты и соответствующей силы, то температура железа быстро возрастает, благодаря большим потерям на гистерезис и, в особенности, на вихревые токи. Если только ток в соленоиде постоянной величины, то вольтаж на зажимах сначала увеличивается, а затем падает ниже первоначального своего значения. Это показывает, что кажущаяся плотность потока, а след. и кажущаяся проницаемость железа, увеличивается и затем снова уменьшается, по мере увеличения температуры.²⁴ В этом случае намагничивание и увеличение температуры производится одним и тем же током, тогда как при статическом намагничивании теплота должна быть доставлена другим источником.

Когда намагничивающая сила достаточно велика, тонкая железная лента, помещенная в стеклянной трубке, накаляется в течение нескольких секунд²⁴ (2—3) до бела при частоте $2 \times 10^5 \sim$ в сек. и потери в железе могут достигнуть высокой цифры $1,5 \times 10^5$ ватт на килограмм.

¹⁾ Когда мы применяем термин „железо“, не указывая на качество, мы имеем в виду вообще чистое железо, или мягкую сталь. Несколько лет назад для постройки динамо и трансформаторов применяли сорт чистого железа называвшийся „Доис“. В последнее время было открыто, что прибавление к железу кремния значительно увеличивает удельное сопротивление и уменьшает не только вихревые, но и гистерезисные потери. Этот сорт железа известен под названием „Сталлой“.

Напомним, что потери в железных листах, применяемых в современных трансформаторах, всего только 0,5 ватт на килограмм при частоте 50 ~ в секунду.

Если потери изменяются пропорционально квадрату частоты, то при частоте 2×10^5 периодов в секунду они были бы $0,5 \times \left(\frac{2 \times 10^5}{50}\right)^2 = 8 \times 10^6$ ватт на килограмм, — цифра значительно большая, чем экспериментально найденная, даже при допущении увеличения удельного сопротивления вследствие увеличения температуры. Как указано выше, разница в результатах обязана неравномерному распределению плотности потока по поперечному сечению.

Чтобы уменьшить насколько возможно кажущуюся проницаемость, важно сохранять теплоту, выделяемую в железе благодаря потери энергии. Однако, какие бы предосторожности ни были приняты, часть теплоты будет рассеяна, т. к. разность температур между железом и окружающим воздухом очень велика. Ввиду того, что потери уменьшаются с уменьшением проницаемости, маловероятно, чтобы железо могло быть приведено намагничиванием высокой частоты в немагнитное состояние (если намагничивающая сила не слишком велика).

Если кремнистое железо, плавненное в разреженном пространстве, подвержено статическому намагничиванию при обыкновенных температурах, получается проницаемость порядка $6,5 \times 10^4$ при плотности потока около 10^4 линий на квадратный сантиметр.⁴¹ Это соответствует величине намагничивающей силы = 0,16 единиц CGS и той части кривой статического намагничивания (кривой $B-H$), где проницаемость подвержена сильному влиянию температуры.

При обыкновенных температурах воздуха проницаемость железа при статическом намагничивании увеличивается, в особенности на крутом участке кривой $B-H$, наложением одинакового или поперечного направления электрических колебаний высокой частоты (ссылки: 8, 9, 11, 12, 28, 29, 30, 30а, 37, 40).

Поэтому было бы очень интересно определить экспериментально действие, производимое наложением электрических колебаний на:

- 1) Вакуум железо — при нормальной температуре.
- 2) Вакуум железо — при различных температурах вплоть до достижения им немагнитного состояния.
- 3) Обыкновенное железо при различных температурах до достижения немагнитного состояния.

Также интересно определить, существует ли такая частота, при которой для данной температуры действие наибольшее.

Некоторые опыты уже были произведены по пункту (3), но численные результаты не были опубликованы.⁴⁰

6. Применение железа в аппаратах высокой частоты.

Железо применяется при постройке генераторов незатухающих колебаний высокой частоты. В различных типах альтернаторов высокой частоты роторы и статоры их строятся из железных, изолированных друг от друга, листов.^{9,12} Чтобы размеры машины не выходили из рациональных пределов, и чтобы потери на вихревые токи были по возможности малы, нужно брать очень тонкие железные листы. Для данной плотности потока, чем тоньше листы, тем меньше потери. Однако, существует предел, за которым уже невыгодно уменьшать толщину слоев. Насколько большое число факторов имеет влияние при определении толщины, дающей наибольшую экономию, можно видеть из следующего примера.

Чем тоньше слой железа, тем больше стоимость их изготовления и постройки сердечника данного поперечного сечения. При данном постоянном полном потоке через сердечник, плотность потока, а след. и намагничивающая сила, будет увеличиваться с уменьшением толщины слоев, т. к. тогда увеличивается место, занимаемое изоляцией в железе. Но больший намагничивающий ток даст соответственно большие потери в меди. С другой стороны, при сплошном сердечнике железные потери при данном потоке будут очень велики. Отсюда вытекает, что где-нибудь между этими пределами существует некоторая толщина железа, которая дает лучшие результаты. Эта наилучшая толщина может быть, однако, за пределами возможности экономического производства и практической конструкции.

На больших радиотелеграфных станциях энергия высокой частоты берется от альтернатора низкой частоты, трансформатора с железным сердечником и колебательного контура, содержащего разрядник. Эти приборы могли бы быть заменены альтернатором высокой частоты и надлежащим образом рассчитанным трансформатором напряжения. В этом случае электромагнитные волны не затухают, что является значительным преимуществом при резонансной работе.

В расчете трансформаторов для незатухающих колебаний высокой частоты, как выяснено, наибольшая часть потерь—потери в меди. Плотность потока для пластин 0,03—0,05 мм толщины берется около 600 линий на квадр. сантиметр. Трансформаторы с замкнутой магнитной цепью в железе желательны по причине их малого объема сравнительно с трансформаторами без сердечника, а также потому, что в этом случае избегаются большие внешние утечки поля, а след. и сопровождающие их потери на вихревые токи.¹⁹

Сильные переменные токи низкой частоты измеряются обыкновенно при помощи амперметра для малых сил тока и трансформатора тока с железным сердечником, первичная обмотка которого включена в главную цепь и вторичная—последовательно с амперметром. Коэффициент трансформации не равен отношению витков первичной и

ности и при значительной дальности, превосходящей в настоящее время в отдельных случаях четверть земного меридиана, возникает вопрос относительно научного объяснения самого процесса передачи. В том случае, когда отправительная и приемная станции находятся на очень значительном друг от друга расстоянии, например на расстоянии порядка 10000 километров, в этом случае для того, чтобы электромагнитные волны при своем поступательном движении достигли приемной станции, они должны обогнуть значительную часть земной поверхности. Таким образом в данных условиях распространения необходимо приписать электромагнитным волнам в силу тех или других причин способность огибания проводящего тела—земного шара, что является несколько необычным с точки зрения геометрических оснований, но чего можно ожидать по аналогии со световыми явлениями—явлениями дифракции. Как известно, свет распространяется не всегда прямолинейно, но огибает края и может проникать глубоко в геометрическую тень, хотя и с малой интенсивностью.

Одна точка зрения на возможность передачи сигналов на значительные расстояния в земных условиях и разработана на основании теории дифракции, приспособленной к данным условиям больших длин волн. Теория эта разработана Макдональдом, Никольсоном, Пуанкаре, Марчем и Рибчинским.

Вторая точка зрения, в некоторых частных случаях переходящая в первую, дана Ценнеком и Зоммерфельдом и на случай кривых поверхностей распространена Рибчинским. В этой теории принято во внимание различие в постоянных обеих средин—диэлектрических постоянных, магнитных проницаемостей и проводимостей, что дало ряд чрезвычайно ценных данных для объяснения распространения электромагнитных волн в присутствии земной поверхности при несовершенной проводимости почвы. При этом выяснилось существование двух различных типов волн пространственного и поверхностного характера, убывающих по различным законам с увеличением расстояния; волны последнего типа приближаются по своему характеру к волнам, возникающим на проводниках при распространении электромагнитных возмущений вдоль них. Очевидно, по аналогии, им можно приписать способность огибать кривые поверхности и таким образом объяснить распространение волн в земных условиях.

Третий взгляд на причину позволяющую электромагнитным волнам распространяться криволинейно, основан на отражении их от верхних слоев атмосферы, которые в этом случае рассматриваются проводящими вследствие своей ионизации, и наконец четвертый взгляд считает причиной криволинейного движения электромагнитных волн различную скорость распространения их в различных слоях атмосферы с соответствующим наклоном фронта волны, позволяющим получить движение ее аналогичное изгибу.

В последующем изложении мы рассмотрим более подробно каждую из указанных теорий, укажем в каких случаях каждая из них дает объяснение имеющее место при радиопередаче явлений; при этом мы будем обращать особое внимание на то, насколько количественная сторона явления особенно важная для выяснения поставленной нами задачи—выяснения дальности радиопередачи—укладывается в каждую из этих теорий. Дальнейшее рассмотрение вопроса выяснит нам, что дальность передачи в связи с влияющими на нее факторами может быть объяснена лишь совместным действием указанных в этих теориях причин. Это обстоятельство дает основания для определения необходимой в каждом частном случае мощности, обеспечивающей необходимую надежность радиосообщения, и укажет на те требования, которые желательно предъявлять к установкам, дальность действия которых должна быть обеспечена в течение круглых суток.

Теория диффракции электромагнитных волн.

Первой серьезной попыткой математического решения вопроса об огибании электромагнитными волнами проводящего шара—земли надо считать работу проф. Макдональда¹⁾. Исходя из аналогии со световыми явлениями диффракции Макдональд пытался определить значение диффракционной волны, доходящей до приемного резонатора после огибания части земной поверхности. При этом значения электрической и магнитной силы в точке, где находится приемник, получились в форме разложений по гармоническим функциям Лежандра (шаровым функциям 1-го рода) с коэффициентами в виде шаровых функций Бесселя порядка $n + \frac{1}{2}$, где n представляет все возможные целые числа, совместно с другим рядом, который может быть представлен, как результат действия некоторого возмущения от сферического препятствия. При своем выводе Макдональд предполагал совершенную проводимость земного шара.

При исследовании полученных рядов Макдональд не обратил внимания на изменение в характере функций Бесселя, порядок и аргумент которых приблизительно равны, и получил неверный окончательный результат, именно, что действие в приемной точке может быть того же порядка, как если бы земля совершенно отсутствовала.

Работа была подвергнута серьезной критике со стороны лорда Рейлея и Пуанкаре, которыми были указаны недочеты при рассмотрении рядов, в результате чего Макдональдом были введены некоторые поправки; но несмотря на это вопрос относительно возможности объяснения огибания земной поверхности электромагнитными волнами с точки зрения теории диффракции оставался попрежнему открытым.

¹⁾ Н. М. Macdonald. Proc. of the Royal Soc., p. 251. 1903.

В течение ближайших лет Пуанкаре и Никольсон после целого ряда работ, посвященных суммированию указанных выше рядов в общей форме, независимо друг от друга дали новое решение поставленной задачи¹⁾.

Отношение амплитуд нарушенного присутствием земли значения электрической силы и значения ее при отсутствии земли получилось в следующем виде:

$$(8\pi \sin \theta)^{1/2} (Ka)^{1/6} \tan \frac{1}{2} \theta \cdot \beta^{-1} e^{-\beta \theta} - (Ka)^{1/6} \beta \theta,$$

где θ представляет геоцентрический угол вибратора и резонатора, β — некоторый коэффициент и Ka — величина приблизительно равная 10^6 , что при введении числовых значений и длины волны может быть по данным Никольсона выражено еще в таком виде:

$$38,98 \tan \frac{1}{2} \theta \sqrt{\sin \theta} \left(\frac{1}{\lambda} \right)^{1/6} 0,7006 \left(\frac{\theta}{\lambda} \right)^{1/3}.$$

Как Пуанкаре, так и Никольсон, получив решение в таком виде, пришли к заключению, что порядок величин, получающихся на практике, совершенно другой, значительно меньший и потому объяснение радиопередачи сигналов на большие расстояния при помощи явления дифракции электромагнитных волн совершенно не может быть получено.

В 1912 году Марч опубликовал статью²⁾, посвященную тому же вопросу; в этой работе дан новый способ суммирования рядов, но при вычислении интересующих нас величин был пропущен коэффициент рассеивания, вследствие чего решение Марча также неверно. Новый способ состоял в замене обычных бесконечных рядов разложения по шаровым функциям интегральным представлением с шаровыми функциями. Пуанкаре ранее показал³⁾, что взятое приближенное значение отношения некоторых вспомогательных функций при вычислении основной потенциальной функции П, аналогичной функции Гертца, может повести к крупным ошибкам, и что полученный благоприятный результат, дававший возможность объяснения распространения элект-

¹⁾ Н. Poincaré, Comptes Rendus, T. 154, p. 795. 1909. Ren. del Circolo Mat. di Pol. p. 169—259. 1910. Nicholson. Phil. Mag. 1910. В первой статье Пуанкаре была допущена ошибка, на которую последовало возражение со стороны Никольсона; необходимо указать, что Пуанкаре заметил и исправил свою ошибку раньше, чем возражение Никольсона вышло из печати.

²⁾ March. Ann. d. Phys. B. 37, p. 43. 1912.

³⁾ Н. Poincaré. C. R. T. 154, p. 795. 1912.

ромагнитных волн при принятии бесконечно большой проводимости земной поверхности, неверен. В виду этого Рибчинский произвел более точное вычисление того же интеграла¹⁾, дающего значение потенциальной функции Π и при этом получил также, как Пуанкаре и Никольсон, что к величине потенциальной функции Марча необходимо присоединить еще коэффициент рассеивания, который играет очень значительную роль в том случае, если расстояние между отправительной и приемной станциями велико. Коэффициент этот имеет следующий вид в обозначении Рибчинского:

$$e^{-\beta \rho^{1/3} \Theta}$$

где β —численный коэффициент, Θ —геоцентрический угол между отправителем и приемником $\rho = 2\pi a/\lambda$, где a равно радиусу земли и λ —длина волны.

В своей работе Рибчинский обращает внимание на то, что пригодность формул Никольсона и Пуанкаре для объяснения распространения электромагнитных волн вокруг земной поверхности при принятии совершенной проводимости земли обусловливается значением коэффициента β . Например при $\beta = 0,33$, найденном Рибчинским при длине волны $\lambda = 5000$ метров и угле $\Theta = 45^\circ$, коэффициент рассеивания равен $1/180$, в то время как при $\beta = 0,70$, тот же коэффициент имеет значение меньшее $1/32000$. Значение же коэффициента очень сильно зависит от способа приближенного вычисления интеграла потенциальной функции Π при самых неблагоприятных соотношениях входящих величин для вычислений; самые незначительные отклонения в приближенном значении интеграла потенциальной функции по указанию Рибчинского могут сильно изменить численное значение β .

В 1914 году Макдональд²⁾ произвел несколько более точное вычисление значения электрической силы на поверхности земли по сравнению со сделанными ранее и пришел к более благоприятным результатам в отношении возможности объяснения передачи сигналов с точки зрения теории дифракции; данные эти затем были подтверждены позднейшей работой Лов'a³⁾. Из таблицы, вычисленной Макдональдом и дающей отношение электрической силы у поверхности земли к электрической силе, найденной при прямолинейном распространении волны для различных длин волн в пределах от 320 до 5000 метров, ясно видно преимущество применения длинных волн для работы на больших расстояниях с точки зрения теории дифракции. В этом отношении также представляет интерес таблица, вычисленная

¹⁾ W. V. Rybczynski. Ann. d. Phys. B. 41, p. 191. 1913.

²⁾ H. M. Macdonald. Proc. Royal Soc. T. 90, p. 52. 1914.

³⁾ A. E. H. Love. Phil. Trans. Royal Soc. T. 215. p. 105—131. 1915. Proc. Royal Soc. T. 91, p. 219. 1915.

Лов'ом и дающая значения отношения электрической силы на различных расстояниях к значению на расстоянии 419 миль = 675 километрам. Таблица эта приведена ниже. (Табл. 1).

Таблица 1.

Длина волн.	320 мт		625 мт		1220 мт		2560 мт		5000 мт	
Расстояние в милях и клм	<i>Rd</i>	<i>Rm</i>	<i>Rd</i>	<i>Rm</i>	<i>Rd</i>	<i>Rm</i>	<i>Rd</i>	<i>Rm</i>	<i>Rd</i>	<i>Rm</i>
419 = 675	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
536 = 860	0,304	0,481	0,392	0,554	0,464	0,605	0,537	0,660	0,585	0,693
675 = 1085	—	—	0,128	0,286	0,184	0,349	0,256	0,418	0,315	0,467
814 = 1310	—	—	—	—	0,076	0,218	0,128	0,282	0,178	0,336
1070 = 1720	—	—	—	—	—	—	0,039	0,148	0,064	0,184
1257 = 2100	—	—	—	—	—	—	—	—	0,032	0,134

В первом столбце помещены расстояния между отправительной и приемной станциями в милях и километрах и в остальных указаны отношения значений электрической силы, причем *Rd* дает значения вычисленные из дифракционной теории и *Rm* дает значения отношений, найденных при помощи измерений токов. Эти значения определены для длин волн: 320, 625, 1220, 2560 и 5000 метров.

Из данных этой таблицы ясно видно с одной стороны, что дифракционной теорией может быть объяснена лишь часть энергии, доходящей до приемной антенны, и с другой стороны ясна выгода применения длинных волн для телеграфирования на большие расстояния.

По мнению Зоммерфельда формулы, полученные Рибчинским и по своему виду совпадающие с формулами Никольсона и Пуанкаре, должны служить основой для дальнейших исследований в этой области и для сравнения с опытом. Как уже было указано, различие формул, данных Никольсоном и Пуанкаре, от формулы Рибчинского заключается лишь в численном значении коэффициента β ; в остальном эти формулы идентичны, и так как они получены различными лицами по совершенно различным методам, то имеется значительная гарантия того, что при их выводе авторами не было сделано ошибок. Весь вопрос заключается в значении коэффициента, определяющего „коэффициент рассеивания“ энергии (иногда этот коэффициент называют „коэффициентом затухания“, что неверно). Так как вычисления Рибчинского

выполнены более тщательно, чем вычисления Никольсона, то числовое значение коэффициента β определено им гораздо более точно. В то время как Никольсон и Пуанкаре вследствие неточного определения значения коэффициента β пришли к отрицательному результату, и по их данным значительная дальность передачи не может быть объяснена огибанием волн, так как уменьшение интенсивности волн с расстоянием является очень большим, значения, полученные по данным Рибчинского, вообще того же порядка, что и получаемые из дневных наблюдений, что является крайне важным с теоретической точки зрения. Значение потенциальной функции, полученное Рибчинским при предположении бесконечной проводимости земной поверхности, имеет следующий вид:

$$P = \frac{2}{a \sqrt{\Theta \sin \Theta}} e^{-j(\rho + 0,32 \rho^{1/3})\Theta} e^{-0,33 \rho^{1/3} \Theta},$$

где a — радиус земной поверхности,

Θ — геоцентрический угол,

$\rho = \frac{2a\pi}{\lambda}$, где λ попрежнему обозначает длину волны.

Пользуясь данными работы Марча, Рибчинский получил также приближенное значение потенциальной функции при конечной проводимости земной поверхности ϵ , именно

$$P_{\epsilon} = P_{\epsilon=\infty} \left[1 - jn \sqrt{\frac{\pi d}{2c\epsilon}} \left(1 - \frac{\gamma}{2} \rho_a^{-2/3} + j \frac{\beta}{2} \rho_a^{-2/3} \right) \right],$$

где:

$P_{\epsilon=\infty}$ — значение потенциальной функции при $\epsilon = \infty$,

n — число колебаний в 2π секунд,

$\rho_a = a \frac{n}{c}$, где a — радиус земли и c — скорость света,

$d = a\Theta$, где Θ — геоцентрический угол,

γ и β — числовые коэффициенты.

При $a = \infty$, т. е. при предположении распространения электромагнитных волн при плоской поверхности

$$P_{\epsilon} = P_{\epsilon=\infty} \left(1 - jn \sqrt{\frac{\pi d}{2c\epsilon}} \right)^{-1}.$$

¹⁾ Из последующего изложения будет видно, что это же выражение было получено Зоммерфельдом из данных другой теории распространения электромагнитных волн.

В большинстве случаев практики, особенно при распространении электромагнитных волн над водной поверхностью, величиной

$$-\frac{\gamma}{2\rho a}r^{-2/3} + j\frac{\beta}{2\rho a}r^{-2/3}$$

можно пренебречь по сравнению с единицей; на основании же последних уравнений влияние принятия конечной, но очень большой проводимости земли на распространение электромагнитных волн оказывается чрезвычайно незначительным благодаря кривизне земли, которая благоприятствует такого рода распространению.

Макдональд в своей новейшей работе ¹⁾ дал общее решение для случая распространения электромагнитных волн в присутствии шара конечной проводимости. В конце статьи им дано общее выражение для отношения амплитуды магнитной силы для случая несовершенного проводника к амплитуде магнитной силы для случая совершенного проводника, а также ряд подсчетов для случая волны в 5 километров и для величины, зависящей от удельного сопротивления почвы и длины волны, величины $\gamma z^{1/3} = 0,365$, причем

$$\gamma z^{1/3} = (\sigma/2\lambda e)^{1/2} \times \left(\frac{ca}{n}\right)^{1/3},$$

где σ — удельное сопротивление почвы (взято при вычислении = 10^{11}),

λ — длина волны,

a — радиус земли,

n — частота колебаний в 2π единиц времени.

Для расстояний, соответствующих геоцентрическим углам в 6° , 9° , 12° , 15° и 18° от вибратора, значения указанного ранее отношения магнитных сил при пренебрежении членов высшего порядка получают соответственно 1,005, 1,011, 1,017, 1,023 и 1,029.

Эти данные совпадают при взятом угловом расстоянии в 15° с данными, полученными по формуле Лов'а, при принятом приближении. На расстоянии от вибратора, соответствующем угловому расстоянию $\theta = 36^\circ$, что составляет около 4000 километров, значение этого отношения равно 1,064. Если не пренебрегать членами второго порядка, то формула Макдональда вместо данных ранее значений при углах $\theta = 6^\circ$, 9° , 12° , 15° , 18° и 36° даст значения 1,004, 1,010, 1,015, 1,021, 1,027 и 1,061. Таким образом влияние несовершенной проводимости при длине волны в 5 километров состоит в том, что амплитуды электрической и магнитной сил на расстояниях до 4000 километров возрастают на величины до $6\frac{1}{2}\%$. В том случае, когда длина волны уменьшается, это отношение несколько возрастает, как видно из следующих

¹⁾ H. M. Macdonald. Proc. Royal Soc. T. 92, p. 493. 1916. J. d. d. T. T. B. 12, p. 45 1917.

значений того же отношения вычисленного для тех же угловых расстояний при $\lambda = 2$ километрам: при пренебрежении членами второго порядка получаются 1,020, 1,038, 1,056, 1,073, 1,091 и 1,095 и при принятии их во внимание: 1,016, 1,032, 1,049, 1,065, 1,082 и 1,086.

Таким образом из этих данных видно, что влиянием несовершенной проводимости морской воды на распространение волн значительной длины при расстояниях до 4000 километров и даже выше можно пренебрегать с точки зрения теории диффракции.

После указаний на теоретическое положение вопроса, трактуемого с точки зрения теории диффракции, и его истории интересно указать на некоторые экспериментальные данные, полученные в такой обстановке, которая отчасти позволяет сравнивать теоретические положения с данными опыта. Сравнение теоретических законов распространения электромагнитных волн с опытными данными является всегда очень трудной задачей. Кроме тех затруднений, которые вызываются метеорологическими факторами, самое создание обстановки получения надежных количественных данных является очень серьезной задачей. В большинстве случаев данные приема еще не дают силы приходящих волн, что вызывается с одной стороны свойствами применяемых детекторов и усилителей, и с другой стороны—затруднениями при самых измерениях. В виду этого приходится заботиться о том, чтобы можно было сравнивать друг с другом данные измерений для различных расстояний и различных длин волн.

Измерений, которые в значительной мере удовлетворяли бы этим требованиям, было выполнено очень немного. Выполнены они были почти исключительно Остином и в дальнейшем мы будем широко пользоваться ими, как теми основными данными, из которых приходится исходить при оценке результатов той или другой теории распространения.

Первые обширные измерения этого рода на больших расстояниях (до 1600 клм) и при различных длинах волн были выполнены в конце декабря 1909 года и в первой половине 1910 между большой береговой станцией в Брант Роке и крейсерами „Бирмингам“ и „Салем“¹⁾. Как результат очень обширных опытов на расстояниях до 1600 километров при длинах волн в пределах от 300 до 3750 метров, Остином была дана следующая формула, связывающая ток в приемнике при сопротивлении цепи приемника равном 25 омам с другими данными, характеризующими условия передачи:

$$I_2 = 4,25 \frac{h_1 h_2 I_1}{\lambda r} e^{-\frac{\alpha r}{V \lambda}},$$

¹⁾ Bull. of the Bureau of Stand. T. 7, p. 315 1911.

где

I_1 — сила тока в отправительной антенне в амперах,
 h_1, h_2 — высоты отправительной и приемной антенн в километрах,
 λ — длина волны в километрах,
 r — расстояние между отправительной и приемной станциями в километрах,
 α — коэффициент равный для данного случая 0,0015,
 e — основание натуральных логарифмов.
Формула эта может быть переписана в таком виде.

$$I_2 = \frac{C}{r} e^{-0,0015 r / \sqrt{\lambda}}$$

Аналогично формула Рибчинского может быть для значений, при которых можно заменить $\sin \theta$ через θ (например при $\theta < 45^\circ$), представлена в виде:

$$I_2^1 = \frac{C^1}{r} e^{-0,0017 r / \sqrt{\lambda}}$$

и формула Никольсона при одинаковых условиях:

$$I_2^{11} = \frac{C^1}{r} e^{-0,0036 r / \sqrt{\lambda}}$$

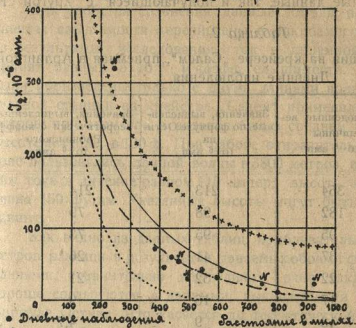
Несмотря на близость числового значения 0,0015 и 0,0017 ни в коем случае нельзя считать, что оба выражения практически эквивалентны, так как при больших значениях λ обе формулы дают различные результаты. В виду этого интересно сравнить значения, даваемые формулой Рибчинского, непосредственно с данными опыта.

Рибчинский во второй половине своей работы произвел такое сравнение для одного случая и получил очень интересный результат, именно что наблюдения Остина одинаково хорошо выражаются как теоретической, так и эмпирической формулами. Из черт. 1 (стр. 289) этот результат виден очень ясно. Сплошная кривая чертежа соответствует эмпирическому члену рассеивания Остина, штриховая кривая члену формулы Рибчинского и пунктирная — Никольсона. Из этих кривых видно, что теоретическая кривая с коэффициентом 0,0017 даже лучше соответствует дневным наблюдениям, чем кривая с коэффициентом 0,0015. Ночные наблюдения по причинам, о которых речь будет впереди, лежат гораздо более неправильно по сравнению с дневными и часто попадают значительно выше, чем это следует из хода кривых.

Дальнейшие опытные данные, удовлетворяющие в значительной степени поставленным ранее условиям, были получены между

3й этаж проф. Терпишева.

$I_1 = 20 \text{ амп.}$ $\lambda = 3750 \text{ метр.}$



• Дневные наблюдения.

× Ночные наблюдения.

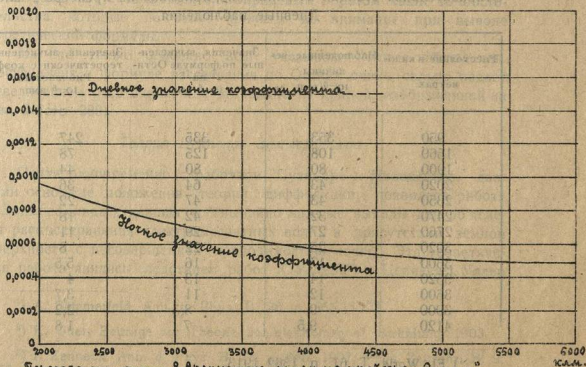
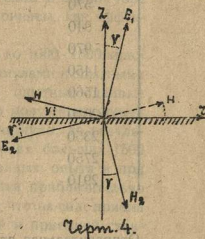
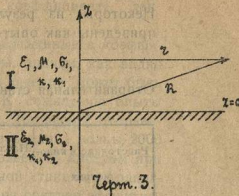
+++ Без коэф. рассеивания.

— Вычислен при $\alpha = 0,0015$ по форму. Остима

--- При $\beta = 0,33$ вычисл. по теоретич. форму.

..... " " $\alpha = 0,70$

Черт. 1.



Перезагл со станции в Арвинском, приехи на крейсере "Сарай".

Черт. 2.

станцией в Арлингтоне и крейсером „Салем“ и опубликованы Хогэном¹⁾. Некоторые из результатов наблюдения даны в таблицах 2 и 3, где приведены как опытные данные, так и получающиеся с другой сто-

Таблица 2.

Отправительная станция на крейсере „Салем“, приемная в Арлингтоне.
Дневные наблюдения.

Расстояние в кило- метрах	Наблюденные ве- личины 10^{-6} амп	Значения, вычислен- ные по формуле Ости- на 10^{-6} амп	Значения, вычисленные теоретически с коэфф. Рибчинского 10^{-6} амп
570	354	213	214
940	182	98	79
970	95	95	73
1450	37	41	26
1560	22	32	21
2010	17	16	9
2350	13	9	4,7
2750	5	5	2,4
2910	6	4	1,8

Таблица 3.

Отправительная станция в Арлингтоне, приемная на крейсере „Салем“.
Дневные наблюдения.

Расстояние в кило- метрах	Наблюденные ве- личины 10^{-6} амп	Значения, вычислен- ные по формуле Ости- на 10^{-6} амп	Значения, вычисленные теоретически с коэфф. Рибчинского 10^{-6} амп
950	353	335	247
1560	108	125	78
1900	80	80	44
2020	43	64	36
2350	43	47	22
2470	32	42	18
2760	27	29	11
3020	25	22	8
3300	17	16	5,5
3520	14	13	4
3600	12	11	3,7
3900	9	8,5	2,2
4120	9,5	7	1,8

¹⁾ El. World. T. 61, p. 1362. 1913.

роны по теоретической формуле при числовом коэффициенте, данном Рибчинским.

Для удобства сравнения данные Хогэна, выраженные в коэффициентах слышимости перечислены в микроамперы, причем, как видно из результатов исследования, ток в приемной антенне может быть принят равным $5 \cdot 10^{-6} \cdot \sqrt{\text{коэфф. слышимости}}$. К сожалению опыты были произведены только с двумя длинами волн. При работе отправительной станции на крейсере „Салем“ применялась длина волны 2000 метров; при этом ток в антенне был в среднем равен 23 амперам при высоте антенны в 130 ф. При работе отправительной станции в Арлингтоне пользовались длиной волны в 3800 метров, при среднем эффективном токе в антенне равном 110 ампер; высота антенны в Арлингтоне равна 450 футам. Указанные высоты могут быть приняты, как эффективные.

Как видно из данных таблиц, приблизительно до 1000 - 1500 километров разница в результатах, даваемых обоими формулами и опытными данными, сравнительно не велика. Точно также опытные данные хорошо согласуются с данными, вычисленными по полуэмпирической формуле Остина. Что касается до теоретической формулы, то результаты, вычисленные на основании ее, при расстояниях больших 1500 километров все более и более отличаются от данных опыта и при расстояниях порядка 4000 километров, оказываются приблизительно в четыре раза меньшими. Таким образом очевидно, что на силе приема при увеличении расстояния между отправительной и приемной станциями начинают сказываться благоприятным образом какие то обстоятельства, которые не были приняты во внимание при выводе теоретической формулы.

На это также особенно ясно указывают ночные наблюдения. Коэффициент в формуле рассеивания по Остину очень сильно падает с увеличением расстояния, как это видно из кривой, изображенной на черт. 2 (стр. 289).

Теория Ценнека—Зоммерфельда.

Почти одновременно с работами Пуанкаре и Никольсона, давшими основные положения теории дифракции, появилась работа А. Зоммерфельда¹⁾, давшая чрезвычайно важные выводы для объяснения распространения электромагнитных волн в присутствии земной поверхности с несовершенной проводимостью почвы. Эта теоретическая работа явилась следствием работ К. Уллера²⁾ и Ценнека³⁾. Уллер

¹⁾ A. Sommerfeld. Ann. d. Phys. B. 28, p. 665, 1909.

²⁾ K. Uller. Beitrage zur Theorie der elektromagnet. Strahlung. 1903.

³⁾ I. Zenneck. Ann. d. Phys. B. 23, p. 846, 1907; Phys. Zeitschr. B. 9, p. 50 и 553, 1908.

исследовал определенный род „неоднородно плоских“ волн, которые сконцентрированы на границе двух средин—земли и воздуха. Ценнек предположил существование волн такого вида и получил ряд заключений относительно свойств таких волн и относительно действия отправителя и приемника при направляемой радиотелеграфии.

Рассмотрим кратко основные положения теории Зоммерфельда.

Положим, что имеется две среды 1—воздух и 2—земля с плоскостью $z = 0$, разделяющей их. Постоянные среды 1-ой $\epsilon_1, \mu_1, \delta_1$, диэлектрическая постоянная, магнитная проницаемость и проводимость и $\epsilon_2, \mu_2, \delta_2$, — те же постоянные для 2-ой среды (черт. 3 стр. 289). Кроме того в дальнейшем изложении для краткости обозначим:

$$\kappa_1^2 = \frac{\epsilon_1 \mu_1 n^2 + j n \mu_1 \delta_1}{c^2}, \quad z_1^2 = \frac{k_1^2}{\mu_1},$$

$$k_2^2 = \frac{\epsilon_2 \mu_2 n^2 + j n \mu_2 \delta_2}{c^2}, \quad z_2^2 = \frac{k_2^2}{\mu_2};$$

здесь n —число колебаний в 2π секунд для волнового движения, характеризующегося функцией e^{-jnt} , и c —скорость света.

Исходя из основных уравнений Максвелла и принимая во внимание, что в виду существования двух сред с различными свойствами потенциальная функция Гертца должна удовлетворять дифференциальному уравнению $\Delta\Pi + k^2\Pi = 0$ со значками при Π и k , соответствующими среде 1 или 2, смотря потому $z > 0$ или $z < 0$, а также ряду пограничных условий, Зоммерфельд получил решение в следующем виде:

$$\left. \begin{matrix} \Pi_1 \\ \Pi_2 \end{matrix} \right\} = P + Q_1 + Q_2.$$

Рассмотрим в отдельности члены P, Q_1 и Q_2 полного решения.

Первый член P имеет следующий вид независимо от того, каково расстояние r :

$$P = \pi CH_1(sr) e^{\mp \sqrt{V s^2 - k_1^2} z},$$

$$\text{где } C = \frac{z_1^2 z_2^2}{z_1^2 - z_2^2} \sqrt{\frac{k_2^2 - k_1^2}{z_2^4 - z_1^4}}, \quad s = \sqrt{\frac{k_2^2 z_1^4 - k_1^2 z_2^4}{z_1^4 - z_2^4}}$$

и $H_1(sr)$ представляет функцию Ганкеля; при этом знак $(-)$ относится к 1-ой среде и знак $(+)$ ко второй.

Выражение для P может быть определено, как поверхностная волна; распространение ее характеризуется значением s , т. е. определяется постоянным обоим сред; большая или меньшая концентрация волны у поверхности, разделяющей обе среды, зависит от постоянных обеих сред, и при k_2 большом интенсивность волны падает медленно вверх ($z > 0$) и быстро вниз ($z < 0$).

При большом r

$$P = Ce^{-j \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{2\pi}{sr}}} e^{jsr \mp \sqrt{s^2 - k_1^2} z},$$

где попрежнему знак $(-)$ относится к первой среде и $(+)$ ко второй.

Таким образом при больших расстояниях r амплитуда изменяется очень медленно, именно как $\frac{1}{\sqrt{r}}$, вследствие чего волны эти и получили название поверхностных.

Если, пользуясь соотношением

$$M = \frac{\partial \Pi}{\partial x}, X = \frac{jn}{c} \frac{1}{x^2} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial x \partial y} \text{ и } Z = -\frac{jn}{c} \frac{1}{x^2} \left(\frac{\partial^2 \Pi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial y^2} \right),$$

найти значения электрической и магнитной сил поверхностной волны в прямоугольных координатах, то получим

$$M = a e^{jsx \mp \sqrt{s^2 - k^2} z} \quad \text{составляющая магн. силы,}$$

$$\left. \begin{aligned} X &= \mp \frac{jn}{c x^2} a \sqrt{s^2 - k^2} e^{jsx \mp \sqrt{s^2 - k^2} z} \\ Z &= \frac{n}{c x^2} a s e^{jsx \mp \sqrt{s^2 - k^2} z} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{составляющие электр.} \\ \text{силы,} \end{array}$$

где

$$a = C e^{j \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{2\pi s}{r}}},$$

если теперь нанести полученные значения на чертеж, то получится распределение векторов, аналогичное изображенному на черт. 4 (стр. 289); при этом окажется, что электрические силовые линии перпендикулярны к земной поверхности, а делают некоторый угол γ с нормалью к ней, при чем этот угол тем больше, чем проводимость земли меньше (при сухой почве γ доходит до 30°). Присутствие горизонтальной составляющей электрической силы объясняет, почему на-

правляющая антенна Маркони с горизонтальной частью оказывается более выгодной для приема радиосигналов, чем простая вертикальная. Рассмотрим теперь второй и третий члены общего решения.

Часть Q_1 функции Гертца Π для первой среды может быть представлена в следующем виде:

$$Q_1 = \frac{z_1^2 + z_2^2}{2} \int \frac{\lambda d\lambda}{N} H_1(\lambda r) e^{-V\lambda^2 - k_1^2 z}$$

где λ — произвольная постоянная, N функция этой произвольной постоянной и $H_1(\lambda r)$ — функция Ганкеля. Для больших значений r член Q_1 может быть приведен к следующему виду для среды 1-ой:

$$Q_1^1 = \frac{C_1^1}{r^2} e^{jk_1 r}$$

где

$$C_1^1 = -jk_1(z_1^2 + z_2^2) \left(\frac{z_2^2}{z_1^4(k_1^2 - k_2^2)} + \frac{z}{z_1^2 \sqrt{k_1^2 - k_2^2}} \right),$$

и для среды второй

$$Q_1^{11} = \frac{C_1^{11}}{r^2} e^{jk_1 r + \sqrt{k_1^2 - k_2^2} z}$$

$$C_1^{11} = -jk_1(z_1^2 + z_2^2) \frac{z_2^2}{z_1^4(k_1^2 - k_2^2)}$$

Аналогичным образом Q_2 для первой среды получается в таком виде:

$$Q_2^1 = \frac{C_2^1}{r^2} e^{jk_2 r - \sqrt{k_2^2 - k_1^2} z}$$

$$C_2^1 = -jk_2(z_1^2 + z_2^2) \frac{z_1^2}{z_2^4(k_2^2 - k_1^2)}$$

и для второй среды

$$Q_2^{11} = \frac{C_2^{11}}{r^2} e^{jk_2 r}$$

$$C_2^{11} = -jk_2(z_1^2 + z_2^2) \left[\frac{z_1^2}{z_2^4(k_2^2 - k_1^2)} - \frac{z}{z_2^2 \sqrt{k_2^2 - k_1^2}} \right].$$

Соответствующие составляющие магнитного и электрического полей в прямоугольных координатах для волны Q_1 выражаются следующим образом:

$$M^1 = (a + bz) e^{jk_1 x} \quad \text{составляющая магн. поля по оси,}$$

$$\left. \begin{aligned} X^1 &= \frac{jn}{c \kappa_1^2} b e^{jk_1 x} \\ Z^1 &= \frac{nk_1}{c \kappa_2^2} (a + bz) e^{jk_1 x} \end{aligned} \right\} \quad \text{составляющие электр. поля}$$

для первой среды и

$$M^{11} = a e^{jk_1 x + \sqrt{k_1^2 - k_2^2} z}$$

$$X^{11} = \frac{jn}{c \kappa_1^2} b e^{jk_1 x + \sqrt{k_1^2 - k_2^2} z}$$

$$Z^{11} = \frac{nk_1}{c \kappa_2^2} a e^{jk_1 x + \sqrt{k_1^2 - k_2^2} z}$$

для второй среды, причем для краткости введены следующие обозначения:

$$a = \frac{k_1^2}{r^2} \frac{x_2^2 (x_1^2 + x_2^2)}{x_1^4 (k_1^2 - k_2^2)},$$

$$b = \frac{k_1^2}{r^2} \frac{x_1^2 + x_2^2}{x_1^2 \sqrt{k_1^2 - k_2^2}}.$$

Аналогичные выражения могут быть написаны для второй волны Q_2 .

Как видно из полученных значений для Q_1 и Q_2 , а также и составляющих полей, волны эти пространственного характера; как те, так и другие волны с увеличением расстояния очень быстро убывают и именно пропорционально $\frac{1}{r^2}$, если даже не считаться с затуханием, являющимся функцией расстояния.

Разлагая пространственную волну Q_1 в бесконечный ряд, Зоммерфельд нашел, что действие волн Q_1 может быть представлено, как наложение действий диполя, тетраполя, октаполя и т. д., причем интенсивность каждого из последующих слагаемых отличается от предыдущего множителем:

$$\frac{x_2^2}{x_1^2 \sqrt{k_1^2 - k_2^2}}$$

Если обозначить

$$\alpha = \frac{x_1^2}{x_2^2} \sqrt{\frac{k_1^2 - k_2^2}{k_1^2}} \sqrt{\frac{rk_1}{2j}}$$

то

$$Q_1 = - \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\alpha^2} + \frac{1}{2} \frac{3}{2} \frac{1}{\alpha^4} + \frac{1}{2} \frac{3}{2} \frac{5}{2} \frac{1}{\alpha^6} + \dots \right) \frac{e^{jk_1 r}}{r}$$

Отсюда видно, что значение Q_1 , данное раньше, представляет только первый член ряда, и потому это будет достаточно точно только в том случае, когда

$$\alpha^2 \gg 1.$$

Значение

$$\rho = \alpha^2 = \frac{x_1^4}{x_2^4} \times \frac{k_1^2 - k_2^2}{k_1^2} \times \frac{k_1 r}{2}$$

носит название числового расстояния и играет в теории Ценнека—Зоммерфельда большую роль, так как дальность передачи зависит не от абсолютного значения расстояния r , а от значения ρ , которое определяется постоянными среды как первой, так и второй.

Для случая очень большой проводимости земли или для случая малых расстояний Зоммерфельд получил другое разложение, которое для всей потенциальной функции Π имеет вид

$$\Pi_1 = \left(1 - \frac{2}{1} \alpha^2 + \frac{2 \cdot 2}{1 \cdot 3} \alpha^4 - \frac{2 \cdot 2 \cdot 2}{1 \cdot 3 \cdot 5} \alpha^6 + \dots \right) \frac{e^{jk_1 r}}{r} + \sqrt{\pi} [-j\alpha] \left[\frac{1}{1!} + \frac{\alpha^2}{2!} - \frac{\alpha^6}{3!} + \dots \right] \frac{e^{jk_1 r}}{r}$$

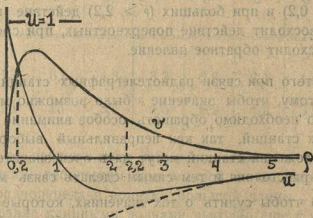
В том случае, если α очень мало, т. е. земля приближается к совершенному проводнику, мы можем ограничиться только первыми членами разложения, и в этом случае

$$\Pi_1 = (1 - j\alpha \sqrt{\pi}) \frac{e^{jk_1 r}}{r}$$

В том случае, когда земля приближается к совершенному проводнику, мы приходим к задаче, рассмотренной Пуанкаре, Никольсоном и Рибчинским, и потому естественно ожидать, что результаты должны быть тождественными, что оправдывается, так как последнее выражение мы уже имели при изложении работы Рибчинского.

Таким образом теория диффракции электромагнитных волн в том виде, как она рассмотрена упомянутыми авторами, является только частным случаем теории Ценнека-Зоммерфельда и не находится в противоречии с этой последней теорией. Теория Ценнека-Зоммерфельда дает ряд ценных указаний на значение свойств почвы для распространения электромагнитных волн. В то время как при принятии совершенной проводимости земли поверхностные волны будут отсутствовать, при несовершенной проводимости они будут играть большую или меньшую роль в зависимости от соотношения между постоянными обеих сред. При значительных числовых расстояниях (при этом абсолютное расстояние r между отправительной и приемной станцией может быть и небольшим числом) поверхностные волны играют уже очень существенную роль, так как, обладая значительной энергией, они с расстоянием поглощаются значительно слабее, чем волны пространственные.

Соотношение между значениями поверхностных и пространственных волн, при различных числовых расстояниях легко может быть получено на основании данных Зоммерфельда, изображенных на кривых черт. 5. Для этой цели Зоммерфельд воспользовался особой



Черт. 5.

формой функции Π_1 , а именно:

$$\Pi_1 = (u - jv) \frac{e^{jk_r r}}{r};$$

функция P может быть разложена на две части, на

$$\frac{ue^{jk_1 r}}{r} \text{ и } -j \frac{ve^{jk_1 r}}{r}$$

при чем величины u и v будут действительными и равными:

$$u = 1 - 2\sqrt{p} e^{-p} \int_0^{\sqrt{p}} e^{\beta^2} d\beta \text{ и } v = \sqrt{p} \pi e^{-p}$$

Зависимость этих членов от числового расстояния изображена на кривых черт. 5.

Как видно из этих кривых, на участке $p = 0,2$ до $p = 2,2$ поверхностные волны играют особенно важную роль и их энергия превосходит энергию пространственных волн ($v > u$).

При $p = \frac{1}{2}$ поверхностные волны достигают максимума, при больших значениях начинают убывать в виду присутствия множителя e^{-p} .

Таким образом, как видно из кривых, при малых числовых расстояниях ($p < 0,2$) и при больших ($p > 2,2$) действие пространственных волн превосходит действие поверхностных, при средних же значениях p происходит обратное явление.

В виду этого при связи радиотелеграфных станций необходимо стремиться к тому, чтобы значение p было возможно малым. На это обстоятельство необходимо обращать особое внимание при проектировании новых станций, так как неправильный выбор длины волны и места расположения станций могут дать очень значительные величины числового расстояния и тем самым сделать связь мало надежной.

Для того чтобы судить о тех значениях, которые имеет эта величина p при различных условиях, ниже в таблицах 4 и 5 даны ее значения при различных длинах волн, для расстояний между станциями в 2500 и 5000 километров и при двух родах почвы: морской воды с проводимостью $\sigma_2 = 10^{-11}$ и диэлектрической постоянной $\epsilon_2 = 80$ и мокрой почвы $\sigma_2 = 5 \cdot 10^{-14}$ и $\epsilon_2 = 10$.

Как видно из этих таблиц, числовое расстояние убывает обратно пропорционально длине волны, возрастает прямо пропорционально геометрическому расстоянию и очень сильно зависит от свойств почвы.

Таблица 4.

Значения числовых расстояний ρ при передаче радиосигналов по морю.

Приняты следующие значения для постоянных: $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $\sigma_1 = 0$, $\sigma_2 = 10^{-11}$, $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = 80$.

λ км \ ρ при	1	2	3	4	5	6	8	10	12
2500 км	0,0667	0,0333	0,0222	0,0167	0,0133	0,0111	0,0088	0,0067	0,0056
5000 км	0,133	0,0667	0,0445	0,0333	0,0265	0,0222	0,0176	0,0133	0,0111

Таблица 5.

Значения числовых расстояний ρ при передаче радиосигналов при мокрой почве.

Приняты следующие значения для постоянных: $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $\sigma_1 = 0$, $\sigma_2 = 5 \cdot 10^{-14}$, $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = 10$.

λ км \ ρ при	1	2	3	4	5	6	8	10	12
2500 км	13	6,5	4,3	3,3	2,6	2,1	1,6	1,3	1,1
5000 км	26	13	3,5	6,5	5,2	4,2	3,2	2,6	2,2

Из той же таблицы ясно видно, что для того, чтобы иметь числовое расстояние небольшим при мокрой почве, необходимо пользоваться для радиопередачи волнами большой длины.

Пользование длинными волнами выгодно еще с той точки зрения, что при этом только в редких случаях приходится иметь дело со слабо проводящими слоями почвы. Дело в том, что поверхностные волны распространяются тем в большей толще земной поверхности, чем больше их длина волны; в виду этого даже в том случае, когда верхние слои почвы обладают малой проводимостью, вследствие малого присутствия влаги, в то же время слои, расположенные на глубине нескольких десятков метров, оказываются уже обладающими достаточной проводимостью для того, чтобы поверхностные волны при своем

распространении обладали сравнительно небольшим затуханием. Если проводимость ближайших слоев к поверхности земли невелика, когда они образованы мало проводящими горными породами, мы будем иметь слабо развитые поверхностные волны, пространственные же волны будут распространяться также со сравнительно слабым затуханием. И в этом случае применение волн большой длины оказывается выгодным, так как они будут распространяться с меньшим коэффициентом рассеивания; все это конечно справедливо лишь для значительных расстояний, так как зависимость тока в приемной антенне от длины волны двойная—длина волны входит кроме коэффициента рассеивания еще в знаменатель общего выражения; в виду этого при малых расстояниях, когда коэффициентом рассеивания можно пренебречь, присутствие большого значения длины волны в знаменателе невыгодно.

Как мы видели, электрическое поле по теории Ценнека-Зоммерфельда имеет две составляющие—вертикальную и горизонтальную, при чем соотношение между ними может быть очень различным; в то время как при распространении волн над морской поверхностью горизонтальная составляющая практически равна нулю, при сухой почве эта составляющая может достигать почти 0,7 вертикальной составляющей. Но кроме этого такое поле обладает еще свойствами эллиптически вращающегося поля вследствие существования разности фаз между обоими составляющими, при чем эта разность фаз может достигать до 45° .

(Окончание следует).

Катодные реле для передатчиков.

М. А. Бонч-Бруевича.

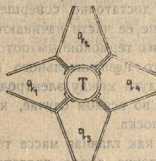
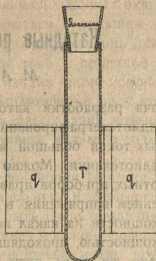
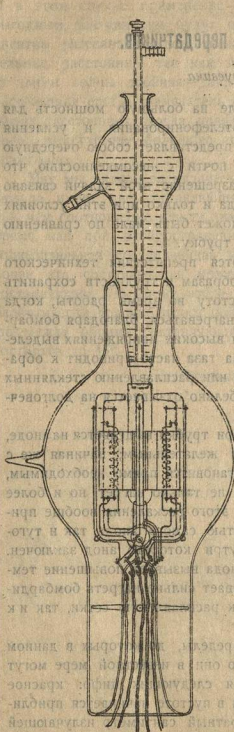
Задача разработки катодных реле на большую мощность для целей радиотелеграфирования, радиотелефонирования и усиления переменных токов большой мощности представляет собою очередную задачу радиотехники. Можно сказать почти с несомненностью, что для пустотных приборов правильное разрешение этой задачи связано с увеличением напряжения в цепи анода и только при этих условиях затрата мощности на накал волосков может быть мала по сравнению со всей мощностью, проходящей через трубку.

Однако на этом пути встречаются препятствия технического характера, которые сводятся главным образом к трудности сохранить в трубке достаточно совершенную пустоту во время работы, когда внутренние ее части начинают сильно нагреваться, благодаря бомбардировке их термоионным потоком. При высоких напряжениях выделение самого незначительного количества газа часто приводит к образованию дуги между электродами реле или расплавлению стеклянных частей и, во всяком случае, крайне губительно отзывается на долговечности волоска.

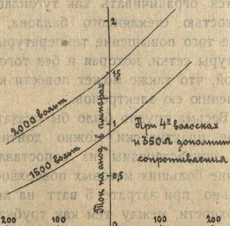
Так как главная масса тепла внутри трубки выделяется на аноде, то охлаждение анода является весьма желательным; начиная же с некоторой величины мощности, оно становится прямо необходимым, т. к. в противном случае анод будет не только нагрет, но и более или менее сильно раскален, а степень этого раскаления вообще приходится ограничивать как тугоплавкостью самого анода, так и тугоплавкостью стеклянного баллона, внутри которого анод заключен. Кроме того повышение температуры анода вызывает повышение температуры сетки, которая и без того бывает сильно нагрета бомбардировкой, что также может повести как к расплавлению сетки, так и к излучению ею электронов.

Весьма трудно было бы указать пределы, до которых в данном случае практически можно идти; но они в известной мере могут быть почувствованы из сопоставления следующих цифр: красное каление больших матовых поверхностей в пустоте начинается приблизительно при затрате 5 ватт на квадратный сантиметр излучающей поверхности, между тем как трубка, рассчитанная на колебательную мощность, например в 1 киловатт, в условии нормальной работы при наиболее выгодной отдаче в нагрузочную цепь должна тратить внутри

К статье М. А. Ботт-Эрнстена: „Намагниченные реле для передатчиков“.

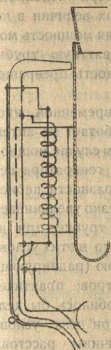


Черт. 2.

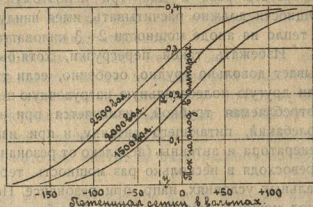


Черт. 1

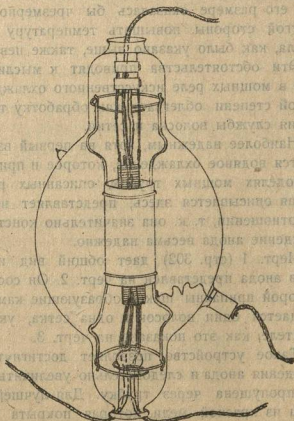
Детали М.А. Бонн-Борзубера: "Намагниченность для перегретых."



Черт. 3.



Черт. 5.



Черт. 6.

себя также около одного киловатта, превращая эту мощность в тепло, идущее главным образом на нагревание анода. При неполной же отдаче или при невыгодных соотношениях различных величин в колебательных контурах, питаемых трубкой, эта последняя мощность может возрасти раза в два—три и поэтому однокиловаттную трубку в сущности должно рассчитывать, имея ввиду возможность превращения в тепло на аноде мощности 2—3 киловатта.

Избежать такой перегрузки, хотя-бы кратковременной, иногда бывает довольно трудно, особенно, если трубка работает на антенну, или другую колебательную нагрузочную цепь. В этом случае мощность, потребляемая трубкой, изменяется при настройке генератора незат. колебаний, питающего антенну, и при известной разности периодов генератора и антенны (недалеко от резонанса) она резко увеличивается, превосходя в несколько раз мощность, теряемую в трубке при нормальных условиях, напр. при резонансе. Понятно, что в этих условиях анод мощных трубок должен был бы иметь внешнюю (радирующую) поверхность в несколько сот квадратных сантиметров; практически это неосуществимо не только потому, что понадобилось бы делать трубку грандиозных размеров, но и потому, что при этих условиях невозможно было-бы соблюсти необходимые величины расстояний между внутренними частями приборов. Поверхность анода при большом его размере оказалась бы чрезмерно удаленной от волоска. С другой стороны повышать температуру анода выше некоторого предела, как было указано выше, также невозможно.

Эти обстоятельства приводят к мысли о необходимости применения в мощных реле искусственного охлаждения анода, что в значительной степени облегчает как обработку трубки при откачке, так и условия службы волоска и сетки.

Наиболее надежным, хотя на первый взгляд несколько сложным, является водяное охлаждение, которое и применялось мною в нескольких моделях мощных трубок, описанных ранее. Последняя модель, которая описывается здесь, представляет некоторый шаг вперед в этом отношении, т. к. она значительно конструктивнее предыдущих и охлаждение анода весьма надежно.

Черт. 1 (стр. 302) дает общий вид и размеры этой трубки. Разрез анода представлен на черт. 2. Он состоит из медной трубки T , к которой припаяны щеки, образующие камеры q . В каждой камере помещается один волосок и одна "сетка, укрепленные на стеклянном держателе, как это показано на черт. 3.

Такое устройство позволяет достигнуть весьма совершенного охлаждения анода и следовательно увеличить мощность, которая может быть пропущена через трубку. Для лучшей теплопроводности анод сделан из красной меди, которая покрыта довольно толстым слоем никкеля. Для накала четырех волосков требуется 16 ампер при 12 вольтах; нормальное напряжение в цепи анода 2000 вольт, но оно

может быть доведено до 3000 вольт. Характеристика этого реле показана на черт. 4. Это реле предназначено для передающих установок, и в частности для радиотелефонирования. На радиотелефонной станции в Москве включаются параллельно шесть таких реле, но при этом одновременно в каждом реле горит только два волоска.

Наибольшая колебательная мощность, которая была получена от одного такого реле, равнялась 1,25 кв; при этом отдача достигала 40%, если учитывать и потери на накал волосков.

Судя по данным, помещенным в Radio Review за 1919 и по ноябрь 1920 г., водяное охлаждение анода в заграничной практике пока не применено. Обычная колебательная мощность трубки, предназначенной для передачи, повидимому не превосходит 200-500 ватт.

В качестве примера такой трубки, привожу здесь английскую трубку, типа 4 А, данные о которой взяты из октябрьского номера Radio Review за 1919 г.

Чертеж 5 (стр. 303) дает ее характеристику, а черт. 6 общий вид.

Ноябрь 1920 г.
Радиолaborатория, Н.-Новгород.

Расчет воздушного противовеса.

И. Г. Кляцкина.

В журналах „Вестник Военной Радиотелеграфии и Электротехники“ за 1917 г. № 1 и № 2 и „Телеграф. я и Телефония без проводов“ за 1918 г. № 1 мною был дан расчет емкости радиосети относительно земли. Продолжением этой работы является естественно расчет емкости сеть — противовес, о важности которого для радиоинженера говорить не приходится. Материалы по теории данного расчета были переданы мною моему ученику с радиокурсов Моск. Общ. Выс. Электротехн. курсов И. Г. Кляцкину, которым они и были приведены в окончательную форму, предлагаемую читателям. Конечно данная работа являясь лишь первым приближением к действительности, но я полагаю, что и оно является ценным материалом для проектирующего, устанавливая исходные пункты для выбора размеров и величин, характеризующих противовес.

Проф. М. Шулейкин.

Соколынки. Радиостанция.

10 Декабря 1920 г.

§ 1. Емкость радиосети обычно образовывается системой проводов, расположенных над поверхностью земли и уровнем „грунтовых вод“. Под последним термином мы будем разумеать поверхность равного потенциала и полагаем ее эквивалентной идеальному проводнику. Благодаря этому мы можем влияние земли заменить зеркальным изображением наших проводов относительно указанной поверхности, не изменяя электрического поля, и определить таким образом емкость данной системы. Для того, чтобы зарядить такую сеть, источник электродвижущей силы соединяем с одной стороны с сетью, с другой стороны с уровнем грунтовых вод, т. е. „заземляем сеть“.

Бывают однако случаи, когда уровни грунтовых вод не удастся достигнуть; тогда применяют „воздушный противовес“.

Воздушный противовес представляет собою ряд проводников, расположенных под сетью, и должен заменить собою „заземление“. Источник электродвижущей силы в этом случае присоединяют с одной стороны к сети, с другой к противовесу. Расчет противовеса заключается в том, чтобы емкость между ним и сетью возможно менее отличалась от той емкости, которая была бы при заземлении сети.

§ 2. Расчет воздушного противовеса мы будем вести по методу зеркального изображения, принимая уровень грунтовых вод за поверхность равного потенциала. При этом мы допустим, что между проводами и этой поверхностью находится однородная среда с диэлектрической постоянной равной единице. Чтобы выяснить картину явления, мы сначала разберем случай одного горизонтального провода, противовесом которому служит такой же провод, расположенный ему параллельно в одной с ним вертикальной плоскости.

Пусть на высоте H от поверхности уровня грунтовых вод находится проводник диаметром в 2ρ и параллельно ему на высоте h находится другой такой же проводник (черт. 1 стр. 308). Если бы другого проводника не было и мы включили бы источник электродвижущей силы между первым и уровнем грунтовых вод, то все электрические силовые линии расположились бы между ними, и емкость горизонтального проводника была бы равна:

$$C = \frac{l}{4,605 \log \frac{2H}{\rho}} \quad (\text{все размеры в см}). \quad (1)$$

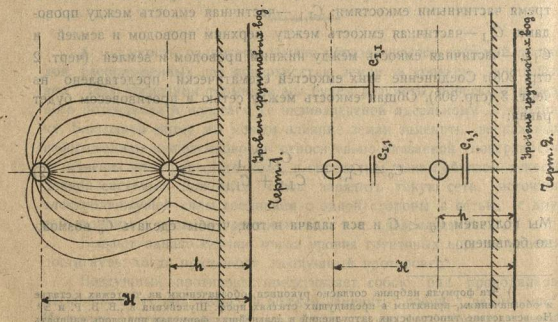
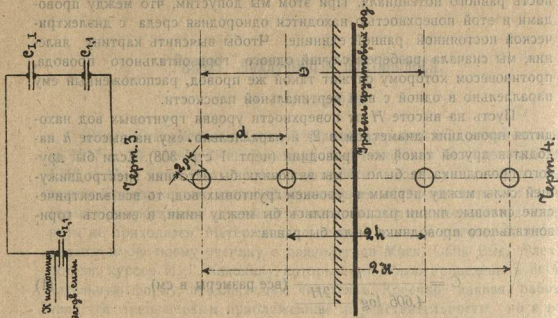
В данном случае, присоединяя источник эдс к обоим проводникам, мы заряжаем первый до потенциала V_I , второй до потенциала V_{II} . Силовые линии будут проходить частью между проводами, частью уходить в землю (черт. 1 стр. 308). Поэтому мы будем иметь дело с тремя частичными емкостями: $C_{I,I}$ — частичная емкость между проводами, $C_{I,II}$ — частичная емкость между верхним проводом и землей и $C_{II,I}$ — частичная емкость между нижним проводом и землей (черт. 2 стр. 308). Соединение этих емкостей схематически представлено на черт. 3 (стр. 308). Общая емкость между сетью и противовесом будет равна:

$$C_0 = C_{I,I} + \frac{C_{I,II} C_{II,I}}{C_{I,II} + C_{II,I}}. \quad (2)$$

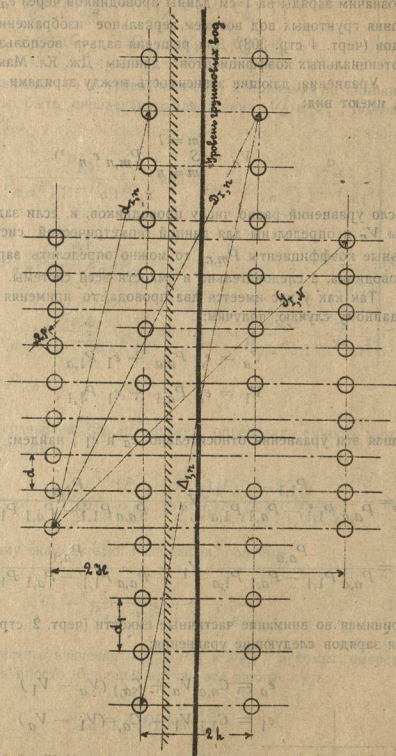
Мы получаем $C_0 < C$ и вся задача в том, чтобы сделать C_0 возможно большею.

¹⁾ Эта формула набрана согласно рукописи, обозначениям на чертежах к статье и обозначениям, принятым в предыдущих статьях проф. Шулейкина в „В. В. Р. и Э“. Но вследствие типографских затруднений в дальнейших формулах пришлось набирать a вместо римской цифры I, b вм. II, c вм. III.

По той же причине во всех формулах для знака суммы вместо обычного Σ набрана буква S .



Краткое изложение.



§ 3. Итак, определим емкость между одним проводом, заряженным до потенциала V_a , и другим, заряженным до потенциала V_1 . Обозначим заряды на 1 см длины проводников через e_a и e_1 и вместо уровня грунтовых вод возьмем зеркальное изображение наших проводов (черт. 4 стр. 308). Для решения задачи воспользуемся методом „потенциальных коэффициентов“, данным Дж. Кл. Максвеллом.

Уравнения, дающие зависимость между зарядами и потенциалами, имеют вид:

$$V_n = \sum_{m=1}^n P_{m,n} e_m \quad (3)$$

Число уравнений равно числу проводников, и, если заданы потенциалы V_n и определены для данной геометрической системы потенциальные коэффициенты $P_{m,n}$, то можно определить заряд e_n каждого проводника, а следовательно и емкости всей системы.

Так как у нас имеется два провода, то применяя уравнения (3) к данному случаю, получим:

$$\left. \begin{aligned} V_a &= e_a P_{a,a} + e_1 P_{1,a} \\ V_1 &= e_a P_{a,1} + e_1 P_{1,1} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Решая эти уравнения относительно e_a и e_1 , найдем:

$$\left. \begin{aligned} e_a &= \frac{P_{1,1}}{P_{a,a} P_{1,1} - P_{a,1} P_{1,a}} V_a - \frac{P_{1,a}}{P_{a,a} P_{1,1} - P_{a,1} P_{1,a}} V_1 \\ e_1 &= \frac{P_{a,a}}{P_{a,a} P_{1,1} - P_{a,1} P_{1,a}} V_1 - \frac{P_{a,1}}{P_{a,a} P_{1,1} - P_{a,1} P_{1,a}} V_a \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Принимая во внимание частичные емкости (черт. 2 стр. 308), получим для зарядов следующие уравнения:

$$\left. \begin{aligned} e_a &= C_{a,a} V_a + C_{a,1} (V_a - V_1) \\ e_1 &= C_{1,1} V_1 + C_{a,1} (V_1 - V_a) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

¹⁾ Подробности о выводе данных уравнений см. М. Шулейкин „Расчет емкости радиосети. Вестник воен. радиотел. и электротехники“ № 1 за 1917 г. или сокращенно „ТГТбп“ за 1918 г. № 1, см. также Maxwell. Treat. on electricity and magnetism. Vol. 1.

или

$$\left. \begin{aligned} e_a &= (C_{a,a} + C_{a,1}) V_a - C_{a,1} V_1 \\ e_1 &= (C_{1,1} + C_{a,1}) V_1 - C_{a,1} V_a \end{aligned} \right\} (7)$$

Сравнивая уравнения (7) с уравнениями (5) и принимая во внимание, что они должны быть справедливы для всяких V_a и V_1 , получим, т. к. $P_{a,1} = P_{1,a}$:

$$\left. \begin{aligned} C_{a,a} + C_{a,1} &= \frac{P_{1,1}}{P_{a,a}P_{1,1} - P_{a,1}P_{1,a}} \text{ или } C_{a,a} = \frac{P_{1,1} - P_{a,1}}{P_{a,a}P_{1,1} - P_{a,1}^2} \\ C_{a,1} &= \frac{P_{a,1}}{P_{a,a}P_{1,1} - P_{a,1}P_{1,a}} \\ C_{1,1} + C_{a,1} &= \frac{P_{a,a}}{P_{a,a}P_{1,1} - P_{a,1}P_{1,a}} \text{ или } C_{1,1} = \frac{P_{a,a} - P_{a,1}}{P_{a,a}P_{1,1} - P_{a,1}^2} \end{aligned} \right\} (8,9)$$

так как $P_{a,1} = P_{1,a}$.

Согласно уравнения (2) мы можем определить емкость между сетью и противовесом:

$$C_0 = \frac{P_{a,1}}{P_{a,a}P_{1,1} - P_{a,1}^2} + \frac{(P_{1,1} - P_{a,1})(P_{a,a} - P_{a,1})}{(P_{a,a}P_{1,1} - P_{a,1}^2)(P_{a,a} + P_{1,1} - 2P_{a,1})}. \quad (10)$$

Приводя к одному знаменателю и сокращая, получим:

$$C_0 = \frac{1}{P_{a,a} + P_{1,1} - 2P_{a,1}}. \quad (11)$$

Итак, если известны значения $P_{a,a}$, $P_{1,1}$ и $P_{a,1}$, искомая емкость получается очень просто. В нашем случае все данные суть:

$$\left. \begin{aligned} P_{a,a} &= 4,605 \log \frac{2H}{r} \\ P_{1,1} &= 4,605 \log \frac{2h}{r} \\ P_{a,1} &= 4,605 \log \frac{D}{d} \end{aligned} \right\} (12)$$

Подставляя значения P из уравнений (12) в уравнение (11), получим значение для емкости сеть—противовес равным:

$$C_0 = \frac{1}{4,605 \left(\log \frac{2H}{\rho} + \log \frac{2h}{\rho} - 2 \log \frac{D}{d} \right)} = \frac{1}{4,605 \log \frac{4Hh d^2}{\rho^2 D^2}}. \quad (13)$$

Уравнения (11) и (13) решают вопрос для одного проводника полностью. Перейдем теперь к решению общего случая.

§ 4. Пусть нам задана сеть, состоящая из N параллельных проводов с диаметром $= 2\rho$, находящихся на расстоянии d друг от друга и подвешенных на высоте H над уровнем грунтовых вод. Противовесом служат n таких же проводов, расположенных на расстоянии d_1 друг от друга и находящихся на высоте h (черт. 5 стр. 309). Присоединяя источник эдс к сети и к противовесу, мы заряжаем сеть до потенциала V_N и противовес до потенциала V_n . Мы можем считать, что заряды и в сети, и в противовесе распределяются равномерно; обозначим заряд, приходящийся на 1 см длины провода сети, через e_a и заряд, приходящийся на 1 см длины провода противовеса, через e_1 . Тогда зависимость между потенциалами и зарядами выразится так:

$$\left. \begin{aligned} V_N &= e_a S_{PN,a} + e_1 S_{Pn,a} \\ V_n &= e_a S_{PN,1} + e_1 S_{Pn,1} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Решая уравнения (14) относительно e_a и e_1 , получим:

$$\left. \begin{aligned} e_a &= V_N \frac{S_{Pn,1}}{S_{PN,a} S_{Pn,1} - S_{PN,1} S_{Pn,a}} - \\ &\quad - V_n \frac{S_{Pn,a}}{S_{PN,a} S_{Pn,1} - S_{PN,1} S_{Pn,a}} \\ e_1 &= V_n \frac{S_{PN,a}}{S_{PN,a} S_{Pn,1} - S_{PN,1} S_{Pn,a}} - \\ &\quad - V_N \frac{S_{PN,1}}{S_{PN,a} S_{Pn,1} - S_{PN,1} S_{Pn,a}} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Принимая во внимание то, что было сказано в § 2 о частичных емкостях, и обозначая частичные емкости: $S_{CN,a}$ — емкость одного проводника сети по отношению к другим проводникам сети и к земле, $S_{Cn,1}$ — емкость одного проводника противовеса по отношению к

другим проводникам противовеса и к земле, $SC_{N,1}$ — емкость между сетью и одним проводом противовеса и $SC_{n,a}$ — емкость между противовесом и одним проводом сети, получим:

$$\left. \begin{aligned} e_a &= V_N SC_{N,a} + (V_N - V_n) SC_{n,a} \\ e_1 &= V_n SC_{n,1} + (V_n - V_N) SC_{N,1} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

или

$$\left. \begin{aligned} e_a &= V_N (SC_{N,a} + SC_{n,a}) - V_n SC_{n,a} \\ e_1 &= V_n (SC_{n,1} + SC_{N,1}) - V_N SC_{N,1} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Сравнивая уравнения (17) с уравнениями (15) и принимая во внимание, что они должны удовлетворяться при любых значениях V_N и V_n , получим:

$$\left. \begin{aligned} SC_{N,a} + SC_{n,a} &= \frac{S_{PN,1}}{S_{PN,a} S_{PN,1} - S_{PN,1} S_{PN,a}} \\ \text{или } SC_{Na,1} &= \frac{S_{PN,1} - S_{PN,a}}{S_{PN,a} S_{PN,1} - S_{PN,1} S_{PN,a}} \\ SC_{n,a} &= \frac{S_{PN,a}}{S_{PN,a} S_{PN,1} - S_{PN,1} S_{PN,a}} \\ SC_{n,1} + SC_{N,1} &= \frac{S_{PN,a}}{S_{PN,a} S_{PN,1} - S_{PN,1} S_{PN,a}} \\ \text{или } SC_{n,1} &= \frac{S_{PN,a} - S_{PN,1}}{S_{PN,a} S_{PN,1} - S_{PN,1} S_{PN,a}} \\ SC_{N,1} &= \frac{S_{PN,1}}{S_{PN,a} S_{PN,1} - S_{PN,1} S_{PN,a}} \end{aligned} \right\} \quad (18,19)$$

Так как все провода сети находятся под одним и тем же потенциалом и заряды на них также одинаковы, то и емкости их равны между собой. То же можно сказать и о проводах противовеса. Поэтому мы можем сказать, что частичная емкость сети относительно земли будет

равна $NS_{CN,a}$, частичная емкость противовеса относительно земли будет равна $nSC_{n,1}$, частичная емкость между сетью и противовесом равна $NS_{CN,a}$. Но так как последнюю емкость можно выразить также через $nSC_{N,1}$, то мы можем написать:

$$NS_{CN,a} = nSC_{N,1} \quad (20)$$

Принимая во внимание уравнение (19), получим:

$$NS_{PN,a} = nS_{PN,1} \quad (21)$$

Согласно полученным выводам мы можем определить на основании уравнения (2) и чертежа 3 общую емкость между сетью и противовесом равной:

$$C_0 = NS_{CN,a} + \frac{NS_{CN,a} \cdot nSC_{n,1}}{NS_{CN,a} + nSC_{n,1}} \quad (22)$$

Представляя значения SC из уравнения (1), получим:

$$C_0 = \frac{N(NS_{PN,a}S_{PN,1} - NS_{PN,a}S_{PN,a} + nS_{PN,a}S_{PN,1} - nS_{PN,1}S_{PN,a})}{(S_{PN,a}S_{PN,1} - S_{PN,1}S_{PN,a})(NS_{PN,1} - NS_{PN,a} + nS_{PN,a} - nS_{PN,1})} \quad (23)$$

Согласно уравнению (21):

$$\left. \begin{aligned} NS_{PN,a}S_{PN,1} &= nS_{PN,1}S_{PN,1} \\ NS_{PN,a}S_{PN,a} &= nS_{PN,1}S_{PN,a} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Произведя в числителе эту замену и сокращая дробь, получим:

$$C_0 = \frac{Nn}{NS_{PN,1} + nS_{PN,a} - NS_{PN,a} - nS_{PN,1}} \quad (25)$$

Этой формулой и решается общий вопрос о емкости сети относительно противовеса.

§ 5. Пусть нам даны сеть и противовес. Если бы сеть была заземлена, то ее емкость была бы равна:

$$C = \frac{N}{S_{PN,a}} \quad (26)$$

Полученная нами формула (25) отличается от формулы (26), и противовес тогда будет удовлетворять своему назначению, когда это отличие будет достаточно малым. Заметим, что $S_{PN,a}$ и $S_{PN,1}$ мы можем определить, если известно число проводов сети N и расположение сети и противовеса. Искомым обычно является n и вместе с тем $S_{PN,1}$. Принимая это во внимание, представим нашу формулу (25) в другом виде:

$$C_0 = \frac{N}{S_{PN,a} - 2S_{PN,1} + \frac{N}{h} S_{PN,1}} = \frac{N}{S_{PN,a}} \cdot \frac{1}{1 - 2\frac{S_{PN,1}}{S_{PN,a}} + \frac{NS_{PN,1}}{nS_{PN,a}}} \quad (27)$$

или иначе

$$C_0 = C \cdot \frac{1}{1 + \alpha}, \quad (28)$$

где

$$\alpha = \frac{NS_{PN,1}}{hS_{PN,a}} - 2\frac{S_{PN,1}}{S_{PN,a}} \quad (29)$$

При увеличении числа проводов противовеса уменьшается $S_{PN,1}$ и вместе с тем уменьшается α , но это уменьшение происходит не прямо пропорционально числу проводов противовеса, но медленнее и поэтому обычно выгодно доводить α до 0,1 — 0,2. Дальше увеличивать число проводов не имеет смысла.

Приведем теперь пример такого расчета. Пусть нам дана T -образная сеть, высотой в 58 метров. Вследствие большой глубины грунтовых вод—30 метров устроен на высоте 2,5 метра от земли воздушный противовес. Горизонтальная часть сети состоит из 12 проводов, расположенных в одной плоскости на расстоянии 50 см друг от друга.

1) См. „Тел. и Тел. бпр.“ № 1.

Диаметр проводников - 0,3 см. Противовес должен состоять из таких же проводов, расположенных на расстоянии 50 см друг от друга, и вопрос состоит в том, сколько проводов взять.

Для решения этой задачи обратимся к формуле (27) и определим сначала потенциальные коэффициенты:

$$\left. \begin{aligned} S_{PN,a} &= 4,605 \log \frac{2H}{\rho} \frac{G_{a,b} \dots G_{a,N}}{d^{(N-1)}(N-1)!} \\ S_{PN,1} &= 4,605 \log \frac{D_{a,1} \dots D_{N,1}}{d_{a,1} \dots d_{N,1}} \\ S_{Pn,1} &= 4,605 \log \frac{2h}{\rho} \frac{\Delta_{1,2} \cdot \Delta_{1,3} \dots \Delta_{1,n}}{d_1 (n-1) (n-1)} \end{aligned} \right\} (30)$$

(35) Найдем сначала $S_{PN,a}$:

$$2H = 2 (5800 + 3000) = 17600 \text{ см}, d = 50 \text{ см}, N = 12, \rho = 0,15 \text{ см};$$

$$\log 2H = 4,245; G_{a,b} = \sqrt{(2H)^2 + d^2} = \sqrt{309762500}; \log G_{a,b} = 4,245$$

$$(32) \quad G_{a,XII} = \sqrt{(2H)^2 + (11d)^2} = \sqrt{310062500}; \log G_{a,XII} = 4,245$$

Итак мы можем написать:

$$(32) \quad \log G_{a,b} \approx \log G_{a,c} \approx \dots \log 2H = 4,245,$$

$$S_{PN,a} = 4,605 (12 \log 2H - 11 \log d - \log 11! - \log \rho),$$

$$S_{N,a} = 117,3.$$

Теперь перейдем к определению $S_{PN,1}$:

$$D_{a,1} = H + h = 12050 \text{ см} \quad \log D_{a,1} = 4,081$$

$$D_{XII,1} = \sqrt{(H+h)^2 + (11d)^2} = \sqrt{145505000} \text{ см} \quad \log D_{XII,1} = 4,081$$

$$d_{a,1} = H - h = 5500 \text{ см} \quad \log d_{a,1} = 3,744$$

$$d_{XII,1} = \sqrt{(H-h)^2 + (II d)^2} = \sqrt{31105000} \text{ см} \quad \log d_{XII,1} = 3,744$$

Поэтому можем написать:

$$s_{PN,1} = 4,605 (12 \cdot 4,081 - 12 \cdot 3,744) = 18,57.$$

Отсюда получаем:

$$\frac{2s_{PN,1}}{s_{PN,a}} = \frac{2 \cdot 18,57}{117,3} = 0,32.$$

$s_{PN,1}$ мы определим для нескольких значений n , причем каждый раз будем определять α согласно формуле (29).

$$s_{PN,1} = 4,605 \log \frac{2h \Delta_{1,2} \cdot \Delta_{1,3} \dots \Delta_{1,n}}{\rho d_1^{(n-1)} (n-1)!}$$

$$2h = 2(250 + 3000) = 6500 \text{ см}; \log 2h = 3,813; \rho = 0,15 \text{ см}; d_1 = 50 \text{ см}$$

1) Для $n = 12$.

$$\Delta_{1,12} = \sqrt{(2h)^2 + (II d_1)^2} = \sqrt{42552500}; \log \Delta_{1,12} = 3,814$$

$$\log 2h \cdot \Delta_{1,2} \cdot \Delta_{1,3} \dots \Delta_{1,n} \approx 12 \cdot 3,8135 = 45,76;$$

$$\log 50^{11} = 18,689; \log 11! = 7,601; \log 0,15 = 1,176;$$

$$s_{PN,1} = 93,5; \frac{Ns_{PN,1}}{ns_{PN,a}} = 0,8; \alpha = 0,44.$$

2) Для $n = 20$.

$$\Delta_{1,20} = \sqrt{(2h)^2 + (19d_1)^2} = \sqrt{43152500}; \log \Delta_{1,20} = 3,817;$$

$$\log 2h \cdot \Delta_{1,2} \cdot \Delta_{1,3} \dots \Delta_{1,20} \approx 20 \cdot 3,815 = 76,3;$$

$$\log 50^{19} = 32,3; \log 19! = 17,1; \log p \cdot d_1(n-1)(n-1)! = 48,6;$$

$$s_{Pn,1} = 127,6; \frac{N s_{Pn,1}}{n s_{PN,a}} = 0,65; \alpha = 0,33.$$

3) Для $n = 30$.

$$\Delta_{1,30} = \sqrt{(2h)^2 + (29d_1)^2} = \sqrt{44352500}; \log \Delta_{1,30} = 3,823;$$

$$\log 2h \cdot \Delta_{1,2} \cdot \Delta_{1,3} \dots \Delta_{1,30} \approx 30 \cdot 3,818 = 114,54;$$

$$\log 50^{29} = 49,3; \log 29! = 30,9; \log p \cdot d_1(n-1)(n-1)! = 79,4;$$

$$s_{Pn,1} = 161,9; \frac{N s_{Pn,1}}{n s_{PN,a}} = 0,55; \alpha = 0,23.$$

4) Для $n = 40$.

$$\Delta_{1,40} = \sqrt{(2h)^2 + (39d)^2} = \sqrt{46052500}; \log \Delta_{1,40} = 3,832;$$

$$\log 2h \cdot \Delta_{1,2} \cdot \Delta_{1,3} \dots \Delta_{1,40} \approx 40 \cdot 3,822 = 152,88;$$

$$\log 50^{39} = 66,3; \log 39! = 46,3; \log p \cdot d(n-1)(n-1)! = 111,8.$$

$$s_{Pn,1} = 188,8; \frac{N s_{Pn,1}}{n s_{PN,a}} = 0,48; \alpha = 0,16.$$

Итак при 40 проводах мы имеем уже хороший результат и получим емкость:

$$C_0 = C \cdot \frac{1}{1,16} = 0,87 C.$$

Далее увеличивать число проводов не стоит, как это видно из

диаграмм (черт. 6 и 7 стр. 320), где указана зависимость α и $\frac{C_0}{C}$ от числа проводов n . Кроме n мы можем изменять расстояние между проводами противовеса d_1 . Зависимость между $\frac{C_0}{C}$ и расстоянием d_1 показана на отдельной диаграмме (черт. 8 стр. 320). При большем расстоянии между проводами, можно число проводов взять меньше.

Этим примером мы и закончим расчет противовеса.

Приложение 1.

Заметим, что, пользуясь формулами (16) и (19), мы могли бы определить общую емкость сети относительно земли C_N и общую емкость противовеса относительно земли.

А именно: принимая во внимание, что потенциалы сети и противовеса можно считать равными по абсолютной величине и противоположными по знаку:

$$V_N = -V_n, \quad (31)$$

получим на основании формулы (17):

$$\left. \begin{aligned} e_a &= V_N (SC_{N,a} + 2SC_{n,a}) \\ e_1 &= V_n (SC_{n,1} + 2SC_{N,1}) \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

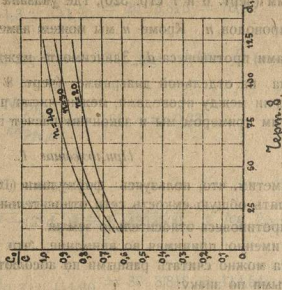
Но так как заряд сети равен Ne_a , а заряд противовеса равен ne_1 , то

$$\left. \begin{aligned} C_N &= \frac{Ne_a}{V_N} = N(SC_{N,a} + 2SC_{n,a}) \\ C_n &= \frac{ne_1}{V_n} = n(SC_{n,1} + 2SC_{N,1}) \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

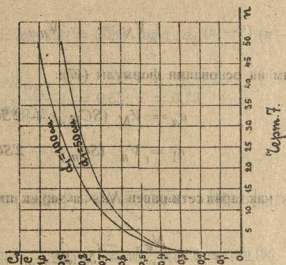
Подставляя значения из уравнений (19), получим:

$$\left. \begin{aligned} C_N &= \frac{N(SP_{n,a} + SP_{n,a})}{SP_{N,a} SP_{n,1} - SP_{n,a} SP_{N,1}} \\ C_n &= \frac{n(SP_{N,a} + SP_{N,1})}{S_{N,a} SP_{n,1} - SP_{n,a} SP_{N,1}} \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

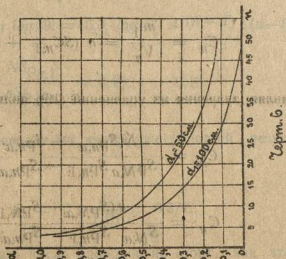
К статье И.Б. Казюкина.



Черт. 8.



Черт. 7.



Черт. 6.

Для одного провода, противовесом которому служит также один провод, получим соответственно:

$$\left. \begin{aligned} C_a &= \frac{P_{1,1} + P_{a,1}}{P_{a,a} P_{1,1} - P_{a,1}^2} \\ C_1 &= \frac{P_{a,a} + P_{a,1}}{P_{a,a} P_{1,1} - P_{a,1}^2} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Эти формулы (34) и (35) решают вопрос, но для нашего расчета не имеют значения, так как расчетной емкостью будет емкость сеть — противовес, полученная из формулы (25).

Работа сложного незатухающего радиоотправителя.

Проф. А. Петровского.

Доложено на I-м Всероссийском Радиотехническом Съезде 11 сентября 1920 г.

1. Сложный незатухающий радиоотправитель представляет схематически две цепи. В первую цепь входят: генератор незатухающих колебаний высокой частоты, первичный вариометр и конденсатор; во вторую—радиосеть, вторичный вариометр и бесшунтовый амперметр. Кроме того в каждую из цепей могут входить другие измерительные и вспомогательные приборы, присутствие которых не обязательно.

Схематически такой радиоотправитель представлен на черт. 1 (стр. 329); из этой схемы видно, что в первичной цепи действует эдс генератора e и имеется сопротивление R_1 (слагается из сопротивления проводников, а также потерь в генераторе и конденсаторе), самоиндукция L_1 (слагается из самоиндукции обмотки генератора и вариометра) и емкость C_1 , почти полностью сосредоточенная в конденсаторе.

Во вторичной цепи имеется также сопротивление R_2 (слагается из сопротивления проводников, сопротивления заземления и потери на эл. истечения), самоиндукция L_2 (слагается из самоиндукции сети и вторичного вариометра), емкость сети C_2 и излучение, величина которого определяется постоянной излучения сети S_2 .

2. Дф. уравнения, выражающие прохождение тока в обеих цепях, имеют вид:

$$e = R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + v_1 + M \frac{di_2}{dt},$$

$$i_1 = C_1 \frac{dv_1}{dt},$$

$$0 = R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + v_2 - S_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + M \frac{di_1}{dt},$$

$$i_2 = C_2 \frac{dv_2}{dt}.$$

Не считаясь с высшими гармониками, будем предполагать эдс синусоидальной, т. е. писать:

$$e = E \sin(\omega t + \alpha).$$

В таком случае токи и напряжения при установившемся режиме выразятся:

$$i_1 = I_1 \sin(\omega t + \varphi_1),$$

$$i_2 = I_2 \sin(\omega t + \varphi_2),$$

$$v_1 = V_1 \sin(\omega t + \psi_1),$$

$$v_2 = V_2 \sin(\omega t + \psi_2).$$

3. Действие незатухающего радиоотправителя при установившемся режиме может быть изображено при помощи векториальной диаграммы, которая строится в следующем порядке (черт. 2).

Принимая ось абсцисс OX за направление вторичного тока i_2 , откладываем перпендикулярно к ней от точки O отрезок $\overline{OA} = L\omega I_2$ (вектор вторичной самоиндукции); от точки A откладываем вниз

отрезок $\overline{AB} = V_2 = \frac{I_2}{C_2 \omega}$ (вектор вторичной емкости); от точки B вправо

откладывается отрезок $\overline{BC} = R_2 I_2$ (вектор вторичного сопротивления);

затем на его продолжении отрезок $\overline{CK} = S_2 \omega^2 I_2$ (вектор излучения).

Соединив точку K с O , получим отрезок $\overline{KO}$, который, в силу третьего из дф. уравнений, должен представлять вектор взаимной индукции, а след. $\overline{KO} = M\omega I_1$.

Продолжив линию $\overline{KO}$ за точку O , откладываем на продолжении её от точки O отрезок $\overline{OD} = L_1 \omega I_1$ (вектор первичной самоиндукции), от точки D откладываем вдоль той же линии, но в обратном направлении,

отрезок $\overline{DE} = V_1 = \frac{I_1}{C_1 \omega}$ (вектор первичной емкости), от точки

E проводим линию параллельно оси ординат и откладываем на ней отрезок $\overline{EF} = M\omega I_2$ (вектор возвратной индукции), из точки F

проводим линию, перпендикулярную $\overline{KOD}$ и откладываем на ней отрезок $\overline{EG} = R_1 I_1$ (вектор первичного сопротивления). Соединив конец

этого вектора с точкой O , заключим построение, причем, в силу первого из дф. уравнений, отрезок $\overline{OG}$ представит собою вектор эдс, а след., будет равен E .

Как и в случае обычного резонанс-трансформатора, векториальная диаграмма может принимать девять типичных видов, соответствующих различным соотношениям величины емкости и самоиндукции в обоих цепях.

Полученная векториальная диаграмма походит на таковую резонанс-трансформатора, имеющего емкости в обоих цепях, и отличается от последней лишь тем, что во вторичную часть диаграммы входит еще *вектор излучения*; последний как бы удлиняет вектор вторичного сопротивления, следствием чего является, в свою очередь, увеличение длины вектора взаимной индукции и уменьшение угла наклона последнего к оси абсцисс.

Отсюда вытекает, что *вместе с излучением возрастает и сила первичного тока*. Последнее обстоятельство имеет следствием пропорциональное удлинение векторов, входящих в первичную часть диаграммы, а именно, вектора самоиндукции, вектора емкости и вектора первичного сопротивления, а также и увеличение длины вектора эдс. Вместе с тем вся первичная диаграмма изменяет положение, приближаясь к оси абсцисс.

4. Прилагая ко вторичной и первичной частям диаграммы рассуждения, известные из теории резонанс-трансформатора, можно получить выражения для всех величин, которыми можно характеризовать работу рассматриваемого прибора, а именно:

Коэффициент трансформации тока ϵ и расхождение фаз токов φ_{12} :

$$\epsilon = \frac{M\omega}{Z_2}, \quad \varphi_{12} = 90^\circ + \Delta_2,$$

где:

$$Z_2 = \sqrt{(R_2 + S_2 \omega^2)^2 + (L_2 \omega - \frac{1}{C_2 \omega})^2} = \sqrt{R_2'^2 + X_2'^2};$$

$$\operatorname{sn} \Delta_2 = \frac{X_2}{Z_2}; \quad \operatorname{cs} \Delta_2 = \frac{R_2'}{Z_2}.$$

Полное сопротивление Z и сдвиг фаз Δ в первичной цепи:

$$Z = \sqrt{R^2 + X^2}; \quad (11)$$

$$\operatorname{tg} \Delta = \frac{X}{R},$$

где величины R и X представляют ваттное и безваттное сопротивления и равны:

$$R = R_1 + R_2 \varepsilon^2 = R_1 + (R_2 + S_2 \omega^2) \varepsilon^2$$

$$X = X_1 - X_2 \varepsilon^2 = L_1 \omega - \frac{I}{C_1 \omega} - (L_2 \omega - \frac{I}{C_2 \omega}) \varepsilon^2.$$

Коэффициент трансформации напряжения ξ и расхождение фаз напряжений ψ_{12} :

$$\xi = \frac{\varepsilon}{C_2 \omega Z},$$

$$\psi_{12} = 180^\circ + \Delta + \Delta_2.$$

Амплитуды первичного тока I_1 , вторичного тока I_2 и напряжения V_2 :

$$I_1 = \frac{E}{Z} = \frac{E}{\sqrt{(R_1 + R_2 \varepsilon^2)^2 + (X_1 - X_2 \varepsilon^2)^2}}, \quad (b)$$

$$I_2 = \varepsilon I_1, \quad (a)$$

$$V_2 = \frac{I_2}{C_2 \omega}.$$

Коэффициент полезного действия радиоотправителя определяется отношением излучаемой мощности к полной расходуемой мощности т. е.:

$$\eta = \frac{S_2 \omega^2 I_2^2}{R_1 I_1^2 + R_2 I_2^2 + S_2 \omega^2 I_2^2},$$

что по подстановке и исключении I_1 дает:

$$\eta = \frac{S_2 \omega^2 \varepsilon^2}{R_1 + (R_2 + S_2 \omega^2) \varepsilon^2}.$$

5. Подготовке к действию предшествует т. н. настройка, т. е. отыскивание условий, при которых требуемый эффект достигается наиболее выгодным способом. Так как назначение отправителя — покрыть э.м. волной некоторое данное расстояние, что зависит от силы тока в радиосети, то за меру эффекта принимается величина силы вторичного

тока I_2 . Что же касается выгодности получения этого эффекта, то ее можно понимать двояко:

а) Можно требовать, чтобы данный эффект получался при наименьшей эд. силе.

б) Можно требовать, чтобы данный эффект получался при наименьшей силе первичного тока.

в) Можно требовать, чтобы данный эффект получался при наибольшем полезном действии установки.

Так как длина волны предполагается заданною, то настройку можно производить, подвергая изменению величины L_1 , C_1 , L_2 , C_2 и M . Результат, получаемый при изменении L_1 , не отличается существенно от такового, получаемого изменением C_1 , т. к. и та, и другая величина объединяются в величине X_1 ; равным образом, изменение L_2 дает в общем то же самое, что и изменение C_2 : их можно объединить в величине X_2 . Таким образом в руках экспериментатора остается три параметра: X_1 , X_2 и M , при помощи изменения которых и производится настройка.

Из изложенного ясно, что задача настройки есть:

а) Или получить при данной величине I_2 *minimum minimorum* величины E , изменяя X_1 , X_2 и M .

б) Или же получить при данной величине I_2 *minimum minimorum* величины I_1 , изменяя X_1 , X_2 и M .

в) Или получить при данной величине I_2 *maximum maximorum* величины η , изменяя X_1 , X_2 и M .

Так как речь идет об отправительной станции, расходующей более или менее значительную мощность, то приходится поставить на первый план вопрос об экономии, т. е. о получении наибольшего коэффициента полезного действия установки.

6. Поэтому рассмотрим прежде всего, при каких условиях можно иметь наибольшее полезное действие установки

Из формулы:

$$\eta = \frac{S_2 \omega^2 \varepsilon^2}{R_1 + (R_2 + S_2 \omega^2) \varepsilon^2} = \frac{S_2 \omega^2 \varepsilon^2}{R_1 + R_2 \varepsilon^2}$$

видно, что все три вышеуказанные переменные, при посредстве которых совершается настройка, объединены в одной, а именно в ε . Взяв производную, легко убедиться, что она всегда положительна, а след., η все время возрастает. Отсюда заключаем, что наибольшее значение η соответствует наибольшему значению ε . Но величина ε выражается формулой.

$$\varepsilon = \frac{M\omega}{Z_2} = \frac{M\omega}{\sqrt{R_2^{-1}{}^2 + X_2^{-2}}},$$

из которой видно, что наибольшее значение ε имеет место при соблюдении условий:

$$X_2 = 0, M = M_0.$$

Первое из них показывает, что *maximum maximorum* полезного действия установки будет тогда, когда вторичная цепь настроена в резонанс собственных свободных колебаний, а второе означает, что коэффициент взаимной индукции, след., и связь цепей должны иметь наибольшую возможную величину.¹⁾ Настройка первичной цепи на γ не влияет.

Значение ε , соответствующее *maximum maximorum*, равно:

$$\varepsilon_0 = \frac{M_0\omega}{R_2^{-1}}$$

Подставляя его в выражения (a) и (b), получим формулы для двух других интересующих нас величин, характеризующих явление:

$$I_1 = \frac{I_2}{\varepsilon_0} = \frac{R_2^{-1} I_2}{M_0\omega}, \quad (*)$$

$$E = I_1 \sqrt{(R_1 + R_2^{-1} \varepsilon_0^2)^2 + X_1^2}.$$

7. Так как γ не зависит от X_1 , то изменение последнего не будет влиять на коэффициент полезного действия, а потому им можно воспользоваться для того, чтобы, по мере возможности, удовлетворить другим требованиям. Рассматривая формулу (*), мы убеждаемся, что, при заданном значении I_2 , сила первичного тока I_1 зависит только от ε и притом изменяется обратно пропорционально последнему; вследствие этого, максимум величины ε , а след., и максимум γ совпадает с минимум силы первичного тока: таким образом, условие (b) удовлетворяется само собою.

Отсюда следует, что, изменяя X_1 , мы можем до известной степени удовлетворить и третьему требованию, иными словами, сохраняя

¹⁾ Известно, что наибольшее возможное значение для M есть: $M_0 = \sqrt{L_1^1 L_2^1}$, где L_1^1 и L_2^1 самоиндукции катушек связи.

максимум полезного действия и минимум силы первичного тока, заставит работать установку при наименьшей эдс.¹⁾

Так как под радикалом формулы стоят два положительных слагаемых, то наименьшее значение он получит тогда, когда слагаемое, подверженное изменению, делается равным нулю:

$$X_1 = 0.$$

Это показывает, что первичная цепь должна быть настроена в резонанс собственных свободных колебаний.

Принимая во внимание все три условия, найдем выражения для всех величин:

$$\varepsilon_0 = \frac{M_0 \omega}{R_2^2} = \frac{M_0 \omega}{R_2 + S_2 \omega^2}; \quad \Delta_2 = 0; \quad \varphi_{12} = 90^\circ;$$

$$Z_0 = R_0 = R_1 + R_2^2 \varepsilon_0^2 = R_1 + \frac{M_0^2 \omega^2}{R_2^2} = R_1 + \frac{M_0^2 \omega^2}{R_2 + S_2 \omega^2}; \quad \Delta = 0;$$

$$\xi_0 = \frac{\varepsilon_0}{C_2 \omega Z_0} = \frac{M_0 \omega}{C_2 \omega R_2^2 R_0} = \frac{M_0 \omega}{C_2 \omega [R_2^2 R_1 + M_0^2 \omega^2]} =$$

$$= \frac{M_0 \omega}{C_2 \omega [R_1 R_2 + R_1 S_2 \omega^2 + M_0^2 \omega^2]};$$

$$\psi_{12} = 180^\circ;$$

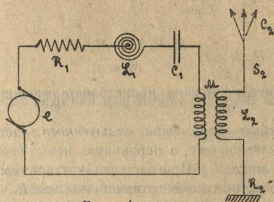
$$\eta = \frac{S_2 \omega^2 \varepsilon_0^2}{R_1 + (R_2 + S_2 \omega^2) \varepsilon_0^2} = \frac{S_2 M_0^2 \omega^4}{R_2^2 (R_1 R_2^2 + M_0^2 \omega^2)} =$$

$$= \frac{S_2 M_0^2 \omega^4}{(R_2 + S_2 \omega^2) (R_1 R_2 + R_1 S_2 \omega^2 + M_0^2 \omega^2)}.$$

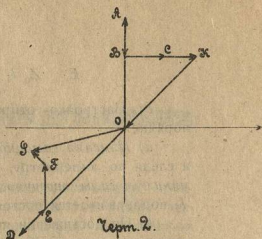
$$I_1 = \frac{I_2}{\varepsilon_0};$$

¹⁾ Это наименьшее значение не есть однако *minimum minimorum* эдс: можно было бы, ведя настройку иначе, получить ту же силу вторичного тока I при меньшей величине E , но это будет связано с усилением первичного тока I и с уменьшением коэффициента полезного действия. А именно, как уже известно из теории сложного резонанса, коэффициент полезного действия, соответствующий рассматриваемому случаю, равен 0,5.

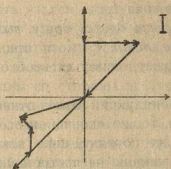
К станке проф. А. А. Темповского.



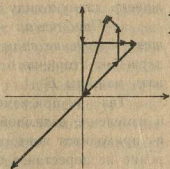
Черт. 1.



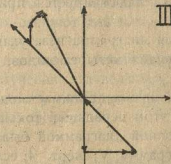
Черт. 2.



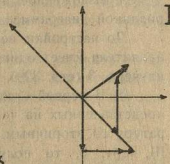
I



II

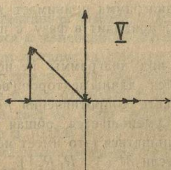


III

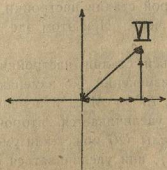


IV

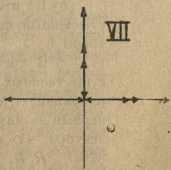
Черт. 3.



V



VI



VII

Черт. 4.

$$V_2 = \frac{I_2}{C_2 \omega};$$

$$E = Z_0 I_1 = R_0 I_1 = I_2 \frac{R_1 R_2^{-1} + M_0^2 \omega^2}{M_0 \omega}.$$

8. Настройка отправителя должна происходить в следующем порядке.

a) Изменяя самоиндукцию вариометра, включенного в радиосеть, и следя по амперметру, включенному в первичную цепь, подгоняем минимум силы первичного тока I_1 . При этом сила вторичного тока I_2 поддерживается постоянной при помощи изменения эдс E .

b) По достижении искомого минимума, изменяем самоиндукцию первичного вариометра и, следя по вольтметру, включенному параллельно альтернатору, подгоняем минимум эдс E_1 способный поддерживать данную силу вторичного тока I_2 .

с) Приближая катушки связи друг к другу, вызываем дальнейшее уменьшение силы первичного тока I_1 , хотя при этом, для поддержания вторичного тока I_2 , может оказаться необходимым увеличивать машины E .

Так как при изменении самоиндукций может отчасти происходить и изменение взаимной индукции, то, по окончании всех трех операций, их приходится повторять в том же порядке, пока, наконец, это повторение не перестанет оказывать влияние на настройку.

9. Изложенное весьма ясно иллюстрируется при помощи векторальной диаграммы.

До настройки векторальная диаграмма незатухающего радиопередатителя имеет один из следующих четырех видов, представленных на черт. 3 (стр. 329).

a) В первой стадии настройки она принимает один из двух видов, представленных на черт. 4; при этом первичный ток приходит в квадратуру со вторичным. Если исходной диаграммой была таковая I' или III, черт. 3, то получаем диаграмму V, черт. 4; если же исходной диаграммой была таковая II или IV, черт. 3, то получаем диаграмму VI, черт. 4.

b) Во второй стадии настройки диаграмма принимает вид, представленный на черт. При этом эдс E приходит в фазу с первичным током I_1 .

с) В третьей стадии настройки вид диаграммы не испытывает существенных изменений, но изменяются длины векторов: возвратной индукции, т. е. $E\bar{F} = M\omega I_2$ и первичного сопротивления $\bar{F}\bar{G} = R_1 I_1$; первый из них увеличивается, второй уменьшается, общая же длина вектора эд. силы OG может или уменьшаться (это имеет место, пока $M^2 \omega^2 < R_1 R_2^{-1}$), или увеличиваться (если $M^2 \omega^2 > R_1 R_2^{-1}$).

Основные задания для машин высокой частоты для радиопередачи.

И. Фреймана.

При тех глубоких различиях, которые существуют между принципами, лежащими в основе встречающихся на практике машин высокой частоты, может с первого взгляда показаться невозможным вывести какие либо достаточно определенные общие требования, одинаково приложимые ко всяким машинам, независимо от их системы. Однако общность задачи, которая ставится всем подобным машинам, и которая состоит в возбуждении незатухающих колебаний в радиосети, даст возможность выставить некоторые подобные общие требования, ибо сеть является наиболее существенным органом радиостановки, требующим со стороны других органов, в частности генератора колебаний, подчинения. Свойства же радиосети не могут изменяться беспредельно по желанию, и именно в двух важных отношениях, в отношении эффективной высоты и емкости они встречаются предел, ставящийся конструктивными соображениями.

Исходя из этих пределов для радиосети, мы выведем пределы, которые из них следуют для машин в отношении частоты тока и мощности его.

1. Мерой полезного действия радиосети может служить ее сопротивление излучения; эта величина, выражающаяся для сетей, имеющих пучность тока у поверхности земли и сосредоточенную емкость у верхнего конца, формулой

$$R_{\Sigma} = 1580 \frac{h^2}{\lambda^2} \text{ омов,} \quad (1)$$

где h эффективная высота, а λ длина волны, очевидно в сильной мере меняется с изменением частоты колебаний. При наиболее распространенном пределе высоты мачты в 100 мт сопротивление излучения в 1 ом получается при волне около 4000 мт; в таком случае отдача излучения будет около 20%; при волне в 10,000 мт сопротивление излучения падает до 0,162, отдача — приблизительно до 3%. Очевидно, что волна в 10,000 мт, т. е. частота тока 30,000 пер/сек. лежит уже вне приемлемых пределов. Повышение мачты выше 100 мт, однако, еще не представляет непреодолимых затруднений; мы имеем мачты в 200, 250 до 300 мт. В последнем случае однако эффективная высота

сети не достигает высоты мачт, ибо такая высота придается лишь какой либо одной опоре и пределом достигаемой в настоящее время эффективной высоты сети надо считать приблизительно 250 мт.

Таблица 1.

R_{Σ} (сопр. излучения) при высоте

f	λ метр	$h=100$ мт	$h=150$ мт	$h=200$ мт	$h=250$ мт
100.000	3.000	1,75	3,95	7,00	10,97
60.000	5.000	0,632	1,422	2,528	3,95
40.000	7.500	0,281	0,632	1,124	1,75
30.000	10.000	0,158	0,355	0,632	0,99
20.000	15.000	0,070	0,158	0,280	0,439
15.000	20.000	0,039	0,089	0,156	0,247
10.000	30.000	0,017	0,039	0,068	0,109

На прилагаемом чертеже 1 (стр. 339) и таблице 1 приведены значения сопротивления излучения при разных h и λ . Если довольствоваться отдачей излучения в 10%, то полагая для сети, при $h=250$ и длине собственной волны около 4000 мт, емкость около 15.000 см и затухание около 0,1, и имея на основании формулы

$$R = 150 \frac{g \cdot \lambda}{c} \quad (2)$$

для полного сопротивления сети 4 ома, мы получим для допустимого значения сопротивления излучения 0,4 ома, чему соответствует частота тока около 19.000 пер/сек.

2. К вопросу о допустимой наименьшей частоте тока в машинах, непосредственно (т. е. без трансформации частоты) питающих радиосеть, можно подойти еще с другой стороны, исходя из возможной предельной мощности машин. Само собой разумеется, что разумный предел мощности источника тока определяется пределом потребления энергии приемником. Имея в настоящем случае в качестве приемника энергии от машины радиосеть, затухание которой обыкновенно колеблется между 0,08 — 0,12, скажем, равняется в среднем 0,1, мы заключаем, что потребление ею энергии за время одного периода составит 0,2 запасенного в ней количества энергии. В этом нетрудно убедиться,

если принять во внимание, что количество запасенной в сети энергии можно представить формулой:

$$W = \frac{1}{2} L I^2, \quad (3)$$

где L самоиндукция сети и I амплитуда тока, а количество энергии, расходуемой за время T , равное периоду

$$w = \frac{1}{2} I^2 \cdot R \cdot T. \quad (4)$$

Из (3) и (4) мы имеем:

$$\frac{w}{W} = \frac{\frac{1}{2} I^2 R T}{\frac{1}{2} L I^2} = 2 \cdot \frac{R}{2L} \cdot T = 2\delta T = 2\theta. \quad (5)$$

Какое же количество энергии может запастись радиосеть. Это трудно вычислить, представив его себе в виде

$$W = \frac{1}{2} C V^2, \quad (6)$$

где C емкость сети, а V —максимальное напряжение.

Большие радиосети имеют емкость в 10.000—15.000 см. Двадцать тысяч сантиметров надо считать верхним пределом при зонтичной сети высотой 250 м; такая емкость могла бы например быть получена при радиусе верхней части > 450 м, а при высоте 100 м при радиусе > 280 м. Что же касается допустимого высшего напряжения, то для затухающих колебаний известен практический предел, указанный Гр. Арко, в 120 киловольт. Прилагать его непосредственно к сетям, работающим незатухающими колебаниями однако было бы неправильно, так как по исследованиям Райана корона при токах высокой частоты отличается очень большим поглощением энергии, и следовательно должна быть весьма тщательно избегнута. Самые же градиенты электрического поля, соответствующие началу короны, бывают несколько ниже, чем при токах технической частоты. Из опытов Райана над проводом $d = 0,92$ мм следует, что корона начинается при градиенте 45,8 кВ/см эффективных, т. е. около 64,6 кВ/см максимальных. При тех же условиях ток технической частоты начинает давать корону при градиенте 47,7 кВэфф/см. Разница между этими предельными градиентами получается около 4%.

Если принять во внимание, что при употребительных для сетей проводах $d = 3, 4, 5$ мм градиенты при технической частоте получаются по формуле Пика $g = 30 \left(1 + \frac{0,301}{Vr}\right)$ равными соответственно 53,4 кВ/см, 50 кВ/см, 48 кВ/см, то при высокой частоте мы получим

для начала короны градиенты

при $d = 3$ мм—51,0 максимальных киловольт на см.

(б) „ $d = 4$ мм—48,0 „ „ „

„ $d = 5$ мм—46,0 „ „ „

или вообще $g = 28,8 \left(1 + \frac{0,301}{Vr}\right)$.

(в) Отсюда мы, пользуясь формулой:

$$g = \frac{e}{r \cdot \lg \text{nat } R/r}, \quad (7)$$

где r радиус провода, а R радиус концентрического с ним цилиндра, можем найти напряжение e , которому соответствует начало короны.

Например при высоте в 100 мт, т. е. полагая $R = h = 100$ мт, корона начнется на проводе

$d = 3$ мм при 81 кV амплитуды.

$d = 4$ мм „ 100 кV „

$d = 5$ мм „ 123 кV „

Если бы высота подвеса была больше, то теоретически мы получили бы несколько большие значения предельных напряжений. Однако практически эти цифры не представляют особого интереса, ибо при устройстве сети всегда найдутся проводники, имеющие потенциал земли и расположенные ближе к проводам антенны. Высший предел заряда сети т. о. мог бы быть определен в 80 кV.

Количество энергии, запасенное сетью емкостью 0,020 $\mu\text{ф}$ (18.000 см), будет, согласно (6), 64 джоуля. Если затухание сети равно 0,1, то расход энергии за один период определяется в 12,8 дж, а следовательно, предельная мощность, которая может быть израсходована без короны на проводах, определится, смотря по частоте тока, числами, данными таблицей.

Если бы мы допустили $V = 100$ кV, то количество энергии, запасаемое сетью емкостью $C = 0,020$ $\mu\text{ф}$, дошло бы до 100 дж, а расход достиг бы значений, показанных в трех правых столбцах таблицы.

При отклонениях затухания сети от принятого среднего значения в 0,1 эти значения предельного расхода пропорционально изменялись бы. Однако, если принять во внимание, насколько небольших значений может достигать полезное сопротивление излучения (см. таблицу 2), то

большие затухания сетей значили бы только, что в них большие количества энергии тратятся понапрасну; такие затухания поэтому интереса не представляют.

Таблица II.

Предельная мощность в киловаттах, C в микрофарадах.

λ мт	f	$V_0 = 80$ киловольт			$V_0 = 100$ киловольт		
		$C = 0,02$	$C = 0,01$	$C = 0,005$	$C = 0,02$	$C = 0,01$	$C = 0,005$
3.000	100.000	1.280	640	320	2.000	1.000	500
5.000	60.000	768	384	192	1.200	600	300
7.500	40.000	512	256	128	800	400	200
10.000	30.000	384	192	96	600	300	150
15.000	20.000	256	128	64	400	200	100
20.000	15.000	192	96	48	300	150	75
30.000	10.000	128	64	32	200	100	50

Приведенные результаты позволяют делать важные заключения как в отношении частоты тока применяемых при радиопередаче машин высокой частоты, так и в отношении их мощности. Выше мы установили, что низший предел частоты, дальше которого излучение происходит уже совершенно не экономично, лежит где то около 18.000 пер.; из полученной таблицы мы усматриваем, что этот предел следовало бы даже повысить, ибо использовать напр. 300 kw при этой частоте затруднительно. Для этого предпочтительнее было бы остановиться на 20.000 периодах. В отношении же мощности можно утверждать, что 300 kw есть приблизительно тот высший предел, до которого разумно доводить мощность машин высокой частоты, предназначенных для радиопередачи. Переходить в целях увеличения мощности к большей частоте значило бы идти вразрез с той зависимостью между расстоянием и наивыгоднейшей волной, которая вытекает из формулы Остина именно:

Расстоян. $x = 2.300 \quad 3.000 \quad 3.680 \quad 4.200 \quad 5.150 \quad 6.000 \quad 7.300$

в км

Длина $\lambda = 3.000 \quad 5.000 \quad 7.500 \quad 10.000 \quad 15.000 \quad 20.000 \quad 30.000$

волны в мт

Частота $f = 100.000 \quad 60.000 \quad 40.000 \quad 30.000 \quad 20.000 \quad 15.000 \quad 10.000$

Для тех расстояний, для которых волны, соответствующие частоте большей 20.000, являются наимыгоднейшими, уже нет надобности доводить мощность до упомянутых выше возможных наибольших пределов. Таким образом наименьшая приемлемая частота тока, даваемая машинами в радиосети, ни с точки зрения рационального излучения, ни с точки зрения возможности вмещения большей мощности в сеть не должна быть ниже 20.000 периодов.

Для высшего предела частоты машин, предназначенных для радиопередачи, также можно указать определенные значения, исходя из иных, но также совершенно общих соображений.

1. Так как машины высокой частоты дают незатухающие колебания, то применение их, вообще говоря, ограничивается тем пределом частоты, дальше которого передача затухающими колебаниями становится выгодней. Такой предел существует; по крайней мере на основании имеющегося до настоящего времени фактического материала, он может быть установлен из сопоставления данных Остина и Фуллера, дающих для затухающих волн поглощение по закону $e^{-\frac{0,0015 x}{\sqrt{\lambda}}}$ а для незатухающих $e^{-\frac{0,0045 x}{\sqrt{\lambda^3}}}$; именно этот предел соответствует частоте 100.000 пер/сек. ($\lambda = 3000$).

2. Затухающие колебания непригодны при радиотелефонировании; в этом случае необходимая и вместе с тем и достаточная частота определяется пределом слышимости; он не превосходит 40.000 пер.

Таким образом в отношении частоты верхним пределом для необходимых в радиотехнике машин является от 40.000—100.000 пер.

Имея уже в приведенной выше таблице данные о предельной рациональной мощности, мы перейдем к установлению той силы тока и напряжения, на которую машина должна быть рассчитана. Наивысшие значения напряжений, получающихся в радиосети, мы установили выше в зависимости от диаметра проводов сети. Исходя из этих максимальных разностей потенциалов, мы можем найти ту силу тока, при которой получится полная допустимая загрузка сети; она же и есть та сила тока, на которую следует рассчитывать машину, если последняя включается непосредственно в сеть. Между силою тока и напряжением мы имеем зависимость

$$I = v \sqrt{\frac{C}{L}} \quad (8)$$

Поэтому полный запас энергии в сети, равный $\frac{1}{2} L I^2$ или $\frac{1}{2} C V^2$, можно представить выражением $\frac{1}{2} V I \sqrt{LC}$. Расход энергии за время одного периода равен $\frac{1}{2} V_0 I \sqrt{LC} \cdot 2\pi$. С другой стороны, мощность в цепи можно представить в виде $\frac{1}{2} V I \cos \varphi$ (V и I обознача-

ют амплитуды напряжения и тока), а расход за время периода

$$^{1/2} V I \cos \varphi \cdot T = ^{1/2} V I \cos \varphi \cdot 2\pi \sqrt{LC}.$$

Сравнивая оба выражения для расхода энергии, мы получаем

$$\cos \varphi = \frac{\vartheta}{\pi}. \quad (9)$$

Этот сдвиг фазы относится к наибольшей разности потенциалов, получающейся на верхней части радиосети, или вообще в пучности. Амплитуда тока в пучности может быть найдена по формуле

$$I = \frac{2w}{V \cos \varphi} \quad (10)$$

Большой интерес представляют эффективные значения тока равные:

$$I_{\text{эфф}} = \frac{I_{\text{дл}} \cdot w}{V \cos \varphi} \quad (11)$$

Зависимость наибольшей допустимой эффективной силы тока от емкости сети, затухания сети и частоты колебаний показана в нижеследующих таблицах III—V и кривой (черт. 2, стр. 339).

Таблица III.

I эфф. при $\lambda = 7500$ мт, $\vartheta = 0,1$.

C см	$V_0 = 80$ кв	$V_0 = 100$ кв
4500	71	88,6
9.000	142	177,2
18.000	284	354,4

Таблица IV.

I эфф при $\lambda = 7500$ мт, $C = 9000$ см.

ϑ	$V_0 = 80$ кв	$V_0 = 100$ кв
0,06	84	105
0,08	117	147
0,10	142	177
0,12	170	212

Таблица V.

I эфф при $C = 9000$ см, $\vartheta = 0,1$.

λ	$V_0 = 80$ кв	$V_0 = 100$ кв
3.000	354	443
5.000	191	266
7.500	142	177
10.000	106	133
16.000	71	88,6
20.000	53	66,4
30.000	36,4	44,3

Из них следует, что допустимая наибольшая сила тока растет пропорционально емкости и затухания сети, и что, при прочих одинаковых условиях, она убывает с увеличением длины волны.

Крайние пределы, которыми ограничиваются возможные напряжения на машине, работающей непосредственно на сеть, определяются с одной стороны напряжением, которое будет на наибольшей допускаемой удлинительной катушке, а с другой — величиной внутренней электродвижущей силы цепи антенны, необходимой для получения в ней предельной допустимой интенсивности колебаний.

Первый предел крайне высок. В этом нетрудно убедиться непосредственным вычислением для какого либо употребительного вида сети. Например, пусть емкость сети будет 0,01 $\mu\text{ф}$. Если она устроивается в виде удлиненной Г-образной сети с горизонтальным крылом, в 5 раз превышающим высоту, то при волновом множителе в 5, мы получим длину собственной волны при высоте 100 мт — $\lambda_0 = 3000$ мт, при высоте 250 мт $\lambda_0 = 7500$ мт. Собственная самоиндукция определится равной 0,26 mH и 1,56 mH соответственно. Если мы удлиним волну в 1,5; 2,0; 2,5; 3,0 раз, то, определяя необходимую полную, а по ней и добавочную самоиндукцию катушек, мы найдем, что последняя составляет при удлинении 1,5 раза — 54,5% полной самоиндукции

"	"	2,0	"	75,0%	"	"
"	"	2,5	"	84,0%	"	"
"	"	3,0	"	88,8%	"	"

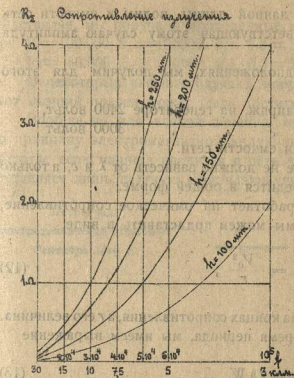
Так как напряжение можно вполне считать пропорциональным самоиндукции, то, имея в качестве верхнего предела напряжения у горизонтальной части сети 80—100 κV , мы получаем на удлинительной катушке, а следовательно и на машине, если она содержит в себе всю добавочную самоиндукцию, следующие напряжения

λ	V при	
	$V_{max} = 80 \kappa V$	$V_{max} = 100 \kappa V$
λ_0		
1,5	43,5	54,5
2,0	60	75,0
2,5	67	84,0
3,0	71	88,8

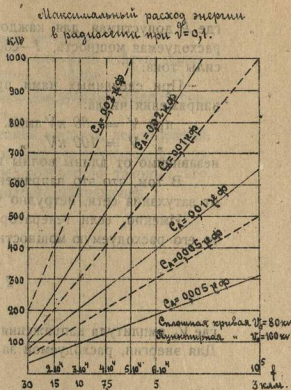
Из этой таблицы, а также из приведенной кривой черт. 3 (стр. 339) видно, что уже при очень небольших удлинениях удлинительная катушка берет на себя значительную долю полного напряжения.

Наименьший теоретически возможный предел напряжения генератора получается в том случае, когда он совершенно не обладает самоиндукцией. В таком случае на его зажимах должна быть только разность потенциалов, достаточная для проведения необходимого тока через омическое сопротивление, эквивалентное ваттным потерям в сети. Этот предел мы можем найти по формуле:

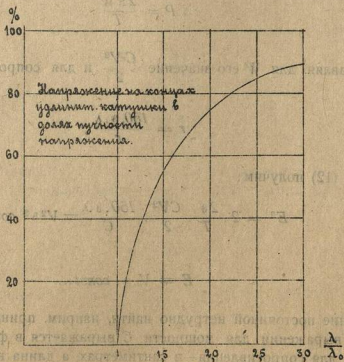
и эти же проц. приняты.



Черт. 1.



Черт. 2.



Черт. 3.

$$V = \frac{2P}{I},$$

где P допустимая для каждой данной длины волны и емкости сети расходуемая мощность, I —соответствующая этому случаю амплитуда силы тока.

При сделанных нами предположениях, мы получим для этого напряжения числа:

при $V = 80 \text{ кВ}$ ампл. напряж. на генераторе 2400 вольт,

" $V = 100 \text{ кВ}$ " " " " " 3000 вольт

независимо от длины волны или емкости сети.

В том, что это напряжение не должно зависеть от λ и c , а только от затухания сети, нетрудно убедиться в общей форме.

Именно, если генератор работает на омическое сопротивление, то его расходуемую мощность мы можем представить в виде:

$$2P = \frac{V_0^2}{r}, \quad (12)$$

где V_0 амплитуда напряжения на концах сопротивления, а r его величина. Для энергии, расходуемой за время периода, мы имеем выражение

$$w = 2\vartheta W, \quad (13)$$

где W запас энергии в сети. Расходуемая мощность следовательно будет:

$$P = \frac{2\vartheta W}{T}. \quad (14)$$

Подставляя для W его значение $\frac{CV^2}{2}$ и для сопротивления его значение

$$r = \frac{150 \cdot \vartheta \cdot \lambda}{c},$$

мы из (12) получим:

$$E^2 = 2 \cdot \frac{2\vartheta}{T} \cdot \frac{CV^2}{2} \cdot \frac{150 \cdot \vartheta \cdot \lambda}{C} = V^2 \vartheta^2 \text{ const} \quad (15)$$

или

$$E = V \cdot \vartheta \cdot \text{const}. \quad (16)$$

Значение постоянной нетрудно найти, наприм. принимая во внимание, что в выражении для мощности C выражается в фарадах, а в выражении для сопротивления—в сантиметрах, а длина волны в метрах:

$$\text{const} = \sqrt{\frac{2.150.3.10^8}{10^{12}}} = \sqrt{9.10^{-2}} = 0,3.$$

Подставляя, мы получаем приведенные выше значения:

при $V=100.000; E_0=100000. 0,1. 0,3=3000 \text{ в}$ или 2125 действ. вольт.

" $V=80.000; E_0=80000. 0,1. 0,3=2400 \text{ в}$ " 1700 " "

В некоторых частных случаях, например для дуговых генераторов, этот низший предел может быть достигнут.

Вообще-же для всякой машины высокой частоты, действующей по принципу электромагнитной индукции или-же для трансформаторов частоты, если машина вводится в сеть через посредство таковых, это составляет лишь ваттную составляющую полного напряжения.

Петроград.

Электротехнический Институт.

Сентябрь 1919 г.

Колебания связанных контуров, из которых один содержит равномерно распределенную емкость и самоиндукцию.

С. Н. Ржевкина.

Случай колебаний связанных контуров, содержащих распределенные емкость и самоиндукцию, встречается в каждой схеме радиопередатчика или приемника и представляет значительный практический интерес.

В настоящей статье разобран лишь простейший случай вертикальной, прямой антенны, изображенный на черт. 1 стр. 345. Антенна имеет высоту l ; предположено, что емкость на единицу длины C_e и самоиндукция L_e распределены равномерно, так что общая емкость и самоиндукция сети будут соответственно:

$$C_0 = l C_e,$$

$$L_0 = l L_e.$$

Антенна связана индуктивно с контуром LC . Для решения вопроса рассмотрим распространение волны по проводу. Этот процесс определяется следующими дифференциальными уравнениями с частными производными:

$$\frac{dp}{dx} = L_e \frac{di}{dt}, \quad (1)$$

$$\frac{di}{dx} = C_e \frac{dp}{dt}, \quad (2)$$

где p и i потенциал и сила тока в точке на расстоянии x от основания.

Мы примем скорость распространения волны по проводу равной

$$c = \frac{1}{\sqrt{L_e C_e}} = \frac{l}{\sqrt{L_0 C_0}}.$$

Решение уравнений (1) и (2) полагаем в форме:

$$p = P(x) e^{j\omega t} \quad (3)$$

$$i = I(x) e^{j\omega t}, \quad (4)$$

где $P(x)$ и $I(x)$ суть функции только x и выражают распределение тока и потенциала вдоль провода; $\omega = \frac{2\pi}{\text{период}}$; $j = \sqrt{-1}$.

Для частоты ω мы, вообще говоря, найдем ряд значений и общее решение ур-ий (1) и (2) выразится суммой выражений вида (3) и (4) с некоторыми коэффициентами.

Для определения $P(x)$ и $I(x)$ получаются, как известно, следующие уравнения второго порядка:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 P(x)}{dx^2} &= -\omega^2 L_e C_e P(x) \\ \frac{d^2 I(x)}{dx^2} &= -\omega^2 L_e C_e I(x), \end{aligned} \quad (5)$$

решение которых напишется в следующей форме:

$$\begin{aligned} P(x) &= a \cos m(l-x) + b \sin m(l-x) \\ I(x) \frac{m}{j\omega L_e} &[a \sin m(l-x) + b \cos m(l-x)], \end{aligned} \quad (6)$$

где положено

$$m = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Подставляя (6) в ур-ия (5), найдем: $\omega^2 = m^2 c^2$.

Постоянные a и b определяются из граничного условия при $x=l$, где должно быть, в случае прямолинейной вертикальной антенны:

$$\begin{aligned} P(x) &= P_e \text{ и } I(x) = 0, \\ x=l & \quad x=l \end{aligned}$$

откуда найдем, подставляя в ур-ия (6),

$$a = Pl, \quad b = 0,$$

и приведем ур-ия (6) к форме:

$$\begin{aligned} P(x) &= P_e \cos m(l-x) \\ I(x) &= \frac{m}{j\omega L_e} P_e \sin m(l-x) \end{aligned} \quad (6)^1$$

Уравнения (6)¹ определяют закон распределения тока и потенциала. Значение постоянной m мы определим, если примем во внимание второе граничное условие при $x = 0$. Значение потенциала P_1 и тока I_1 в точке $x = 0$ определится из условий связи контуров ΔT и LS :

$$\begin{aligned} P_1 &= \Lambda \frac{dI_1}{dt} + \frac{1}{\Gamma} \int I_1 dt + M_{21} \frac{dI_2}{dt} \\ 0 &= L \frac{dI_2}{dt} + \frac{1}{c} \int I_2 dt + M_{12} \frac{dI_1}{dt} \end{aligned} \quad (7)$$

Предполагая решение этих ур-ий в комплексной форме:

$$I_1 = i_1 e^{j\omega t}; \quad I_2 = i_2 e^{j\omega t} + ?$$

и вводя обозначения:

$$\begin{aligned} q_1 &= \Lambda \left(I - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \right); \quad \omega_1 = \frac{1}{\sqrt{\Lambda \Gamma}} \\ q_2 &= L \left(I - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} \right); \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \end{aligned}$$

получим:

$$\begin{aligned} P_1 &= L_1 j\omega q_1 + I_2 j\omega M_{21} \\ 0 &= I_1 j\omega M_{12} + L_2 j\omega q_2 \end{aligned} \quad (7)^1$$

Полагая P_1 равным значению функции $P(x)$ при $x = 0$, $I_1 = I(x)$ при $x = 0$ и исключая при помощи второго ур-ия (7)¹ I_2 , мы найдем следующее уравнение, которое послужит для определения m :

$$P_1 = I_1 j\omega q_1 - I_1 \frac{M_{12} M_{21}}{q_2}$$

или

$$P_e \cos ml = \frac{m}{j\omega L_e} P_e j\omega \left[q_1 - \frac{M_{12} M_{21}}{q_2} \right] \sin ml.$$

После незначительных преобразований получим, вводя коэффициент магнитной связи κ :

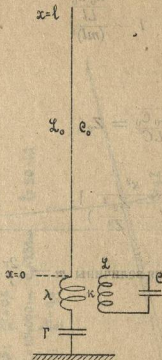


Рис. 1.

Всёма
"длинны
волны".

L_0 C_0

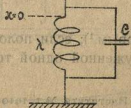


Рис. 2.

Эквивалентные настройки
для схемы "длин. вол." и "кор. вол."

$$\frac{\lambda}{L_0} = 5$$

$$L_0 = 104000 \text{ см.}$$

$$C_0 = 231 \text{ см.}$$

$$l = 50 \text{ мм.}$$

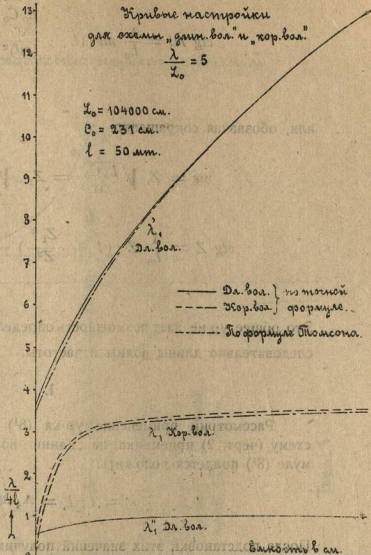


Рис. 4.

Эквивалентные настройки
на "длин. вол." и "кор. вол."

$$\frac{\lambda}{L_0} = 0,5$$

$$L_0 = 104000 \text{ см.}$$

$$C_0 = 231 \text{ см.}$$

$$l = 50 \text{ мм.}$$

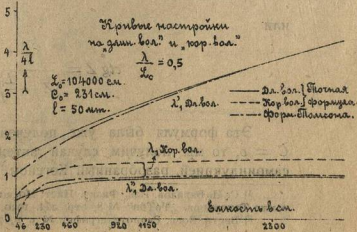


Рис. 4а.

$$\operatorname{ctg} ml = \frac{\Lambda}{L_0} ml \left[\left(1 - \frac{L_0 C_0}{\Lambda \Gamma} \right) - \frac{\kappa^2}{1 - \frac{L_0 C_0}{Ll}} \right] \quad (8)$$

или, обозначая сокращенно:

$$me = Z, \sqrt{\frac{L_0 C_0}{\Lambda \Gamma}} = Z_1, \sqrt{\frac{L_0 C_0}{LC}} = Z_2,$$

$$\operatorname{ctg} Z = \frac{\Lambda}{L_0} Z \left[\left(1 - \frac{Z_1^2}{Z^2} \right) - \frac{\kappa^2}{\left(1 - \frac{Z_2^2}{Z^2} \right)} \right] \quad (8)^1$$

Это общее ур-ие дает возможность определения величины $m = \frac{2\pi}{\lambda}$, а следовательно длины волны и частоты.

1.

Рассмотрим применение ур-ия (8¹) на частных случаях. Возьмем схему (черт. 2) приемника на „длинн. волну“. В этом случае в формуле (8¹) придется положить:

$$\kappa = 1; L = \Lambda; \Gamma = \infty.$$

После подстановки этих значений получим:

$$\operatorname{ctg} Z = \frac{\Lambda}{L_0} Z \left[1 - \frac{1}{1 - \frac{Z_2^2}{Z^2}} \right]$$

или

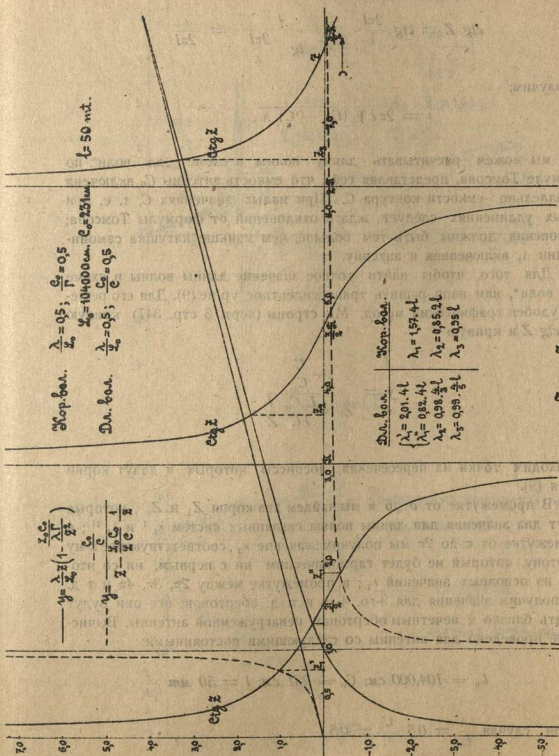
$$\operatorname{ctg} Z = \frac{-\frac{C_0}{C}}{Z - \frac{L_0 C_0}{LC} \frac{1}{Z}} \quad (9)$$

Эта формула была уже получена Вавиловым¹⁾; если положить $C = 0$, то мы получим случай антенны, нагруженной одной только самоиндукцией, разобранный Когеном²⁾:

1) С. И. Вавилов. Изв. Физич. Инст. Московск. Научн. Института № 1, 1919 г. Ср. также Татаринов. „ТГТбл“ № 8, стр. 222. 1920.

2) Вестн. Вост. Радиотелеграфии № 3. 1917.

Графическое решение уравнений



Терм.3

$$\operatorname{ctg} Z = \frac{\lambda}{L_0} Z. \quad (9)^1$$

В случае больших удлинений мы можем приближенно принять:

$$\operatorname{ctg} Z = \operatorname{ctg} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{1}{\operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}} = \frac{\lambda}{2\pi l}$$

и получим:

$$\lambda = 2\pi c \sqrt{(C_0 + C) \Lambda},$$

т. е. мы можем рассчитывать длину волны в схеме „дл. волн“ по формуле Томсона, представляя себе, что емкость антенны C_0 включена параллельно емкости контура C . При малых значениях C , т. е. при малых удлинениях следует ждать отклонений от формулы Томсона; отклонения должны быть тем больше, чем меньше катушка самоиндукции Λ , включенная в антенну.

Для того, чтобы найти точное значение длины волны в схеме „дл. волн“, нам надо решить трансцендентное ур-ие (9). Для его решения удобен графический метод. Мы строим (черт. 3 стр. 347) кривую $y = \operatorname{ctg} Z$ и кривую

$$y = \frac{-\frac{C}{C_0}}{Z - \frac{L_0 C_0}{LC} \frac{1}{Z}}$$

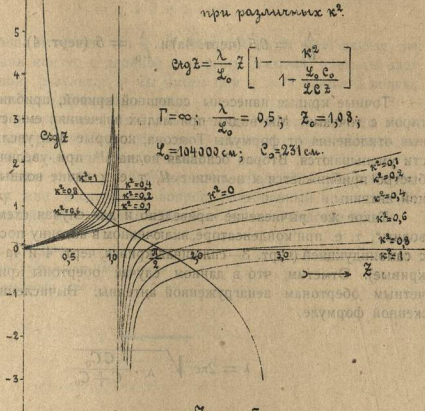
и находим точки их пересечения, абсциссы которых и дадут корни ур-ия (9).

В промежутке от 0 до π мы найдем два корня Z_1 и Z_2 , которые дадут два значения для длины волны связанных систем λ_1^1 и λ_1^{11} ; в промежутке от π до 2π мы получим значение λ_2 , соответствующее 2-му обертому, который не будет гармоническим ни с первым, ни со вторым из основных значений λ_1 ; в промежутке между 2π , 3π , 4π и т. д. мы получим значения для 3-го, 4-го и т. д. обертонов; все они будут лежать близко к нечетным обертонам ненагруженной антенны. Вычисление проведено для антенны со следующими постоянными:

$$L_0 = 104.000 \text{ см}; C_0 = 231 \text{ см}; l = 50 \text{ мт}$$

и для случая $\frac{\Lambda}{L_0} = 0,5$; $\frac{C_0}{C} = 0,5$.

Вычисление расстройки
при различных κ^2 .



Черт. 5.



Черт. 6.

На черт. 4 приведены результаты вычисления градуировки схемы „дл. волн“ при помощи точной формулы (9) и при помощи формулы Томсона; вычисление проведено для двух катушек самоиндукции

$$\frac{\Lambda}{L_0} = 0,5 \text{ (черт. 4а) и } \frac{\Lambda}{L_0} = 5 \text{ (черт. 4).}$$

Точные кривые нанесены сплошной кривой, приближенные пунктиром с точками. Мы видим при малых значениях емкости значительные отклонения от формулы Томсона, которые при увеличении емкости уменьшаются. Вторая основная волна λ^{11} при увеличении емкости быстро приближается к величине $4l$, т. е. к длине волны ненагруженной антенны.

Такое же вычисление приведено и для случая схемы „короткие волны“, т. е. при конденсаторе, включенном в антенну последовательно с самоиндукцией (черт. 3—сплошная кривая, черт. 4 и 4а—пунктирные кривые). Отметим, что в данном случае обертоны приближаются к четным обертонам ненагруженной антенны. Вычисление по приближенной формуле

$$\lambda = 2\pi c \sqrt{\Lambda \cdot \frac{CC_0}{C+C_0}}$$

дает худшие результаты (100% ошибки при $C = 0$) и при больших C ошибка не стремится к 0.

II.

В качестве второго примера применения формулы (8) выясним вопрос о зависимости расстройки контуров, настроенных в резонанс, в зависимости от коэффициента связи κ . Обычно для вычисления двух волн связи пользуются формулой

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 \pm \kappa}, \quad (10)$$

но применение ее в данном случае не дает точных результатов.

Для иллюстрации на черт. 5 (стр. 349) приведено графическое решение уравнения (8)¹ для разных коэффициентов связи от 6 до 1 и выведена величина расстройки; принято $\gamma = \infty$.

Результаты вычисления нанесены в виде пунктирной кривой на черт. 6. В виде сплошной кривой нанесена функция:

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 \pm \kappa}.$$

Как мы видим, контура, в один из которых введена антенна, расстраиваются меньше, чем это имеет место для контуров с сосредоточенными элементами. При $\kappa = 1$, формула (10) дает два значения:

$$\lambda_1 = \lambda_0 \sqrt{2} \text{ и } \lambda_2 = 0,$$

т. е. вторая волна исчезает, что и понятно, так как в этом случае мы имеем всего один контур с двойной емкостью. Наличие антенны дает совершенно иной результат, и мы имеем при $\kappa = 1$ также 2 волны, как и при других коэффициентах связи.

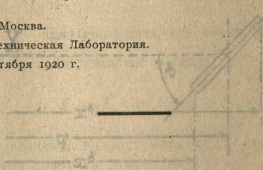
Формула (9) позволяет разобрать еще ряд частных случаев, но я предполагаю, что разбор их достаточно прост и останавливаюсь на двух разобранных, как наиболее интересных.

Выражаю свою глубокую благодарность проф. М. В. Шулейкину, предложившему мне исследовать вопрос, разобранный в настоящей статье, и с большим интересом следившему за всем ходом решения.

Москва.

Военная Радио-Техническая Лаборатория.

5 сентября 1920 г.

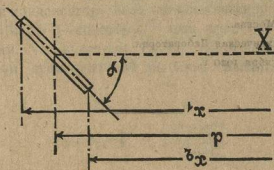


Рамка приемник и рамка отправитель.

М. Шулейкина.

§ 1. Эдс, индуцированная в рамке.

Пусть электромагнитная волна распространяется по оси x , и плоскость рамки составляет угол φ с направлением распространения электромагнитной волны (черт. 1). Напряжение электрического поля бегущей волны выразится:



Черт. 1.

$$e = E \sin (mx - nt), \quad (1)$$

где $m = \frac{2\pi}{\lambda}$, $n = \frac{2\pi}{T}$, λ — длина волны, $T = \frac{\lambda}{c}$ — период колебания, E — амплитуда напряжения электрического поля. Эдс, индуцированная в рамке (предполагаем последнюю прямоугольной и обозначаем ее высоту — h и ширину — b) будет равна:

$$E = E h \{ \sin (m x_2 - nt) - \sin m (x_1 - nt) \}. \quad (2)$$

Здесь x_2 и x_1 расстояния вертикальных сторон рамки до передатчика и d расстояние до передатчика центра рамки.

Выражая разность синусов через их произведение получим:

$$E = E h \left\{ 2 \cdot \sin \frac{m (x_2 - x_1)}{2} \cos \left(\frac{m (x_2 + x_1)}{2} - nt \right) \right\}. \quad (3)$$

Принимая во внимание, что $x_2 - x_1 = b \cos \varphi$ и $\frac{x_2 + x_1}{2} = d$,

$$(1) \quad x_2 - x_1 = b \cos \varphi \text{ и } \frac{x_2 + x_1}{2} = d,$$

получим из (3):

$$E = E h \left\{ (2 \sin \frac{mb \cos \varphi}{2} \cos (md - nt) \right\} \quad (4)$$

Амплитуда индуктированной эдс на основании (4) получается равной:

$$E = 2 E h \sin \frac{mb \cos \varphi}{2} \quad (5)$$

Если $mb = \frac{2\pi b}{\lambda}$ величина малая, как это обычно и бывает, то уравнение (5) может быть представлено в виде:

$$E = E h m b \cos \varphi. \quad (6)$$

Наибольшая величина индуктированной эдс получается из (4) в зависимости от угла поворота рамки при $\varphi = 0$:

$$E = 2 E h \sin \frac{mb}{2};$$

и в зависимости от размеров рамки при

$$\frac{mb}{2} = \frac{\pi}{2} \text{ т. е. при } b = \frac{\lambda}{2},$$

при чем

$$E = 2 h E.$$

Так как нормально мы имеем условие $mb \ll 1$, то в дальнейшем будем пользоваться выражением (6).

Имея в действительности не один виток, но w витков, вместо (6) для индуктированной эдс получим:

$$E = E h b w m \cos \varphi;$$

и обозначая $whb = s$ — как площадь рамки, найдем окончательно:

$$E = E \frac{2\pi s \cos \varphi}{\lambda} \quad (7)$$

§ 2. Прием на рамку с антенны.

Сила приемного тока (i_2) в рамке, при условии, что она настроена в резонанс на приходящую волну, будет равна:

$$i_2 = \frac{E}{R_2} = E \frac{2\pi s \cos \varphi}{\lambda R_2} \quad (8)$$

R_2 — сопротивление приемной сети:

Из теории гертцева диполя известно, что напряжение электрического поля в плоскости XY, если считать, что диполь расположен по оси Z_{0v} , в начале координат равно:

$$E = \frac{Ql}{d} \quad (\text{в абс. эл.-м. ед. CGS}). \quad (9)$$

Q — заряд диполя, l — его длина (в применении к радиосети $l = 2h_d$, где h_d есть действующая высота), d — расстояние данной точки на плоскости XY от начала координат.

Принимая во внимание, что

$$Q = I\omega = 2\pi c I = \frac{2\pi}{T} I = \frac{2\pi v}{\lambda} I,$$

(c — число периодов в сек, T — период, v — скорость света $= 3 \cdot 10^{10}$ см) и $l = 2h_d$, найдем, подставляя в (9) означенные значения:

$$E = \frac{4\pi v h_d}{d\lambda} I_1 \text{ CGS}$$

или

$$E = \frac{120\pi h_d}{d\lambda} I_1 \text{ вольт.} \quad (10)$$

Выражение (8) дает по подстановке (10):

$$i_2 = \frac{240 \pi^2 s_2 h_d I \cos \varphi}{R_2 d \lambda^2} \quad (11)$$

Вычисляя числовой коэффициент и принимая во внимание коэффициент рассеяния, находим окончательно формулу силы приемного тока при передаче с сети на рамку:

$$i_2 = \frac{2366,3 s_2 h_{1\partial} I_1 \cos \varphi}{R_2 d \lambda^2} e^{-\frac{0,0015}{\sqrt{\lambda}} d} \quad (II)$$

Сравнивая выведенную формулу с формулой приема с сети на сеть:

$$i_2 = \frac{377 h_{1\partial} h_{2\partial} I}{R_2 d \lambda} e^{-\frac{0,0015}{\sqrt{\lambda}} d}, \quad (I)$$

определим размеры рамки, которая при прочих равных условиях дает такую же силу приема, как и данная приемная радиосеть. Приравняв (I) выражению (II), получим уравнение эквивалентности сети рамке:

$$\frac{2 \pi s}{\lambda} = h_{2\partial} \text{ или } s = \frac{h_{2\partial} \lambda}{2\pi} \quad 1), \quad (12 \text{ а, б})$$

т. е. площадь рамки эквивалентной данной приемной сети, действующей высоты $h_{2\partial}$, равна площади прямоугольника, имеющего стороны h_{∂} и λ , деленной на 2π .

Выражение (12а) показывает, что для приема с сети на рамку можно пользоваться выражением I, но при этом необходимо рассматривать $h_{2\partial}$, как действующую высоту эквивалентную данной рамке.

§ 3. Прием рамки на антенну.

Сила приемного тока радиосети при настройке ее в резонанс равна:

$$i_2 = \frac{E}{R_2} \quad (13)$$

Эдс, индуктированная в сети, $E = E h_{2\partial}$ (13а), равна напряжению электрического поля, умноженному на действующую высоту приемной радиосети. Из теории замкнутого контура (см. Fitzgerald. Collected Papers. Edit. by Larmor, исследовавшего *излучение* или, вернее сказать, возможность излучения электромагнитной энергии замкнутым контуром еще до работ Гертца с излучением *открытого* контура. Так же по этому вопросу можно найти материал у Флеминга: „Pocket book of Wireless Telegraphy“ или его же „The principles of Wave Telegraphy“)

1) При сравнении I и II полагаем $\varphi = 0$.

§ 4. Прием с рамки на рамку.

Сила приемного тока с рамки на рамку определяется выражениями (8) и (14). Подставляя (14) в (8), найдем:

$$i_2 = \frac{I_1 \cdot 2\pi s_1 m n \cos\varphi \cos\psi}{\lambda R_2 d} = I \frac{(2\pi)^3 s_1 s_2 v \cos\varphi \cos\psi}{\lambda^3 d R_2} \quad (\text{CGS})$$

или, переходя к практическим единицам:

$$i_2 = \frac{30 \cdot (2\pi)^3 I_1 s_1 s_2 \cos\varphi \cos\psi}{\lambda^3 d R_2} = \frac{240\pi^3 I s_1 s_2 \cos\varphi \cos\psi}{\lambda^3 d R_2} \quad (17)$$

Вычисляя числовой коэффициент и приняв во внимание коэффициент рассеяния энергии, получим окончательно формулу приема с рамки на рамку:

$$i_2 = \frac{7429,98 I_1 s_1 s_2}{\lambda^3 d R_2} \cos\varphi \cos\psi e^{-\frac{0,0015 d}{\sqrt{\lambda}}}$$

Сравнивая I и IV, получаем условие эквивалентности радиопередачи с сети на сеть—радиопередачи с рамки на рамку,

$$h_1 d \cdot h_2 d = 2\pi^2 \frac{s_1 s_2}{\lambda^2} \quad (18)$$

или

$$h_1 d \cdot h_2 d = \left(\frac{\pi s_1}{\lambda} \right) \left(\frac{2\pi s_2}{\lambda} \right),$$

т. е. условие (18) получается из (16a) и (12a). Из (18) имеем:

$$s_1 s_2 = \frac{h_1 d \cdot h_2 d \cdot \lambda^2}{2\pi^2} \quad (19)$$

В данном случае, как и в предыдущих двух, можно для расчета силы тока приема пользоваться выражением (I), заменяя площадь передающей рамки действующей высотой эквивалентной радиосети из (16a), а площадь приемной рамки через $h_2 d$ из (12a).

Таким образом выражение (I) есть общая формула для силы приема ($\varphi = 0$, $\psi = 0$), пригодная и для передачи и приема замкну-

1) При сравнении полагаем $\varphi = \psi = 0$.

тыми контурами, но с условием, что под $h_{1\partial}$ и $h_{2\partial}$ понимаются действующие высоты эквивалентных радиосетей.

§ 5. Формулы (II), (III) и (IV) могут быть непосредственно получены из выражения (1), если заранее ввести понятие эквивалентности рамки сети. Исходя из сказанного положения, получаем сравнением (13а) и (7) при $\varphi = 0$:

$$h_{2\partial} = \frac{2\pi s_2}{\lambda},$$

т. е. ур-ие эквивалентности приемной рамки приемной сети, и из сравнения (10) и (14а) при ($\varphi = 0, \psi = 0$):

$$h_{1\partial} = \frac{\pi s}{\lambda},$$

ур-ие эквивалентности передающей рамки передающей сети.

Для разобранных трех случаев можно определить наивыгоднейшую длину волны радиопередачи, находя $\frac{di_2}{d\lambda} = 0$ и решая полученное выражение относительно λ . Мы не приводим этих формул, так как читатели легко могут найти их сами. По нашему мнению они не могут иметь большого практического значения.

В заключение мы указываем еще раз (см. § 1), что под выражением: площадь рамки нами принималась величина:

$$s = hb.w,$$

т. е. площадь витка, умноженная на число витков.

Москва.

Сокольников, Б. Оленья, 20.

Чертежи исполнены К. Т. Гурьевым и отпечатаны в литографии б. Федотова.

Печатание „Титбл“ № 9 закончено 20 января 1921 года. — Напечатано 1000 экз.

Адрес редакции: Н.-Новгород, Верхняя набережная, 8.

Редактор: В. ЛЕБЕДИНСКИЙ.

ОСТАВШИЕСЯ ЭКЗЕМПЛЯРЫ

ЖУРНАЛОВ

„ТЕЛЕГРАФИЯ и ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ“

===== и „РАДИОТЕХНИК“ =====

ПЕРЕСЫЛАЮТСЯ ИСКЛЮЧИТЕЛЬНО УЧРЕЖДЕНИЯМ
ПОСООТВЕТСТВУЮЩИМ ЗАЯВЛЕНИЯМ, НАЛОЖНЫМ ПЛАТЕЖЕМ.

АДРЕС РЕДАКЦИИ: Н.-Новгород, Верхняя набережная, 8.



ЦЕНА ОТДЕЛЬНОГО № 9 „Титбл“ 250 РУБЛЕЙ.