

„Т. и Т. б. н.“

Ж У Р Н А Л

„ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНΙΑ БЕЗ ПРОВОДОВ“.

ИЗДАНИЕ НИЖЕГОРОДСКОЙ РАДИОЛАБОРАТОРИИ ИМЕНИ В. И. ЛЕНИНА.

Под редакцией профессора В. К. Лебединского.

ОСНОВАН в 1918 году.

№ 29. АПРЕЛЬ 1925.

СО Д Е Р Ж А Н И Е.

Пароструйный дуговой генератор. Инж. С. Я. Турлыгин.	100
Метеорология и радиотелеграфия. С нем. Н. А. Козловский.	104
Короткие волны и направленные антенны. М. А. Бонч Бруевич.	116
Аналитическое исследование потерь в системе: антенна— противовес—грунтовые воды. Проф. М. В. Шулейкин и инж. В. И. Баженов.	129
Измерение весьма малых физических величин с помощью катодных ламп. Инж. В. К. Виторский.	156
Теория и расчет катодных преобразователей. Р. В. Львович.	166
Явление авто-тока в катодных лампах. Д. Е. Маляров.	184
Результаты измерений градиента электрического поля передающих радиостанций. В. И. Баженов.	192
Исправления.	193
Хроника	194
Отчет о деятельности ЛОРОФИ и перечень докладов.	195

Пароструйный дуговой генератор.

Инж. С. Я. Турлыгин. д. ч. РОРИ.

Хотя пышный триумф катодной лампы в значительной мере охладил интерес к генераторам высокой частоты, основанным на иных принципах, но я все же позволю себе изложить результаты опытов с дуговым генератором, начатых тогда, когда дуга имела еще права гражданства и закончившихся примерно в конце 1923 г., полагая, что, если практического интереса они сейчас и не будут иметь, то теоретически все же его могут представить.

Опыты велись в направлении удешевления и уменьшения веса дугового генератора с приспособлением его для радиотелефонии. В основу опытов была положена замена магнитного дутья, требующего тяжелых магнитопроводов дутьем воздушным или паровым. Попытки в этом направлении уже делались. Так Мослер пробовал продуть длинную дугу (15 мм) газом и получил некоторые результаты (ETZ, 1907, стр. 142); Айзенштейн (ETZ, 1907, стр. 830 сл.) пробовал решить ту же проблему, но, как будто, без особых результатов. Имеется еще английский патент Блонделя от 1902 г. Однако эти попытки не привели очевидно, к техническому осуществлению указанных генераторов, так как Ценнек в своей книге от 1914 г. прямо указывает на невозможность подобного продувания дугового промежутка вследствие необходимости применения громадных скоростей газа или пара. В самое последнее время, но еще тогда, когда „дуговик“ имел права гражданства, была сделана новая попытка инженером Остряковым в Нижегородской Радиолaborатории, в 1919 г. (ТиТбп № 6, 1919 г.), но полученные результаты не удовлетворили самого автора.

Вопрос получения огромных скоростей газа или пара техникой уже решен, именно в области турбостроения, где эти скорости измеряются сотнями метров в секунду. Достигается это тем, что все струи пара имеют совершенно определенное направление и исключена всякая возможность образования вихрей. Тепловая энергия пара переходит в механическую в так называемой насадке—сопле, которая представляет сужающуюся трубку, а еще лучше—сначала сужающуюся, а затем расширяющуюся.

Выполняя это сопло из дуговых электродов, мы получаем огромные скорости между электродами и тем самым, деионизацию дугового промежутка. На черт. 1 (стр. 102) представлена форма указанных

электродов. Сквозь полый угольный электрод A пар подводится к дуговому промежутку B и плавно повернувши по поверхности острия C , исключаяющего возможность образования вихрей, продувает промежутки и выходит в дуговую камеру. Первые же опыты обнаружили пригодность указанного устройства, причем оказалось, что скорости пара вовсе не должны быть столь уж чрезмерны. При сильном дутье получается сильная деионизация и охлаждение электродов, и дуга гаснет.

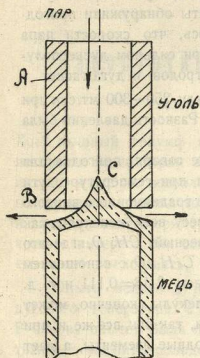
Оптимальная скорость, видимо, лежит между 250—300 мт/сек при употреблении угольного и медного электродов. Разность давлений была 0,2—0,3 атм.

Что касается до природы пара, то вообще говоря, пригодна для его получения всякая жидкость, разлагающаяся при температуре дуги на вещества, богатые водородом. Поэтому кроме традиционного винного спирта C_2H_6O , где вес водорода относится к весу всей молекулы, как $3:46 = 0,13$, пригоден метиловый спирт (древесный) CH_4O , где это отношение равно $4:32 = 0,125$, серный эфир $C_4H_{10}O$ с отношением $10:74 = 0,135$, наконец, вода H_2O с отношением $2:18 = 0,111$ и т. д. Это отношение веса водорода к весу всей молекулы, конечно, может служить указателем лишь до некоторой степени, так как все же и при температуре дуги пар распадается не на свободные элементы, а дает различные свои *производные* и пр. соединения; так, например, водяной пар в присутствии накалированного угля дает $C + H_2O = H_2 + CO$, если реакция протекает нацело. Но например, при 1000° , распадается меньше 10% H_2 , кроме того водород с углем дает болотный газ CH_4 . Наличие эндо и экзотермических реакций и различная степень разложения веществ в зависимости от температуры поверхности электродов и самого дугового промежутка, а также в зависимости от коэффициента теплопроводности получающихся смесей, чрезвычайно усложняют выяснение процесса деионизации. Вообще же говоря, эта задача есть в точности задача определения температуры топки парового котла, но лишь до тех пор, пока не началась ионизация под влиянием электрического поля электродов; в последнем случае прибавится еще влияние движения ионов.

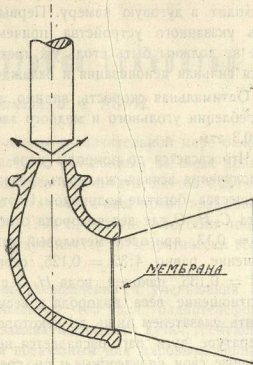
Опыты были произведены с этиловым (винным) спиртом и с водою. Как только выяснилось, что генератор работает вообще и на спирту, и на воде, применялся исключительно водяной пар, так как угли сгорали при нем ровнее, работа генератора была чище, и можно было работать „на выхлоп“, т. е. не применять конденсационных приспособлений для улавливания отработавшего пара. Кроме того добывать и расходовать воду менее хлопотливо, чем винный спирт.

Основное свойство полученного генератора заключается в том, что мощность его зависит от силы дутья. Меняя скорость продувающего пара, будем менять мощность колебаний, сохраняя при этом неизменной длину волны. Это означает, что телеграфирование при помощи этого генератора происходит без негативной волны, т. е. он не обладает

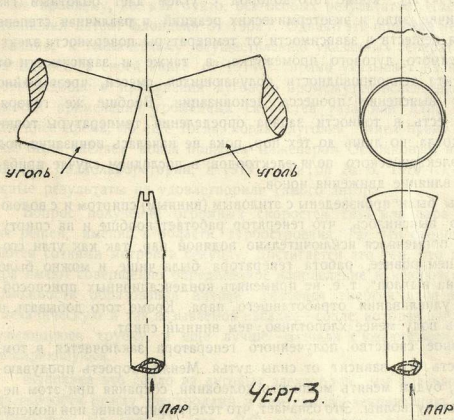
КСТАТЬЕ С. Я. ТУРЛЫГИНА.



ЧЕРТ. 1.



ЧЕРТ. 2.



ЧЕРТ. 3.

одним из существенных недостатков обычных дуговых генераторов. Кроме того „ключ“ был бы чрезвычайно прост. Это была бы заслонка, поворачивающаяся в трубе на некоторый угол и задерживающая ток пара. Неприятности искрения коротко замыкаемой катушки не имели бы места. Если вставить в подводящую пар трубу сирену или быстро вращающуюся заслонку, дающую в зависимости от числа оборотов тот или иной тон, то дуговой генератор в точности повторяет этот тон, так что прием незатухающих колебаний мог бы происходить без гетеродина или какого-либо дробителя, но прямо на детекторный контур. Эти опыты были произведены и дали определенный положительный результат, доказав полную пригодность указанной конструкции для радиотелеграфии.

Указанные свойства дуговика наталкивали на мысль быстрого и сравнительно легкого применения их для радиотелефонии. Для этого полость дугового промежутка была присоединена к раструбу, закрывавшемуся мембраной, к которой подходил рупор (черт. 2). Дрожания мембраны должны были вызывать периодические проталкивания пара сквозь промежуток. Однако, прежде чем получить какой либо результат, пришлось заняться переделкой самого генератора по двум причинам. Во первых, пришлось удалить медный электрод, присутствие которого при случайном более сильном охлаждении вызывало конденсирование воды, которая коротко замыкала дуговой промежуток и давала треск—это с одной стороны, а с другой—вызывало свист и отсутствие „мягкого“ горения дуги. Во вторых, кольцевая щель дугового промежутка, которая по существу и является как соплом, так и регулятором скорости пара, во время горения дуги меняется по своей величине: уголь выгорает над дугою, пар устремляется в расширенное отверстие, дуга же переходит на новое место, где угли более сближены.

После ряда переделок удалось окончательно выработать следующий тип, дающий много более спокойное горение. Оба электрода—угольные, сплошные. Поставлены они под некоторым углом друг к другу (черт. 3). В отверстие между ними вставлено сопло, дающее тонкую широкую струю пара. Электроды сделаны вращающимися. Указанная конструкция позволила удерживать дугу всегда в одном месте, продувать ее всегда с определенной скоростью и уменьшить расход пара, так как продувается не вся периферия кольцевой щели, а лишь то место, где горит дуга. Но и при этой конструкции не удалось окончательно избавиться от собственного непостоянного тона дуги, почему опыты по применению ее в радиотелефонии, принимая во внимание ее современное состояние, были оставлены.

Интересна следующая деталь. Если прекратить дутье между угольным и медным электродом, то дуга рвется и оба амперметра—постоянного тока и высокой частоты—падают. При угольных электродах амперметр высокой частоты падает, постоянного тока—поднимается; при вновь пущенном дутье мгновенно начинаются колебания.

Мощность колебаний дуговика, имеющего диаметр камеры 20 см и высоту 10 см при диаметре углей в 1", была 15 kW; длина волны при медном и угольном электродах — от 1000 мт, при обоих угольных электродах от 3000 мт. Напряжение генератора — от 350 вольт и выше.

Гос. Эксперим. Эл.-Тех. Институт.

Радиоотдел.

Метеорология и радиотелеграфия.

С нем. *Н. А. Козловский.*

I.

В № 3 журнала „Zeitschrift für Technische Physik“ за 1923 год помещена статья F. Herath'a под названием „Meteorologie und Wellentelegraphie“, рассматривающая влияние атмосферных изменений на радиопередачу в свете новой теории погоды, разработанной в последние годы Бьеркнес'ом и Зольберг'ом.

В отличие от всех предыдущих обзоров подобного рода, статья интересна тем, что рассматривает ход радиоприема в зависимости от процессов, происходящих во всем нижнем слое атмосферы, именно в „тропосфере“, т.-е. слое от земной поверхности до высоты 10—11 км.

Прежде, правда, тоже были попытки выяснить влияние влажности, температуры воздуха, гидрометеоров и пр. элементов на радиотелеграфирование, но элементы эти наблюдались только на поверхности земли; что же касается картины распределения их с высотой, то она совершенно отсутствовала, что вносило незаполнимый пробел в материалы исследований. Широко развернутые в последнее время аэрологические наблюдения, производимые теперь вполне регулярно на многих станциях Европы, позволяют с некоторым приближением получить полное распределение температуры и влажности с высотой. Непрерывные изменения этих метеорологических элементов с поднятием вверх в некоторых местах прерываются скачками, которые в своей совокупности для многих станций характеризуют поверхности раздела отдельных воздушных масс между собою, влияющих, как оказывается, в большой мере на силу звука приема.

II.

Рассмотрим вкратце те физические процессы, которые обуславливают погоду в нижних слоях атмосферы, согласно теории Бьеркнес'а и Зольберг'а. По их мнению наши широты являются ареной борьбы холодных полярных течений воздуха, подходящих с севера, и экватори-

альных теплых,двигающихся с юга. Граница между этими двумя воздушными областями названа ими „полярным фронтом“. Полярный фронт мог бы быть прямолинейным только в условиях полного покоя. В действительности же на границе двух сред с различными плотностями и различными скоростями движения образуются волны, рост и умирание которых и характеризуют как раз смены одних барических областей другими. Схематически ход процесса изображен на черт. 1 (стр. 111). Пунктирная линия $\alpha\beta$ соответствует прямолинейной границе в случае, если бы не было образования волн. Тонкие стрелки указывают направление движения холодных масс воздуха с северо-востока, толстыми стрелками показаны теплые воздушные массы, подходящие с юго-запада. В точке a заметно некоторое искривление фронта вследствие зарождения волны. Волна растет быстро, с ускорением с запада на восток, проходя последовательно через стадии a , b , c (буквы на чертеже помещены в тех точках, которые соответствуют центрам циклонов). В точке c имеет место стадия наибольшего развития циклона, после чего далее начинается процесс его отмирания, заключающийся в том, что холодные языки, проникая далеко на юг, соединяются между собой, захватывая область теплого воздуха, постепенно ее заполняя и оттесняя вверх, от поверхности земли (d). Рассмотренный процесс зарождения, развития и умирания циклона происходит обычно на протяжении четырех волн; вот почему наблюдается прохождение циклонов не в одиночку, но по большей части группами в среднем около четырех членов.

Для нас в данном случае интересно, как отражается это чередование теплых и холодных волн на физическом состоянии атмосферы на разных высотах. Для этого представим себе вертикальный разрез атмосферы по линии $\alpha\beta$ (черт. 1). Очень схематически он изображен на черт. 2, причем для наглядности масштаб высот по оси y -ов взят раз в 200—300 больше, чем масштаб расстояний по оси x -ов. В различные времена года картина оказывается несколько различной, но для уяснения сущности явления мы сможем ограничиться рассмотрением одной только схемы. Черт. 2 мы можем также рассматривать, как изображение во времени хода погоды в одном каком-нибудь пункте, причем шкала времен должна быть нанесена справа налево, так как движение барических областей в наших широтах происходит в большинстве случаев с запада на восток. Для того, чтобы удобнее было сопоставлять черт. 1 и 2, характерные точки на них обозначены одними и теми же цифрами $I, II, \dots, V$.

Рассматривая подробнее черт. 2, мы прежде всего слева на чертеже должны обратить внимание на область теплого воздуха, ограниченную в разрезе точками $A_1 II / A$. Восточная граница этой области—восходящая поверхность II / A (Aufgleitfläche), по которой массы теплого воздуха поднимаются над холодным. Наклон этой поверхности очень невелик, в среднем он не превосходит 1:100. Теплый воздух, впитавший в себя при прохождении над океаном большое количество водяных

паров при поднятии своем расширяется и охлаждается; вследствие этого водяные пары быстро достигают степени насыщения и конденсируются в виде легкого ровного покрова высоко-слоистых облаков (*A-St*), большого протяжения по площади. Облака эти, образуясь на высоте 3—4 километров, быстро растут в сторону земной поверхности, переходя, наконец, в дождевые (*Nb*), из которых выпадают осадки. Ввиду того, что восходящее движение происходит очень спокойно и медленно, в передней части области идет спокойный, ровный обложной дождь (*Landregen*). На черт. 2 внизу изображена сравнительная интенсивность и характер осадков. Когда восходящая поверхность минует место наблюдения, дождь перестает, исчезает низкая облачность и иногда даже наступает полное прояснение. Этот период заметным образом протекает в стадиях волн *b* и *c*, в наших же широтах большей частью имеет место волна *d* в стадии умирания, почему отдельные этапы процесса наблюдаются сравнительно редко.

Поверхность *IAE*, ограничивающая массу холодного воздуха, при быстром движении с запада на восток давит своим покатым фронтом на массы теплого воздуха и выпирает их вверх с настолько большой силой, что здесь нередко наблюдаются вертикальные течения со скоростью, доходящей до 10 м/сек. Интенсивный вертикальный ток вызывает образование шкваловых облаков, из которых выпадают непродолжительные, но очень обильные осадки. Массы холодного воздуха неоднородны, но состоят из нескольких слоев со скачками в непрерывности метеорологических элементов на их границах; каждый слой самостоятельно вызывает только что рассмотренный процесс, что схематически изображено на черт. 2 областями k_1 , k_2 и k_3 .

Секторы теплого воздуха повидимому также имеют слоистый характер, но там это заметно значительно менее резко. Направления движений воздуха обозначены стрелками. Специальный характер статьи не позволяет подробнее останавливаться на интересных процессах, обуславливающих погоду по современным воззрениям. Приведенный краткий обзор теории Бьеркнес'а и Зольберг'а нам нужен был для того, чтобы установить понятие о поверхности раздела между холодными и теплыми волнами, на которые в дальнейшем неоднократно придется ссылаться.

III.

Для того, чтобы составить представление об электрическом состоянии атмосферы в связи с характером погоды, производится измерения вертикального электрического тока в свободной атмосфере. Для измерений пользуются змейковым проводом, применяя для обеспечения изоляции специальные приспособления, на описании которых здесь останавливаться не стоит. В данном случае интересны лишь выводы, которые получены в результате 352 змейковых под'емов в обсерватории в Линденберге.

Знак тока почти без исключений положительный, т.е. направлен от атмосферы к земной поверхности. Направление изменяется только при шквалах и грозах, при этом — резкими скачками. При спокойном дожде ток остается положительным, меняя знак лишь при очень обильных дождях из депрессий, надвигающихся с юга.

Кривые изменения величины тока с высотой бывают двух типов:

1-й тип: кривая тока имеет вид ровной линии, показывающей равномерное увеличение тока с высотой; такая картина наблюдается, когда подъем змея происходит в однообразной массе воздуха.

2-й тип: изображен на черт. 3; он соответствует тому случаю, когда верхний змей системы переходит через границу между двумя различными массами воздуха; в данном случае — на высоте 1.500 мт располагается нижняя граница инверсии, вызывающая в проводе очень сильные колебания тока. Выше возрастание его величины снова становится равномерным до новой поверхности раздела.

Интересно отметить следующее обстоятельство: всякое колебание тока выражается толчками в гальванометре; в телефоне, включенном с ним в одну цепь, одновременно бывают слышны звуки. Такие же звуки, строго в те же самые моменты, отмечались в приемнике Г-образной антенны обсерватории. При этом треск и шорох в радиоприемнике отнюдь не были результатом индуктивного действия змеевого провода на провода антенны. Утверждение это основано на том, что звуки в приемнике не изменялись по характеру, числу и силе после того, как провод змея был смотан.

Таким образом можно считать, что колебания тока в змеевом кабеле и нарушения в телефоне радиостанции вызываются одной и той же причиной.

IV.

Для изучения распределения тока и напряжения в атмосфере рассмотрим график, изображенный на черт. 4. По горизонтальной оси отложены расстояния или время (считая справа налево). По вертикальной оси высоты или давления. Если найти для различных точек пространства, определяемых этими двумя координатами, величины тока и соединить точки с одинаковыми значениями тока кривыми, получается в первом приближении картина, представленная на черт. 4 и соответствующая ходу погоды, изображенному на черт. 2.

Измеренный ток в значительной степени служит мерой напряжения между верхним змеем и землей, поэтому для изучения характера явления можно рассматривать изоплеты тока, как изопотенциальные поверхности.

На графике сразу бросается в глаза значительная разница между возрастанием тока с высотой в холодных и теплых областях. Принимая ту же схему для напряжения, мы должны заключить, что в холод-

ных волнах падение напряжения значительно меньше, чем в теплых. Это не удивительно потому, что в чистом полярном воздухе выравнивание происходит быстрее благодаря легкости молизации (воссоединение ионов), в то время как во влажном экваториальном воздухе процесс этот сильно затруднен присутствием кроме водяных паров еще и посторонних взвешенных твердых частиц.

Пока вблизи нет каких-нибудь поверхностей раздела, изоплеты тока, напряжения, влажности и потенциальных температур идут параллельно земной поверхности. Но как только начинается приближение поверхности раздела (Gleitfläche), линия распределения тока с высотой от первого типа начинает переходить ко второму, что сказывается в небольших скачках на ровном общем ходе кривой. Изоплеты тока сильно сближаются между собой; обнаруживается это при записи тока во время змейкового подъема изменениями в наклоне кривой (черт. 3). Это явление обнаружено также записями зондовых метеорографов. Нарушения в электрическом поле влекут за собой обратный процесс выравнивания напряжения, проявляющийся в виде громких или тихих статических разрядов, которые в радиоприемнике отмечаются, как столь неприятные, всем известные „атмосферные нарушения“.

Попытаемся в общих чертах объяснить скачки в величине тока на границах различных областей в атмосфере. В восходящей поверхности мы имеем следующее: над ней поднимающиеся массы воздуха тянут за собой изолинии тока вверх, под поверхностью раздела обратный нисходящий поток воздуха заставляет изоплеты понижаться. На очень коротких расстояниях возникают значительные разности потенциалов, вызывающие процесс выравнивания в виде атмосферных разрядов, проявляющихся в радиоприемнике в форме „нарушений приема“. В нисходящих поверхностях раздела сущность явления в общем остается та же, но проявление его более интенсивно. Вытесняемые холодным клином массы теплого воздуха здесь поднимаются вверх гораздо быстрее, напряжения достигают очень больших величин, которые вскоре влекут сильные разряды в наиболее ярком своем виде наблюдаемые нами в виде молний фронтовой грозы.

V.

„Атмосферные нарушения“ приема, с смешивающим действием которых постоянно приходится иметь дело в радиотелеграфной практике, могут быть разделены на несколько групп, из которых каждая имеет различное происхождение.

1. *Короткие, внезапные удары в виде треска* — повидимому являются результатом близких или не очень отдаленных грозовых разрядов. Удары наблюдаются в одиночку и по несколько штук подряд. Если разряды не слишком близки, мешающее действие их сравнительно не велико. Для возможно большего их устранения в Германии при выборе

места для устройства станции, предназначенной принимать американские радиотелеграммы, было выдвинуто условие выбора пункта, наименее посещаемого грозами (выбрано место в северной части Шлезвиг-Гольштейна, где в году в среднем бывает меньше 10 гроз).

2. *Громкое хлопотание*, несколько сходное со звуками при падении капель на жестяные листы, появляется в то время, когда на антенне и в непосредственной от нее близости находятся высоко-заряженные осадки (шквалистый дождь, град, крупа, снег).

3. *Беспрестанное шипение* (свист) в наших широтах наблюдается очень редко, причем именно тогда, когда над высокой антенной близко проходят высоко заряженные облака. Зато в тропиках нарушения такого же характера очень часты и повторяются с известной регулярностью. Они подробно исследованы де-Гроотом и описаны уже во многих работах.

4. *Шорох*, слышный в приемнике, наблюдался в Линденберге при приеме волн длиной 1000—8000 метров. По меткому сравнению де-Гроота, он похож на звук, производимый обсыпавшейся кирпичной кладкой. Отдельный звук иногда продолжается несколько секунд, и делает прием совершенно невозможным. Наибольшей силы эти звуки достигают в то время, когда поверхность разрыва в атмосфере находится как раз под проводами приемной антенны. Нарушения этого рода происходят в тропиках при совершенно безоблачном небе, при интенсивной солнечной инсоляции и сопровождающей их сильной конвекции (вертикальных движениях воздуха). Эти нарушения в тропиках особенно сильны летом, когда конвекция достигает больших высот. Величина нарушений тем больше, чем континентальнее расположена приемная станция. Виденгоф дает этой категории название „солнечных нарушений“. По мнению директора. Батавской Метеорологической обсерватории ВанБеммельна разряды, их вызывающие, происходят на высоте до 15 км.

Вопрос о том, что оказывает переменное влияние на воздушные провода антенны: электромагнитная природа поверхностей раздела или колебания электрического поля атмосферы, пока еще остается открытым. Автор реферируемой статьи склоняется в пользу первой точки зрения, однако обстоятельного доказательства своего мнения не дает.

Исходя из предположений о происхождении различного рода нарушений приема можно сказать, что идеальное место для устройства приемной радиостанции должно отвечать следующим условиям:

1) Посещаемость данного района грозами должна быть наименьшая.
2) Среднее количество выпадающих осадков должно быть наименьшим.

3) Превышение станции над уровнем моря должно быть по возможности мало.

4) Место должно быть возможно дальше от континентов, которые нагреваются и охлаждаются гораздо сильнее водной поверхности, что влечет за собой сильные конвекционные движения воздуха.

Вполне очевидно, что все эти условия могут быть соблюдены, к сожалению, только в открытом океане, да и то не везде. Задача при выборе места для магистральной радиостанции заключается в том, чтобы выполнить хотя некоторые из этих четырех условий.

VI.

Посмотрим теперь, как поверхности разрыва (инверсии) влияют на силу звука при приеме радиотелеграмм. Выводы, которые надлежит сделать, будем основывать на данных, полученных Виденгоф'ом в период с 13 декабря 1920 г. по 31-е марта 1921 г. Измерения силы звука производились по методам, выработанным Германской телеграфной технической службой на станции Strelitz (Alt). В Стрелитце принимались телеграммы из Рима (большая радиостанция), Ставангера, Карнарвона, Лиона, Эйльвезе, Науэна и Мариона. Для возможности сравнения между собой измеряемых величин силы звука и для выяснения влияния на нее погоды было сделано следующее: станции Эйльвезе и Науэн отброшены, как слишком близко расположенные к приемной станции. Марион отброшен при обработке результатов потому, что состояние погоды над океаном не было известно. В остальных пунктах для измеряемых ежедневно сил звука высчитывалось процентное их отклонение от средних величин, и эти данные наносились на ежедневные карты погоды.

В качестве типичных примеров рассмотрим три случая, причем на чертежах будем изображать толстыми линиями „линии фронтов“, т. е. пересечения поверхностей разрыва с земной поверхностью. Теплые течения воздуха будем отмечать двойными стрелками, а холодные — одиночными.

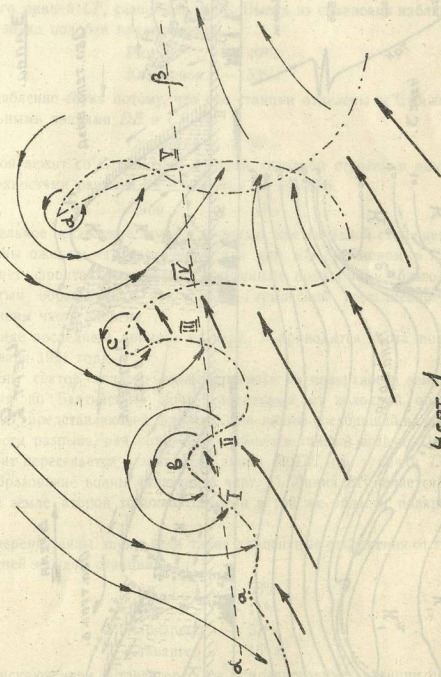
Простейший случай 22-го декабря 1920 г. представлен на черт. 5. Измерения силы звука дали

Карнарвон	— 79%
Ставангер	+ 158%
Лион	— 43%
Рим	— 22%

Состояние погоды характеризуется двумя поверхностями разрыва; пересекающимися с земной поверхностью по линиям *AB* и *CD*. Полученные процентные отклонения показывают, что для станций, отделенных от приемной антенны поверхностями разрыва сила звука сигналов меньше средней декабрьской; для Ставангера, который лежит в одной с приемником области теплого воздуха, она, наоборот, превосходит среднюю величину на 158%.

На черт. 6 дан другой тип погоды, имевший место 11 января 1921 года. Восточнее линии *ABCD* обратное течение воздуха южных направлений, над ним поднимающаяся к востоку восходящая поверхность, по которой поднимается теплый поток, на участке *CD* уже

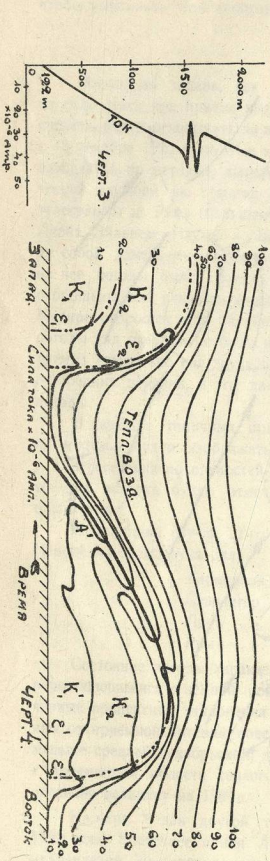
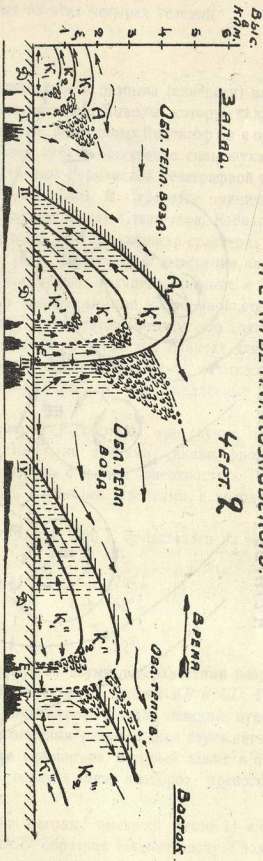
к с.т.б. Н.А. Козловского.



ЧЕРТ. 1

К СТАТЬЕ Н. А. КОЗНОВСКОГО.

ЧЕРТ. 2



отрезанных от земли холодным языком (см. черт. 1, волна в стадии *d*). Области теплого воздуха касаются земной поверхности только в северной атлантике и над средней Европой между линиями *AB* и *BE* (двойные стрелки). Северо-западнее этой границы вторгается холодная волна, состоящая из двух слоев (о слоях см. разрез на черт. 2). В нижнем слое движение холодного воздуха с запада, в верхнем, отдаленном от первого линией *CF*, северо-западное. Вывод из сравнения наблюдаемых сил звука подобен предыдущему.

Рим : . . . — 49⁰/₀

Карнарвон — 53⁰/₀

Ослабление звука потому, что обе станции отделены от Стрелитца фронтальными линиями *DE* и *CF*.

Ставангер + 96⁰/₀

так как он лежит со Стрелитцем в одной холодной ступени и никакими поверхностями разрыва от приемника не отделен.

Лион . . . — 3⁰/₀

незначительное ослабление звука в то время, как по немой схеме черт. 6 мы должны ожидать его увеличения, так как между Лионом и Стрелитцем нет фронтальных линий, произошло повидимому благодаря шквалистым образованиям над Средне-Германской возвышенностью, поглотившим часть энергии.

В виде последнего примера на черт. 7 приводится карта погоды 27-го января 1921 года.

Узкий сектор теплого воздуха тянется на поверхности земли от Адриатики до Балтийского моря, отделенный от холодной области линией *AB*, представляющей фронтальную линию восходящей на восток поверхности разрыва, над которой поднимается теплый воздух. Полярный фронт пересекается с землей по линии *BCDE*, где у точки *D* мы видим образование волны (вспомните черт. 1). Линия *BF* является границей на земле второй холодной ступени в той же области полярного воздуха.

Измерения силы звука дали такие процентные отклонения от годовой средней каждой станции:

Рим . . . + 58⁰/₀

Лион . . . + 11⁰/₀

Карнарвон . + 37⁰/₀

Ставангер . — 15⁰/₀

За исключением Ставангера все отправительные станции лежат в одной холодной ступени со Стрелитцем, почему у всех сила звука оказывается увеличенной, причем особенно заметное увеличение силы сигналов Рима указывает на благоприятное влияние восходящей поверхности, поднимающейся к востоку от *CD*. Уменьшение силы звука для Ставангера есть следствие влияния поверхности разрыва *BF*.

Примеров, подобных трем рассмотренным, можно было бы приве-

сти довольно много, но и этих достаточно, чтобы сделать следующие заключения:

1) Изменения расположения поверхностей разрыва в атмосфере влияют на дальности радиопередачи.

2) Поверхности разрыва уменьшают силу звука сигналов, если они лежат между отправителем и приемником.

3) Повидимому, поверхности разрыва увеличивают доходящую до приемника энергию, если они располагаются над отправной станцией и не пересекаются с земной поверхностью между передатчиком и приемником.

Особый случай образования в атмосфере слоев и поверхностей разрыва происходит под влиянием солнечной инсоляции; следствием их являются периодические колебания дальности, разница между приемом днем и ночью и пр.

Итак, можно считать установленным значительное влияние поверхностей разрыва в атмосфере на радиотелеграфное сообщение.

Что же касается вопроса—почему это так, то он пока не разрешен. Можно думать, что здесь оказывают влияние скачки температуры и плотности на поверхности раздела. Точно также можно приписывать этим границам роль „завес“, так как в них всегда имеют место скопления посторонних мельчайших взвешенных тел. В нисходящих поверхностях обычно воздух насыщен парами и поэтому мало прозрачен. Имеющие большое протяжение дождевые облака могут мешать потому, что воздух в них перестает быть однородной средой. Наиболее же важным, повидимому, является скачек электрической проводимости воздуха при переходе через поверхность раздела. Выше ее воздух приближается по своим свойствам к проводнику; от поверхности разрыва электромагнитные волны в некоторой своей части начинают отражаться, и она вместе с земной поверхностью образуют две направляющих, между которыми происходит распространение радиотелеграфной волны (Уллер).

Короткие волны и направленные антенны.

М. А. Бонч-Бруевич. Ч. РОРИ.

(Доложено в Технической Секции Связь-Плана 10/XII, 1924 г. и на лабораторных беседах РЛ в Н.-Новгороде).

§ 1. Короткие волны последнее время привлекли всеобщее внимание, особенно в связи с работами Франклина и Маркони, а также с теми неожиданными и поразительными дальностями, которые были достигнуты радиолюбителями Старого и Нового Света.

Вопрос о посылке этих волн ограниченным пучком, направленным в пределах определенного угла в вертикальной и в горизонтальной проекции, интересен не только для передачи радиосигналов. Возможность такого направления открывает некоторые перспективы в вопросе о передаче энергии без проводов.

Весьма вероятно, что в радиотехнике коротким волнам суждено произвести своего рода переворот, особенно после того, как удастся овладеть механизмом их распространения в условиях земной атмосферы. И этот переворот должен коснуться не только радио-механизмов, но самой психологии радиотехника.

Оптические приемы рассуждения, непривычные и даже чуждые до сего времени радиотехнику, могут оказаться при коротких волнах или наиболее простыми, или даже неизбежными. Поляризационные и дифракционные явления, явления отражения, преломления, поглощения и интерференции становятся объектами радиотехнического расчета. В радиотехнику вносится новая „оптическая“ психология.

Однако, в этом новом подходе не должно быть отрыва от прежнего электромагнитного понимания природы излучения. Оптика световая и оптика радиоволн во многом существенно отличаются одна от другой. Основной момент этого отличия заключается в том, что световая оптика имеет дело с атомными вибраторами, а радиооптика с вибраторами, представляющимися громадными комплексами атомов. Свойства атома и свойства комплексов материи различны по самой своей природе; первые только косвенно и статистически отражаются на вторых.

Каждый раз, когда мы имеем дело с электромагнитными вибраторами, мы можем теснейшим образом связать свойства и поведение этих вибраторов с их электрическими и геометрическими характеристиками, самоиндукцией, сопротивлением и формой.

Поглощение, отражение или диффракция радиоволн зависят не только от электрических коэффициентов вещества, из которого состоит преграда, но также и от электрических свойств всей преграды в целом.

Сетка из медной проволоки, оставаясь достаточно прозрачной для света—непрозрачна для электромагнитных волн, если ее размеры велики. Наоборот, экран, состоящий из небольших медных пластинок, поставленных почти вплотную одна к другой, но не соединенных металлически, непрозрачен для света и прозрачен для электромагнитных волн. Замыканием контактов между пластинками мы сразу превращаем этим чисто электротехническим актом прозрачную преграду в непрозрачную. Свойства самой материи при этом не подвергаются никаким изменениям.

Для такого превращения в световой оптике потребовалось бы изменить самую материю (например, химическим путем).

Это одинаково относится к той среде, в которой распространяются электромагнитные волны: не только удельные характеристики среды должны быть приняты во внимание, но также и свойства больших объемов ее в целом.

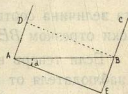
Совершенно своеобразный и в сущности даже чуждый световой оптике случай—это распространение бегущей волны вдоль длинного провода. Это уже и не вибратор и не среда; это какие то своеобразные рельсы, которые заставляют электромагнитную энергию следить за всеми своими изгибами.

В этом случае различие между оптикой, вибраторы которой суть уединенные атомы, и радиооптикой, имеющей дело с большими материальными комплексами, выявляется особенно ярко.

В иностранной литературе уже имеется ряд работ, посвященных направляющим системам антенн, и в частности работы Ширекса и Баллантина¹⁾.

Настоящая работа посвящена этому же вопросу. Выводы, к которым я пришел независимо, в существенных чертах не отличаются от выводов упомянутых авторов. Однако, мне представляется, что во многих случаях предлагаемый здесь метод явится более простым и более общим.

§ 2. Представим себе ряд вертикальных антенн, расположенных на равных расстояниях одна от другой, причем все они находятся в одной плоскости, и основания их находятся на прямой линии от точки *A* до точки *B*. На черт. 1 эти антенны показаны в плане, они перпендикулярны к плоскости чертежа.



Черт. 1.

1) H. Chireix. „Emissions sur ondes courtes par antennes dirigées“. Radioélectricité No. 64, 1924. (Bulletin Technique, p. 65).

S. Ballantine. 1) „On the radiation resistance of a simple vertical antenna at wave lengths below the fundamental“. 2) „On the optimum transmitting wave length for a vertical antenna over perfect earth“. Proceedings I. R. E., December 1924. Реф. ТГТбп № 28, стр. 96. 1925.

Положим, что на этом протяжении $A-B$, которое будем называть „базой“, n раз укладывается длина волны, которой работают антенны; наконец, положим, что все они колеблются в фазе, и что вся система удалена от земли. Возьмем наблюдателя, находящегося в плоскости, перпендикулярной к осям антенн и проходящей через их середину, при том настолько далеко, что можно пренебречь тем углом, под которым наблюдатель видит нашу „базу“ AB . Другими словами, AD и BC , направленные на наблюдателя, будем считать параллельными. Назовем теперь α угол между линией базы AB и линией AE , перпендикулярной к направлению на наблюдателя (черт. 1), и выясним, как будет изменяться энергия, получаемая наблюдателем (который движется по кругу, имея центром базу AB) при изменении этого угла; или, другими словами, как распределится вокруг антенны излучение.

Прежде всего заметим, что наблюдатель получает суммарное действие от всех антенн, расположенных в нашем ряду между точками A и B . Величина этого суммарного действия может быть найдена, если известны амплитуды поля, образуемого каждой антенной в той точке, где находится наблюдатель, и если известны углы сдвига между фазами колебаний, приходящих от различных антенн.

Что касается амплитуды, то мы предполагаем ее равной во всех антеннах. Абсолютная величина поля у наблюдателя не представляет для нас интереса, так как мы ищем не ее, а относительное распределение энергии вокруг антенны. Поэтому, изображая вектором величину и фазу поля у наблюдателя от каждой из антенн, мы можем сказать, что все векторы будут равной длины, и алгебраическая сумма их P будет постоянной для всех точек, равно удаленных от базы AB .

Что касается фазы, то сдвиг ее будет зависеть от разности хода волны. Если мы назовем через φ сдвиг фазы между полями, образуемыми у наблюдателя крайними антеннами, то нетрудно видеть, что

$$\varphi = 2\pi n \sin \alpha. \quad (1)$$

Эта величина соответствует разности хода волны, выражаемой графически отрезком BE на черт. 1.

Если теперь вектор AB (черт. 2) изображает периодическое поле у наблюдателя от первой антенны, а вектор AC от последней антенны, то очевидно, что действие всех остальных антенн будет изображаться векторами, расположенными равномерно в пределах угла φ . Число их будет соответствовать числу антенн, а амплитуды будут равны между собою. Геометрическая сумма этих векторов и будет представлять собою равнодействующее (суммарное) поле от всех антенн. Чтобы найти его, сложим все эти векторы, как это сделано на черт. 3.

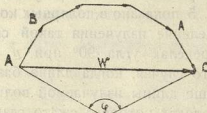
Как видно из этого чертежа, W является замыкающей правильного многоугольника, причем, если мы опишем окружность около

этого многоугольника, то вектор W будет виден из центра этой окружности под углом φ .

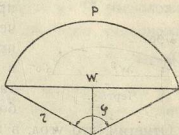
Для простоты дальнейших рассуждений, мы предположим, что число наших антенн достаточно велико, и что поэтому не представит большой погрешности, если мы заменим наш многоугольник дугой описанной около него окружности; тогда W явится хордой этой дуги и представит суммарный вектор поля от всех антенн (черт. 4).



Черт. 2.



Черт. 3.



Черт. 4.

Так как по предыдущему алгебраическая сумма векторов не зависит от угла α , а, следовательно, и от угла φ , то мы можем считать, что при изменении угла φ , длина этой дуги все время остается равной P , а изменяется ее радиус r . Тогда, как нетрудно видеть из черт. 4,

$$r = \frac{P}{\varphi}; \quad W = 2 \frac{P}{\varphi} \sin \frac{\varphi}{2};$$

подставляя сюда значение φ из уравнения (1), получим:

$$W = P \frac{\sin[\pi n \sin \alpha]}{\pi n \sin \alpha}. \quad (2)$$

Это и будет искомое выражение. Знаменатель этого выражения будет непрерывно расти, пока α увеличивается от нуля до значения:

$$\alpha = \frac{\pi}{2}.$$

В то же время числитель проходит через нуль при

$$\sin \alpha = \frac{1}{n} \dots \frac{2}{n} \dots \frac{3}{n} \dots \text{и т. д.}$$

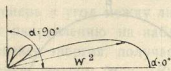
Из этого следует, что в пределах прямого угла

$$\text{от } \alpha = 0 \text{ до } \alpha = \frac{\pi}{2}$$

существует n лучей, ширина которых возрастает с увеличением α , а интенсивность падает (вследствие возрастания знаменателя).

Для значений α в пределах от $\alpha = \frac{\pi}{2}$ до $\alpha = \pi$ та же картина

распределения лучей повторяется в обратном порядке; наконец, область значений α между $\alpha = \pi$ и $\alpha = 2\pi$ симметрично повторяет предыдущую область. Мощность излучения в различных направлениях будет пропорциональна квадрату вектора поля. На черт. 5 показано в полярных координатах распределение излучения такой системы антенн в пределах угла 90° при $n = 3$, т.е. для такого случая, когда длина базы будет вдвое больше длины излучаемой волны.

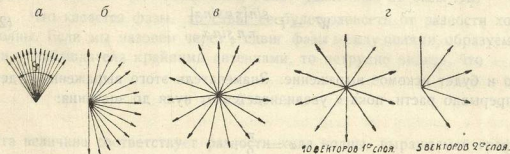


Черт. 5.

Отметим, что угол, в пределах которого сжато главное излучение (основной луч), будет тем меньше, чем больше n ; однако с увеличением n возрастает также и число боковых лучей.

Рассмотрим еще то же явление чисто графически, что даст нам возможность с большой ясностью проследить, почему именно получаются боковые лучи. При этом мы ограничимся здесь только самым простейшим случаем, аналогичным предыдущему, но заметим, что такой способ может быть полезен в тех случаях, когда число антенн не велико и когда, следовательно, выведенная формула не будет верна, когда антенны неравномерно расположены, или токи в них не равны.

Положим, что мы имеем 15 антенн, и пусть черт. 6а относится к случаю, когда φ очень мало; тогда геометрическая сумма 15 начер-



Черт. 6.

ченных векторов будет мало отличаться от их алгебраической суммы, т.е. равнодействующий вектор W будет близок к величине P .

На черт. 6б $\varphi = \pi$, вследствие чего $W = \frac{P2}{\pi}$, т.е. интенсивность луча при этой величине φ уменьшается прилб. до двух третей. На черт. 6в показан случай, когда $\varphi \cong 2\pi$. В этом случае все вектора взаимно уничтожаются, и, следовательно, в направлении, соответствующем этой величине φ , не будет происходить никакого излучения. Отметим, что только при бесконечно большом числе векторов, это будет соответст-

зовать величине $\varphi = 2\pi$. При ограниченном числе векторов, они расположатся симметрично при несколько меньшем значении угла φ . В частном случае разбираемого нами примера это будет соответствовать $\varphi = 2\pi - \frac{1}{15} 2\pi$, так как число векторов равно 15.

При дальнейшем увеличении угла φ часть векторов начнет располагаться как бы в два слоя, и, например, когда φ достигает значения 3π , картина будет такова (черт. 6 г): 10 векторов из 15 расположатся в первом слое и взаимно уничтожаются, а 5 векторов расположатся во втором слое и дадут равнодействующую $W = P \frac{1}{3} \cdot \frac{2}{\pi}$. Это и будет центральная часть первого бокового луча. Амплитуда его в этой центральной части будет таким образом составлять около $\frac{1}{5}$ амплитуды главного луча. Энергия же, приходящаяся на единицу поверхности, будет, следовательно, в 25 раз меньше, чем в центральной части главного луча. Аналогичное рассуждение приводит к необходимости существования второго луча с амплитудой в семь раз менее основного и т. д.

§ 3. Разобранную выше систему антенн мы будем дальше называть системой „первого“ типа. Она излучает, главным образом, перпендикулярно направлению базы. Рассмотрим еще случай, когда фазы колебаний в антеннах вдоль по базе непрерывно изменяются и при том таким образом, что антенны, находящиеся в полуволне друг от друга, всегда колеблются в противоположных фазах. Совершенно очевидно, что такая система будет излучать как раз вдоль по базе, т.-е. в направлении, перпендикулярном предыдущему. Эту систему мы будем обозначать „вторым“ типом. Называя через α угол, составляемый линией базы и линией, направленной на наблюдателя (черт. 7), заметим, что в этом случае разность хода волны, а, следовательно, и сдвиг фазы колебаний, приходящих от различных антенн, будет зависеть, как это видно из черт. 7, не от $\sin \alpha$, а от $(1 - \cos \alpha)$.

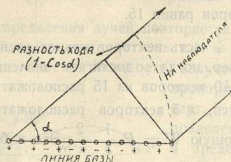
Применяя прежнее рассуждение, не трудно прийти к выводу, что в этом случае

$$W = P \frac{\sin[\pi m(1 - \cos \alpha)]}{\pi m(1 - \cos \alpha)}. \quad (3)$$

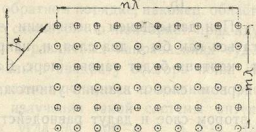
Исследование этого выражения показывает, что угол расхождения первого луча при той же базе будет значительно больше, чем в системах первого типа. Число боковых лучей и их интенсивность будут те же, но ширина лучей будет становиться все меньше, по мере увеличения их номера.

Из приведенных выражений нетрудно видеть, что зона темноты в направлении перпендикулярном основному лучу (т.-е. при $\sin \alpha = 1$)

существует только в том случае, если база равна целому числу длин волн. В противном случае в этом направлении будет также существовать излучение, максимальная величина которого будет иметь место



Черт. 7.



Черт. 8.

при условии, что $\frac{n}{2}$ или $\frac{m}{2}$ равно целому нечетному числу.

При применении обеих систем антенн одновременно (черт. 8), каждая линия антенны, находящаяся в одной и той же фазе (горизонтальные ряды чертежа), создаст у отдаленного наблюдателя некоторый вектор W_1 , причем, при бесконечно большом числе антенн, расположенных через бесконечно малые промежутки, и принимая во внимание новое обозначение угла α , мы найдем:

$$W_1 = P_1 \frac{\sin[\pi n \cos \alpha]}{\pi n \cos \alpha}.$$

Ряд таких линий, находящихся один за другим (вертикальные ряды чертежа) даст совокупность векторов $W_1, W_1', \dots W_1''$ и т. д., совершенно аналогичную тому, как если бы все векторы были созданы совокупностью антенн второй из рассмотренных групп.

Поэтому суммарное действие такой системы в случае, когда рядов бесконечно много, они расположены бесконечно близко и фаза их изменяется синусоидально, сдвигаясь на 180° на расстоянии длины волны, будет

$$W = P_1 P_2 \frac{\sin[\pi n \cos \alpha]}{\pi n \cos \alpha} \cdot \frac{\sin[\pi m (1 - \cos \alpha)]}{\pi m (1 - \cos \alpha)}. \quad (4)$$

Это выражение обращается в нуль, когда один из сомножителей равен нулю. Поэтому очевидно, что число зон темноты здесь будет больше, а лучи будут более узкими. Очевидно при этом, что зоны темноты, даваемые каждой из систем в отдельности, сохраняют свое положение.

В каждой четверти круга совпадение возможно только для одной пары зон, для которой может быть удовлетворено условие:

$$\sin \alpha = 1 - \cos \alpha = 0.$$

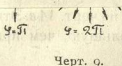
Убывание энергии лучей по мере увеличения угла α будет происходить вообще быстрее, чем в случае одной какой либо системы, так как для всех боковых лучей оба дробных множителя в выражении (4) всегда меньше единицы.

§ 4. Рассмотрим теперь некоторые отступления от принятых выше идеальных условий.

1. В случае применения ограниченного числа антенн, расположенных на равном расстоянии и несущих одинаковые токи, векториальные диаграммы превращаются из кругов в правильные многоугольники.

ИСПРАВЛЕНИЕ.

Ст. Стр.	Напечатано.	Должно быть.
122 10 св.	новое	прежнее
122 11 св.	$\frac{\sin [\pi n \cos \alpha]}{\pi n \cos \alpha}$	$\frac{\sin [\pi n \sin \alpha]}{\pi n \sin \alpha}$
122 20 св.	$\frac{\sin [\pi n \cos \alpha]}{\pi n \cos \alpha} \frac{\sin [nm(1-\cos \alpha)]}{\pi m(1-\cos \alpha)}$	$\frac{\sin [\pi n \sin \alpha]}{\pi n \sin \alpha} \frac{\sin [\pi m(1-\cos \alpha)]}{\pi m(1-\cos \alpha)}$



дадут зону темноты при $\varphi = \frac{2}{3} \pi$ в то время, как ряд антенн даст ее при $\varphi = 2\pi$ (черт. 10) и т. д.

2. При неравномерном, но непрерывном распределении антенн вдоль линии базы или же при неравных токах в этих антеннах, векториальная диаграмма перестает иметь форму окружности и превращается в кривую того-либо другого вида, с переменной кривизной. В частности, если ток в антеннах постепенно убывает от одного края базы к другому (черт. 11), то векториальные диаграммы получают вид спиралей (черт. 12а и б). В этом случае, очевидно, будут существовать области затмения, когда начало и конец кривой сближаются и следовательно равнодействующий вектор уменьшается; областей полной темноты не будет (черт. 13а и б). Если амплитуда тока падает от середины к краям, то диаграммы получают последовательно при увеличении α вид (черт. 14а) двух соединенных спиральных кривых, которые, вообще говоря, могут дать замкнутую фигуру (черт. 14б). Такое замыкание наступит всегда при большей величине φ , чем



$$\sin \alpha = 1 - \cos \alpha = 0.$$

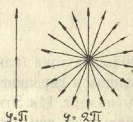
Убывание энергии лучей по мере увеличения угла α будет происходить вообще быстрее, чем в случае одной какой либо системы, так как для всех боковых лучей оба дробных множителя в выражении (4) всегда меньше единицы.

§ 4. Рассмотрим теперь некоторые отступления от принятых выше идеальных условий.

1. В случае применения ограниченного числа антенн, расположенных на равном расстоянии и несущих одинаковые токи, векториальные диаграммы превращаются из кругов в правильные многоугольники. При неравенстве токов или неравном расстоянии между антеннами, эти многоугольники будут неправильными.

Очевидно, что при этом как места максимумов, так и зоны темноты изменяют свое положение. Равным образом изменяется и распределение энергии между главным и боковыми лучами.

В каждом случае нетрудно простым построением решить эти вопросы. В частности: для двух антенн, расположенных на расстоянии длины волны и находящихся в фазе, зона темноты наступит при $\varphi = \pi$; $\sin \alpha = \frac{1}{2}$ в то время, как в случае ряда антенн, расположен-



Черт. 9.

ных достаточно часто, зона темноты будет иметь место при $\varphi = 2\pi$; $\sin \alpha = 1$ (черт. 9).

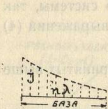
При базе, длиною в две волны, 3 антенны, расположенные на равном расстоянии вдоль базы, дадут зону темноты при $\varphi = \frac{2}{3}\pi$ в то время, как ряд антенн даст ее при $\varphi = 2\pi$ (черт. 10) и т. д.



Черт. 10.

2. При неравномерном, но непрерывном распределении антенн вдоль линии базы или же при неравных токах в этих антеннах, векториальная диаграмма перестает иметь форму окружности и превращается в кривую того-либо другого вида, с переменной кривизной. В частности, если ток в антеннах постепенно убывает от одного края базы к другому (черт. 11), то векториальные диаграммы получают вид спиралей (черт. 12а и б). В этом случае, очевидно, будут существовать области затмения, когда начало и конец кривой сближаются и следовательно равнодействующий вектор уменьшается; областей полной темноты не будет (черт. 13а и б). Если амплитуда тока падает от середины к краям, то диаграммы получают последовательно при увеличении α вид (черт. 14а) двух соединенных спиральных кривых, которые, вообще говоря, могут дать замкнутую фигуру (черт. 14б). Такое замыкание наступит всегда при большей величине φ , чем

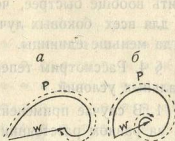
в случае круговой диаграммы. Из этого следует, что при таком распределении токов в антеннах основной луч делается более широким. При дальнейшем увеличении угла φ вплоть до второй линии темноты



Черт. 11.

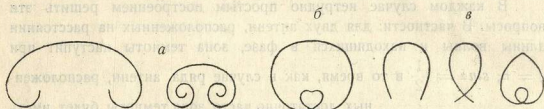


Черт. 12.



Черт. 13.

(черт. 14 б), часть кривой, определяющей вектор бокового луча, обемлется более длинной остальной замкнутой частью кривой. Из этого нетрудно видеть, что энергия боковых лучей будет меньше, чем в случае равного тока в равномерно-распределенных антеннах.



Черт. 14.

Обратная картина получится в системе, у которой сила тока (или плотность распределения антенн) уменьшается от концов к середине. Диаграммы, соответствующие этому случаю, показаны на черт. 14а. Эти системы будут иметь более узкий основной луч и большую, чем при круговой диаграмме, энергию в боковых лучах.

Если сила тока в антеннах (или плотность распределения антенн) меняется вдоль линии базы периодически, то диаграмма сохраняет в общем круговой вид, но делается волнистой, как это показано на чертеже 15. Этот последний случай, как будет видно ниже, имеет место в антеннах, работающих гармониками.



Черт. 15.

§ 5. До сих пор мы рассматривали распределение энергии в плоскости, перпендикулярной к осям вертикальных антенн, составляющих излучающую систему. Теперь, тем же способом, рассмотрим распределение энергии в плоскости, проведенной через ось вертикальной антенны. Излучающая система в данном случае будет состоять только из одной вертикальной антенны, на которой укладывается k раз длина волны. Ось этой антенны и является базой.

Мы должны теперь представлять себе отдаленного наблюдателя,

движущимся по кругу, в центре которого находится антенна. Линия антенны и этот круг находятся в одной плоскости.

Так же, как и в ранее рассмотренных случаях, величина равнодействующего вектора зависит определенным образом от угла между осью антенны и линией, направленной на наблюдателя.

Так как все предыдущие рассуждения и построения носят чисто геометрический характер, то они очевидно могут быть целиком приложены и к рассматриваемому случаю. Однако здесь необходима следующая поправка. Величина составляющих векторов создаваемых отдельными элементами антенны, не остается постоянной, как в предыдущем случае, а изменяется с изменением угла между базой и линией, направленной на наблюдателя.

Обозначив этот угол через ζ , а величину вектора от элемента антенны ds на расстоянии l в плоскости, перпендикулярной к антенне и проходящей через ее середину, через dW_0 имеем при постоянном l

$$dW = dW_0 \sin \zeta,$$

Равным образом, если суммарный вектор, вычисленный по предыдущим формулам или определенный построением для некоторого угла ζ был W_0 , то действительная величина вектора будет

$$W = W_0 \cos \zeta,$$

если угол ζ отсчитывается от перпендикуляра к линии антенны, или

$$W = W_0 \sin \zeta,$$

если ζ отсчитывается от линии антенны.

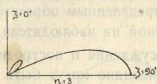
Наиболее типичными случаями, соответствующими ранее разобранным здесь, будут следующие два.

1. Когда ток во всей антенне, имеющей длину k волн, синфазен. Обозначая ζ угол между линией антенны и линией, соединяющей антенну с наблюдателем, имеем

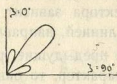
$$W = P_3 \cos (90^\circ - \zeta) \frac{\sin [\pi k \sin (90^\circ - \zeta)]}{\pi k \sin (90^\circ - \zeta)}. \quad (5)$$

Не трудно видеть, что главный луч будет идти в направлениях, перпендикулярных антенне. Энергия боковых лучей сильно падает с возрастанием номера луча вследствие умножения на $\cos (90^\circ - \zeta)$. На черт. 16 показана диаграмма такого излучения.

2. Когда вдоль антенны непрерывно распространяется бегущая волна, не отражающаяся и не изменяющая своей амплитуды.



Черт. 16.



Черт. 17.

Очевидно, что здесь мы имеем распределение тока, аналогичное тому, которое было ранее разобрано в системах с изменяющейся вдоль базы фазой, в случае бесконечно большого числа антенн (§ 3).

Обозначая здесь через ζ угол между линией наблюдателя и осью антенны, имеем

$$W = P_3 \sin \zeta \frac{\sin[\pi k(1 - \cos \zeta)]}{\pi k(1 - \cos \zeta)}. \quad (6)$$

Присутствие множителя $\sin \zeta$ сильно ослабляет главный луч и менее ослабляет боковые. В частности для направления по оси антенны, где должен был бы быть максимум основного луча, $\sin \zeta = 0$. Поэтому в этом направлении образуется зона темноты. Диаграмма этого случая дана на черт. 17.

Общее выражение для вектора при движении наблюдателя по шаровой поверхности для рассмотренных случаев будет

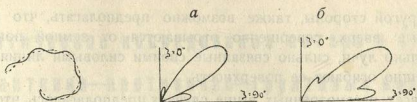
$$1) W = P_1 P_2 P_3 \frac{\sin[\pi n \sin \alpha]}{\pi n \sin \alpha} \cdot \frac{\sin[\pi m(1 - \cos \alpha)]}{\pi m(1 - \cos \alpha)} \cdot \sin \zeta \frac{\sin[\pi k \cos \zeta]}{\pi k \cos \zeta}; \quad (7)$$

$$2) W = P_1 P_2 P_3 \frac{\sin[\pi n \sin \alpha]}{\pi n \sin \alpha} \cdot \frac{\sin[\pi m(1 - \cos \alpha)]}{\pi m(1 - \cos \alpha)} \cdot \sin \zeta \frac{\sin[\pi k(1 - \cos \zeta)]}{\pi k(1 - \cos \zeta)}. \quad (8)$$

Вычисление или построение равнодействующего вектора в более сложных случаях заключается в том, что находят графически или вычислением равнодействующий вектор для данного значения α и ζ методами, ранее указанными, и затем множат его на $\sin \zeta$.

Практически важным является случай возбуждения антенн гармониками. Если принять, что при этом существует только стоячая волна, то векторная диаграмма ее (до помножения на $\sin \zeta$) представится в виде волнистой кривой, так как амплитуда здесь по антенне изменяется (узлы и пучности). Эта кривая при четных гармониках имеет

общую кругообразную форму (черт. 15), а при нечетных гармониках эта форма превращается в спиралеобразную (черт. 18).



Черт. 18.

Черт. 19.

Диаграммы излучения в пределах 90° для этих случаев показаны на черт 19а и б.

Однако в действительности при работе высокими гармониками амплитуда их постепенно убывает от места возбуждения антенны к ее противоположному концу. Такие колебания могут рассматриваться, как сумма стоячей и бегущей волны (черт. 20), при чем последняя от начала к концу антенны затухает. Здесь для определения равнодействующего вектора можно ранее определить порознь эти два составляющих вектора. Разбор этого случая приводит к тому, что даже при четных гармониках существует излучение перпендикулярно антенне.



Черт. 20.

Само собой разумеется, что при отсутствии направленного действия в горизонтальной плоскости, т. е. при применении одной вертикальной антенны ее излучение симметрично относительно ее оси. Другими словами, даваемые ею лучи ограничены коническими поверхностями.

Руководствуясь изложенными соображениями, всегда можно считать систему, излучение которой ограничено заданным углом, как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости. Однако, мы совершенно не имеем еще достаточно определенных данных, которые позволили бы рационально выбрать самое задание. Можно считать установленным, что луч не следует точно дуге большого круга на земном шаре, а претерпевает на значительных расстояниях какие то отклонения от прямого пути. Что же касается вертикального направления, то здесь нет достаточно обоснованного материала даже для решения основного вопроса: необходимо ли вообще направлять луч не вдоль земной поверхности, а несколько кверху.

Вполне возможно, что направление луча под некоторым углом возвышения сохраняет главную массу электромагнитной энергии, не позволяя ей сразу быть поглощенной землей. В этом случае надо предполагать, что волна понемногу засасывается землей, но не поглощается

ею целиком. Следовательно, успешность работы на данное расстояние зависит от правильно выбранного „угла возвышения“ главного потока энергии.

С другой стороны, также возможно предполагать, что лучи, направленные вверх, совершенно отрываются от земной поверхности и что только лучи, сильно связанные своими силовыми линиями с землей, успешно огибают ее поверхность.

Во всех рассмотренных выше случаях предполагалось, что антенна значительно удалена от земной поверхности и всякого рода проводников, могущих дать отражения.

В действительности приходится считаться с присутствием земли в непосредственной близости к антенне. Действие может сказаться или в поглощении лучей, направленных вниз, или же в отражении их.

Полное отражение будет иметь место, если земля представляет собою идеальный проводник, или если она на значительном протяжении закрыта противовесом, в виде частой металлической сетки (но не отдельных лучей).

В этом случае отдаленному наблюдателю представится, что кроме реальной антенны (или системы антенн) существует еще и ее зеркальное изображение (черт. 21).

Весьма важно заметить, что, хотя отраженные лучи при вертикальной антенне и будут совпадать с прямыми лучами, однако интерференция между ними совершенно изменит всю картину распределения энергии вокруг антенны.

Дело будет происходить совершенно таким же образом, как если бы зеркальное изображение антенны действительно существует, а земля (зеркало) отсутствует.



Черт. 21.

Аналитическое исследование потерь в системе: антенна—противовес—грунтовые воды.

Проф. М. В. Шулейкин, п. ч. РОРИ и инж. В. И. Баженов д. ч. РОРИ.

Настоящее исследование с одной стороны представляет попытку выяснения факторов, обуславливающих известное линейное возрастание сопротивления антенны после прохождения через минимум¹⁾, а с другой имеет целью получение точной и приближенной формул, необходимых практикам—инженерам для расчета потерь в земле.

I.

Линейную зависимость сопротивления сети от длины волны впервые на практике получил К. Фишер („Phys. Zeitschr.“ 12, p. 295. 1911). При этом он полагал, что найденные им опытно кривые представляют собою кривые „сопротивления излучения“ антенны. Остин, в одном из следующих номеров того же журнала за 1911 г., указал, что кривые, полученные Фишером, характеризуют собою не сопротивление излучения, а полное сопротивление антенны, т.е. сумму сопротивлений излучения и потерь (см. „Радиотехник“ № 14 стр. 416 § 10).

Возникшая затруднительность физического и аналитического объяснения этого линейного повышения сопротивления антенны обратила на себя внимание нескольких ученых, пытавшихся экспериментальным путем определить природу наблюдаемого явления. Так, и Остин в 1911 г. (Journ. of Washington Acad. 1, p. 9. 1911) получил на опыте такое же линейное возрастание сопротивления.

Остин в 1915 г. („Bull. Bur. of Stand.“ 12, p. 465. 1915) вновь вернулся к опытному исследованию наблюдаемого им в 1911 г. эффекта, изучаемого в настоящей статье. Он провел аналогию между линейным возрастанием сопротивления антенны (при больших длинах волн) и функциональным изменением потерь в поглощающем (с несовершенным диэлектриком) конденсаторе (то и другое в зависимости от частоты). Как известно, в совершенном конденсаторе, т.е. таком, в котором не наблюдается вовсе потери энергии, фаза тока (J) опережает фазу эдс (E) на 90° . В поглощающем, т.е. с несовершенным диэлектриком, конденсаторе наблюдается потеря энергии, выражающаяся

¹⁾ См. ст. проф. М. В. Шулейкина „Сопротивление антенны“ в „Радиотехнике“ № 14.

$I E \sin \theta$ где θ — дополнение до угла, на который ток опережает эдс. В опытах Остина 1915 г. такая потеря энергии определялась по способу замещения. Именно, испытуемый несовершенный конденсатор (опыты велись со стеклянным) включался в колебательную цепь, на которую действовал волномер, возбуждаемый зуммером: при этом ток в колебательной цепи измерялся термоэлементом. Затем несовершенный конденсатор в той же самой цепи заменялся переменным воздушным конденсатором равной с испытуемым емкости; этот конденсатор предполагался совершенным. Последовательно сним постепенно включалось безиндукционное сопротивление (R) до тех пор, пока термоэлемент, при всех прочих равных условиях, не давал того же самого отклонения, что и при стеклянном конденсаторе. Величина этого сопротивления и представляла „эквивалентное сопротивление конденсатора“. Очевидно, что величина $I \sin \theta$ представит ваттный ток в цепи, а $I \cos \theta$ — безватный. Также ясно, что $I \sin \theta$ пропорционален эквивалентному сопротивлению конденсатора R , а $I \cos \theta$ „емкостному“ сопротивлению, т.е. $\frac{1}{\omega C}$, где ω — угловая частота: отсюда следует, что

$$\tan \theta = R \omega C. \quad (1)$$

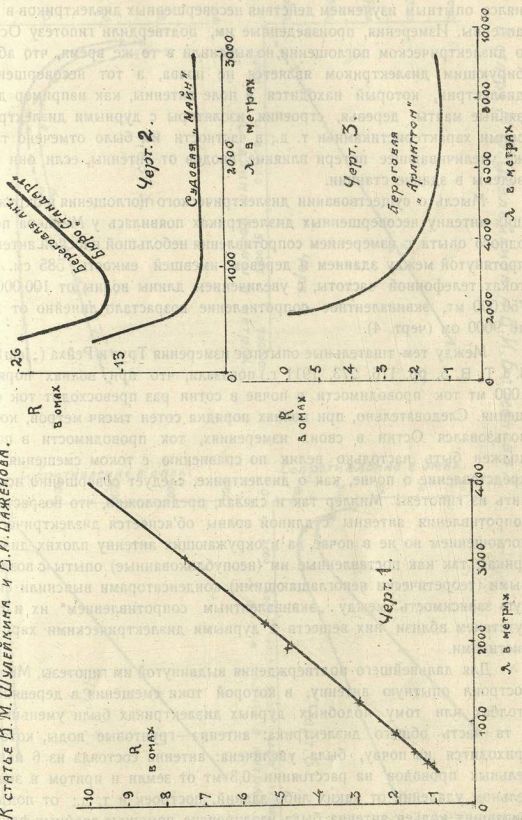
Так как опыт показывает, что θ в конденсаторах с поглощающим диэлектриком в большом диапазоне волн не зависит от частоты, то для сохранения равенства (1) необходимо, чтобы R менялось обратно пропорционально ω , т.е. эквивалентное сопротивление такого несовершенного конденсатора должно изменяться прямо пропорционально длине волны.

Произведенный Остином опыт с конденсаторами (стеклянным и воздушным) равной емкости 1770 см действительно показал, что ваттное сопротивление такого конденсатора растет линейно с увеличением длины волны (см. черт. 1 стр. 126).

Отсюда Остин заключил, что вероятным объяснением изучаемого явления может служить диэлектрический гистерезис.

Снятые эмпирически Остином кривые сопротивления трех антенн представлены на черт. 2 и 3. Факт менее сильного возрастания сопротивления у судовых станций, по сравнению с тем же у сухопутных, привел его к дальнейшему предположению, что поглощение вероятно происходит потому, что почва является несовершенным диэлектриком. Очень пологая кривая, снятая на радиостанции Арлингтон (черт. 3), имеющей очень хорошее заземление и заземленные мачты, подтвердила его мысль, и Остин окончательно пришел к выводу, что удовлетворительное физическое объяснение явления получается в том случае, если мы будем рассматривать почву не как проводник, а как диэлектрик, притом составляющий лишь часть всего диэлектрика конденсатора, образуемого верхними проводами антенны и грунтовыми водами, и

К статье В. М. Шулейкина и В. И. Баженова.



относить потери в антенне за счет поглощения энергии почвою, как несовершенным диэлектриком.

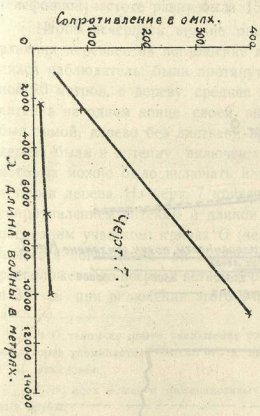
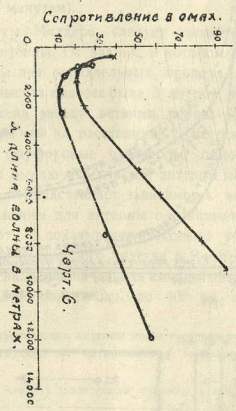
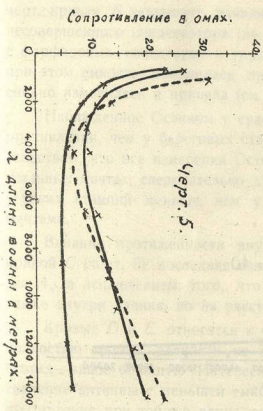
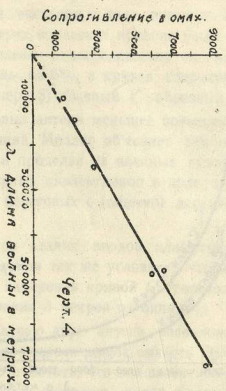
Джон Миллер в 1916 г. (Jahrbuch d. d. T. В. 11) специально занялся опытным изучением действия несовершенных диэлектриков в поле антенны. Измерения, произведенные им, подтвердили гипотезу Остина о диэлектрическом поглощении, но выяснили в то же время, что поглощающим диэлектриком является не почва, а тот несовершенный диэлектрик, который находится в поле антенны, как например деревянные мачты, деревья, строения, изоляторы с дурными диэлектрическими характеристиками и т. д.; в частности им было отмечено такое же увеличивающее потери влияние вводов от антенны, если они проведены в здание станции.

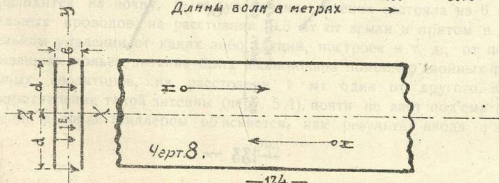
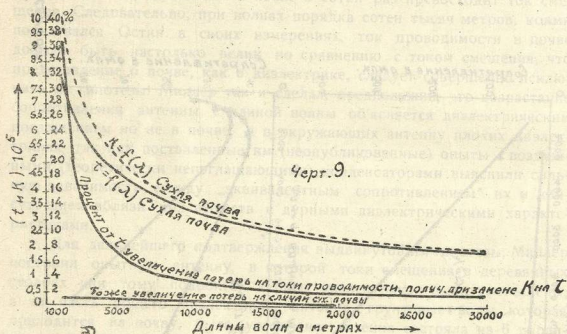
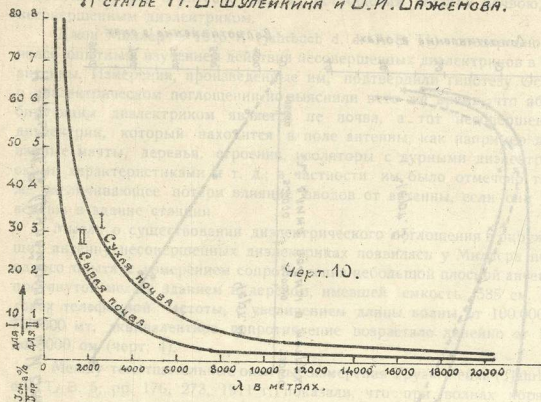
Мысль о существовании диэлектрического поглощения в окружающих антенну несовершенных диэлектриках появилась у Миллера после одного опыта с измерением сопротивления небольшой плоской антенны, протянутой между зданием и деревом, имевшей емкость 585 см. При гоках телефонной частоты, с увеличением длины волны от 100.000 до 750.000 мт, эквивалентное сопротивление возрастало линейно от 1000 до 9000 ом (черт. 4).

Между тем тщательные опытные измерения Труэ и Рейха („Jahrbuch d. d. T. В. 5, pp. 176, 273, 1911 г.) показали, что при волнах порядка 1000 мт ток проводимости в почве в сотни раз превосходит ток смещения. Следовательно, при волнах порядка сотен тысяч метров, коими пользовался Остин в своих измерениях, ток проводимости в почве должен быть настолько велик по сравнению с током смещения, что представление о почве, как о диэлектрике, следует совершенно исключить из гипотезы. Миллер так и сделал, предположив, что возрастание сопротивления антенны с длиной волны объясняется диэлектрическим поглощением не в почве, а в окружающих антенну плохих диэлектриках, так как поставленные им (неопубликованные) опыты с воздушными (теоретически непоглащающими) конденсаторами выяснили сильную зависимость между „эквивалентным сопротивлением“ их и присутствием вблизи них веществ с дурными диэлектрическими характеристиками.

Для дальнейшего подтверждения выдвинутой им гипотезы, Миллер построил опытную антенну, в которой токи смещения в деревянных столбах или тому подобных дурных диэлектриках были уменьшены, а та часть общего диэлектрика: антенна—грунтовые воды, которая приходится на почву, была увеличена: антенна состояла из 6 параллельных проводов на расстоянии 0,3 мт от земли и притом в значительном удалении от каких либо зданий, построек и т. д.; от поддерживавших колья антенна была изолирована помощью двойных фарфоровых изоляторов, на расстоянии 1 мт один от другого. Кривая сопротивления такой антенны (черт. 5А), почти не дает под'ема (повышение в конце Миллером объясняется, как результат ввода в здание

К статье М. В. Шулейкина и В. И. Баженова.





подводящего провода—измерения производились в самом окне). Эта кривая получила подтверждение и при телефонной частоте. На том же черт. кривая *B* указывает влияние введения в поле антенны малого несовершенного конденсатора (на трех подвесках провода были сняты с фарфоровых изоляторов и укреплены непосредственно на кольях); при этом емкость повысилась лишь на 5%, а кривая сопротивления сильно изменилась и приняла (см черт. 5) обычный *V*—образный вид¹⁾.

Наблюдаемое Остином у судовых антенн меньшее повышение сопротивления, чем у береговых станций, Миллер объясняет тем обстоятельством, что все измерения Остин проделал на военных судах, при стальных мачтах; следовательно дурных диэлектриков в поле антенны у таких станций меньше, чем у береговых с (обычно) деревянными мачтами.

Влияние протяженности внутри здания вводов иллюстрируется кривой *C* (черт. 5): последняя снята при тех же условиях, что и кривая *A*, за исключением того, что измерения кривой *C* производились также внутри здания, но на расстоянии 3 метров от окна.

Кривые *D* и *E* относятся к случаю двух антенн, расположенных полностью внутри здания²⁾: из них первая имела емкость 260 см, а вторая—вдвое большую. Интересно отметить, что эквивалентное сопротивление антенны с меньшей емкостью оказалось вдвое большим сопротивления при той же длине волны антенны с большей емкостью. Таким образом подтвердилось условие (1), выведенное для случая поглощающего конденсатора с неизменной разностью фаз (последняя при телефонной частоте равна была 15 минутам).

Чтобы исчерпать вполне опыты Миллера, следует упомянуть о влиянии деревьев на поглощение антенны. От здания, в котором находился наблюдатель, были протянуты два параллельных провода, длиной 20 метров, к дереву: средняя высота подвеса была 5 метров; такая антенна на одном конце своем висела между ветвями дерева (опыт был зимой, дерево без листьев), при чем на расстоянии 2 метров от дерева были в антенну включены фарфоровые изоляторы, помощью которых можно было включать или выключать участок антенны между ветвями дерева. На черт. 7 кривая *F* представляет зависимость между сопротивлением антенны и длиной волны для антенны с выключенным последним участком: кривая *G* (черт. 7) показывает, насколько увеличивается поглощение при включении небольшого участка в 2 метра, но расположенного посреди ветвей дерева. Первоначальная емкость антенны в 350 см при включении этого участка повысилась до 405 см, а до-

¹⁾ О таком-же опыте уменьшения сопротивления антенны после введения лучших изоляторов упоминается Warren'ом в дискуссии по цитированному ниже докладу Г. П. Эккерслея.

²⁾ Во всех выше—и нижеописанных случаях заземлением служили водопроводные трубы.

полнение до 90° фазового угла такой антенны при включенном участке достигло 2 градусов.

Т. П. Эккерслей в 1922 (Journal of the Institut of Electr. Engin.) показал существование этой же линейной зависимости сопротивления, эквивалентного потерям на диэлектрический гистерезис в конденсаторе, — от длины волны, исходя из иных соображений, нижеприводимых:

Энергия, запасаемая в единице объема равна

$$\left(\frac{\varepsilon}{8\pi}\right) E^2 \quad (1a)$$

где ε — диэлектрическая постоянная, а E — сила электрического поля. Пусть в период расходуется „ g “-ая часть этой энергии, тогда энергия, расходуемая за период равна

$$\frac{g\varepsilon E^2}{8\pi}, \quad (1b)$$

откуда мощность (при числе периодов в секунду n)

$$\frac{ng\varepsilon E^2}{8\pi} \quad (1c)$$

Величина всей потери (в объеме $V = Ad$, где A — площадь пластин конденсатора, а d — расстояние между ними)

$$W = \frac{ng\varepsilon E^2 Ad}{8\pi} = \frac{ng}{2} \frac{A\varepsilon E}{4\pi} Ed \quad (1d)$$

А так как $\frac{A\varepsilon E}{4\pi} = Q$ (заряд конденсатора) и $Ed = V$ (разность потенциалов на пластинах), то

$$W = \frac{ng}{2} \cdot QV. \quad (1e)$$

Если $Q = Q_0 \sin \omega t$; $\omega = 2\pi n$; $J_0 = \omega Q_0$, то

$$W = \frac{ng}{2} \cdot \frac{J_0 V_0}{2\pi n} = \frac{g}{4\pi} \cdot \frac{J_0}{C\omega} (C\omega V_0) \quad (1f)$$

Но так как

$$\omega C V_0 = J_0, \quad (1g)$$

то

$$W = \frac{g}{4\pi} \cdot \frac{J_0^2}{C\omega} = i_g^2 \cdot R_{d.z.} = \frac{J_0^2}{2} R_{d.z.}, \quad (1h)$$

откуда

$$R_{d.z.} = \frac{g}{2\pi\omega C} = \frac{g \cdot \lambda}{(2\pi)^2 C_c} \quad (1i)$$

где $R_{д.з.}$ — последовательное сопротивление, эквивалентное диэлектрическим потерям.

Для случая затухающих колебаний, неразобранному Эккерслею в его работе, получается

$$R_{д.з.} = \frac{g\lambda\delta}{(2\pi)^2 Cc}. \quad (1 \kappa)$$

Наиболее полное экспериментальное исследование вопроса о „сопротивлении передающих антенн“ мы находим в цитированной уже выше статье Т. П. Эккерслея. Названный автор делит сопротивление антенны на следующие части: 1) сопротивление излучения

$$R_{изл.} = k \times 1580 \cdot \frac{h^2}{\lambda^2}, \quad (1 \mu)$$

2) сопротивление проводов

$$R_{дл. пр.} = \alpha \cdot \frac{1}{V\lambda}, \quad (1 \mu)$$

3) сопротивление, эквивалентное потерям в диэлектрике

$$R_{д.з.} = \alpha \cdot \lambda, \text{ см. } (1 u), \quad (1 o)$$

4) сопротивление от токов проводимости в земле (eddy-current resistance)

$$R_{np.} = \alpha \cdot \frac{1}{V\lambda} \quad (1 n)$$

и 5) потери на утечку

$$R_{ym.} = \alpha \lambda^2, \quad (1 p)$$

получая общую формулу для сопротивления антенны в функции от λ в виде

$$R_A = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^{1/2}} + C\lambda + D\lambda^2, \quad (1 c)$$

где α и A, B, C, D — некоторые постоянные, от λ независимые.

Поскольку функциональное от λ выражение для первых трех составляющих сопротивления антенны общеизвестно, постольку подобная же зависимость последних двух слагаемых требует ближайших пояснений в статье.

Сопротивление (на см длины), эквивалентное потерям от токов проводимости, Эккерслеи вычисляет по формуле

$$R_0 = \frac{\sqrt{2}}{h} \left(\frac{\omega}{4\pi\sigma} \right)^{1/2} \cdot 10^{-9} \text{ ом}, \quad (1m)$$

где h в см а σ — в электромагнитных единицах. Автор формулы не приводит вывода ее, ссылаясь на то, что вывод весьма сложный и что вид формулы в виде (1m) является лишь грубым приближением и то действительным лишь при условии, что $h (4\pi\sigma\omega)^{1/2}$ значительно (не менее 5) больше 1. В более общем виде формула весьма сложна; из дискуссии по поводу доклада Эккерслея на тему о сопротивлении антенн можно усмотреть, что в том случае, когда $h (4\pi\sigma\omega)^{1/2} < 5$, формула (1m) теряет свое значение; автор ее считает, что в этом случае сопротивление, как функция ω спадает быстрее, чем в степени $\omega^{1/2}$. Что касается потери на утечку, то Эккерслей, называя $R_{ум}$ сопротивлением утечки через конденсатор, определяет потери на утечку, как

$$W = \frac{V^2}{R} = \frac{I^2}{\omega^2 C^2 R} = \frac{I^2 \lambda^2}{(2\pi)^2 C^2 R c^2}. \quad (1y)$$

II.

Приведенные литературные сведения, имевшиеся в распоряжении авторов, разбирают вопрос чисто экспериментальным путем. Попытка дать аналитическое решение той-же темы выполнена ниже при следующем допущении: система антенна—противовес—грунтовые воды заменена эквивалентной системой из двух пластин (обкладок конденсатора). Таким образом разобран случай лишь конденсаторной антенны (о таких см. например „The Wireless Age“ за 1922 г.) и для существующих антенных обычных устройств выведенные формулы применимы лишь весьма осторожно. Ввиду крайних математических затруднений, встречающихся при попытке взять отправные элементы более близкими к условиям действительной эквивалентной антенны, пришлось ограничиться данным приближением, полагая, что и оно представляет интерес в виду новизны освещения темы аналитическим путем.

Итак, рассмотрим две бесконечные пластины, расположенные в координатной системе согласно черт. 8, — шириной $2d$ на расстоянии b друг от друга. Пространство между пластинами—среда с диэлектрической постоянной ϵ , магнитной проницаемостью μ и удельной проводимостью σ . Такая среда будет характеризоваться некоторой постоянной:

$$\gamma = \frac{-\mu\epsilon\omega^2 + j\omega\sigma 4\pi\mu}{c^2}, \quad (2)$$

где ω — угловая частота $= 2\pi n$ и c — скорость света $= 3 \cdot 10^{10}$ см/сек.

Величина γ пропорциональна $(\omega\epsilon + j4\pi\sigma)$, где σ выражено в электростатических единицах, или выражению $(\omega\epsilon + j4\pi\sigma c^2)$, где σ взято в электромагнитной системе.

Для различных сред значения μ , $\epsilon\omega$ и $4\pi\sigma c^2$ даны в следующей таблице (3).

ТАБЛИЦА 3.

Наименование среды.	$4\pi\sigma c^2$	$\epsilon\omega$	
		$\lambda = 2000 \text{ м.}$	$\lambda = 20.000 \text{ м.}$
Сухая почва $\mu = 1; \epsilon = 4; \sigma = 10^{-15} \text{ cgs } \mu.$	$113 \cdot 10^5$	$3,76 \cdot 10^6$	$3,76 \cdot 10^5$
Сырая почва $\mu = 1; \epsilon = 10; \sigma = 5 \cdot 10^{-14} \text{ cgs } \mu.$	$565,2 \cdot 10^6$	$9,43 \cdot 10^6$	$9,43 \cdot 10^5$
Воздух $\mu = 1; \epsilon = 1,0005; \sigma = 2 \cdot 10^{-25} \text{ cgs } \mu.$	$226,2 \cdot 10^{-5}$	$9,43 \cdot 10^5$	$9,43 \cdot 10^4$

Применяя к данной системе уравнения Максвелла, получим, называя через Z_1 слагающую напряжения электростатического поля и через H напряжения магнитного:

$$\frac{4\pi\sigma}{c} Z_1 + \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial Z_1}{\partial t} = - \frac{\partial H}{\partial y}, \quad (4)$$

$$\frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} = - \frac{\partial Z_1}{\partial y}. \quad (5)$$

Решая (4) и (5) относительно Z_1^* , найдем:

$$\frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \frac{\partial Z_1}{\partial t} + \frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 Z_1}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 Z_1}{\partial y^2}. \quad (6)$$

Анализируемые далее потери в системе разделены на две группы: 1) $W_{\text{пров.}}$ — потери, вызванные токами проводимости и 2) $W_{\text{д.з.}}$ — потери, обусловленные существованием диэлектрического гистерезиса.

1°. Для определения первой составляющей потерь $W_{\text{пров.}}$ в рассматриваемой системе, решаем выше приведенное уравнение (6) сначала при пренебрежении величиной токов смещения по сравнению с токами проводимости, а затем в полном виде. Такая постепенность решения выбрана для возможности последующих выкладок и сравнений.

А. Разбирая сперва частный случай, мы предполагаем, что характеристика среды такова, что можно пренебречь токами смещения по сравнению с токами проводимости. Тогда уравнение (6) переписывается в виде

$$\frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \cdot \frac{\partial Z_1}{\partial t} = \frac{\partial^2 Z_1}{\partial y^2}. \quad (7)$$

Интегрирование этого уравнения после подстановки

$$Z_1 = Z e^{j\omega t} \quad (8)$$

даст выражение

$$Z = Z_0 \left[\frac{e^{my} + e^{-my}}{e^{md} + e^{-md}} \right], \quad (9)$$

где

$$m = (1-j) \sqrt{\frac{2\pi\sigma\omega\mu}{c^2}} = (1-j)k, \quad (10)$$

а постоянные интегрирования определены из условий:

$$\begin{aligned} & \text{при } y = +d, \text{ имеем } Z = Z_0 \\ \text{и} & \text{ при } y = -d, \text{ имеем } Z = Z_0 \end{aligned} \quad (11)$$

Для получения Z_1 следовало бы Z помножить на $e^{j\omega t}$, но в дальнейшем все операции проделаны лишь с Z , так как изменение Z_1 по времени в данном случае нас не интересует.

Переходя от комплексных величин к вещественным, получаем из (9), принимая во внимание (10),

$$Z^2 = Z_0^2 \frac{\cos h 2ky + \cos 2ky}{\cos h 2kd + \cos 2kd} \quad (12)$$

На основании уравнения (9), получаем плотность тока проводимости u

$$u = \sigma Z.$$

Чтобы найти джоулевы потери в слое между пластинами объемом V находим их для элемента объема: (погонная единица $\times b \times dy$) и интегрируем в пределах: от $-d$ до $+d$. В результате имеем

$$\begin{aligned} W_{np.}^{\sigma} &= \int_{-d}^{+d} \frac{u^2}{\sigma} b dy = \frac{\sigma Z_0^2 b}{\cosh 2kd + \cos 2kd} \int_{-d}^{+d} (\cosh 2ky + \cos 2ky) dy = \\ &= \frac{\sigma Z_0^2 b}{\cosh 2kd + \cos 2kd} [\sin h 2kd + \sin 2kd] \cdot \frac{1}{k}. \end{aligned} \quad (14)$$

α . Полагая, что $2kd$ мало, разлагаем тригонометрические функции в ряды и, пренебрегая высшими степенями по сравнению с единицей и первой степенью аргумента:

$$\left. \begin{aligned} \cosh 2kd &= 1 + \frac{(2kd)^2}{2!} + \frac{(2kd)^4}{4!} + \dots \\ \cos 2kd &= 1 - \frac{(2kd)^2}{2!} + \frac{(2kd)^4}{4!} - \dots \\ \sinh 2kd &= 2kd - \frac{(2kd)^3}{3!} + \frac{(2kd)^5}{5!} - \dots \\ \sin 2kd &= 2kd + \frac{(2kd)^3}{3!} + \frac{(2kd)^5}{5!} + \dots \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

после подстановки (15) в формулу (14), получаем:

$$W_{np.}^{\sigma} (2kd \text{ мало}) = W_{np.}^{\sigma, \alpha} = \frac{\sigma Z_0^2 b 4kd}{2k} = \frac{u^2}{\sigma} V, \quad (16)$$

или, вводя $\rho = \frac{1}{\sigma}$ и $R = \frac{b_{\rho}}{2d}$ = полному сопротивлению, находим из (16):

$$W_{np.}^{\sigma, \alpha} = Z_0^2 \sigma b 2d = \frac{Z_0^2 b^2}{\frac{b_{\rho}}{2d}} = \frac{Z_b^2}{R}, \quad (17)$$

где

$$Z_b = b \cdot Z_0. \quad (18)$$

Итак расчет потерь должен в этом случае вестись по формуле:

$$W_{np.2}^{\sigma} = \frac{Z_b^2 \text{ вольт. } l \text{ м}}{R_{\Sigma}} \text{ ватт}, \quad (19)$$

где l — длина эквивалентной системы пластин.

β . Полагая, что $2kd$ велико, мы имеем возможность пренебречь в (14) круговыми функциями по сравнению с гиперболическими и принять, ввиду большого аргумента $\sin hx \cong \cos hx$. В этом случае (14) примет вид: $W_{np. (2kd \text{ велико})}^{\sigma} = W_{np. \beta}^{\sigma} = \frac{\sigma Z_0^2 b}{k}$ на см длины, или на длине l

$$W_{np. \beta}^{\sigma} = \frac{Z_b^2 \sigma C}{k b} = \frac{Z_b^2 \sigma l}{b \sqrt{2\pi\sigma\omega\mu}}, \quad (20)$$

где k взято в электромагнитных единицах. Выражение (20) после ряда преобразований легко получается в виде:

$$W_{np. \beta}^{\sigma} = \frac{Z_b^2 l \sqrt{\sigma \lambda}}{11 \cdot 10^5 b \cdot \sqrt{\mu}} \text{ (эл. магн. единиц)}. \quad (21)$$

Переходя к практической системе единиц находим

$$W_{np. \beta}^{\sigma} = \frac{Z_b^2 \text{ вольт } l \text{ м} \sqrt{\lambda \text{ м}}}{3,175 b \text{ м} \sqrt{\rho \text{ омов}}} \text{ ватт}. \quad (22)$$

В. Теперь переходим к решению уравнения (16) в его общем виде:

$$\frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \frac{\partial Z}{\partial t} + \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 Z}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 Z}{\partial y^2}. \quad (6)$$

Пользуясь той же подстановкой $Z = Z_0 e^{j\omega t}$, получим решение в виде

$$Z = Ae^{\sigma y} + Be^{-\sigma y}, \quad (23)$$

причем

$$q = \pm \left\{ \sqrt{\frac{1}{2} \left(-\frac{\omega^2 \mu \varepsilon}{c^2} + \sqrt{\frac{\omega^4 \mu^2 \varepsilon^2}{c^4} + \frac{16 \pi^2 \sigma^2 \omega^2 \mu^2}{c^4}} \right)} + \right. \\ \left. + j \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\omega^2 \mu \varepsilon}{c^2} + \sqrt{\frac{\omega^4 \mu^2 \varepsilon^2}{c^4} + \frac{16 \pi^2 \sigma^2 \omega^2 \mu^2}{c^4}} \right)} \right\} = t + ju. \quad (24)$$

Возвращаясь к основному уравнению (6) и определяя постоянные интегрирования так же, как это сделано было в п. А, получим после преобразований

$$Z = Z_0 \frac{e^{qy} + e^{-qy}}{e^{qd} + e^{-qd}} \quad \text{и} \quad Z^2 = Z_0^2 \frac{\cos 2uy + \cosh 2ty}{\cos 2ud + \cosh 2td}. \quad (25)$$

Потеря во всем слое между пластинами на погонной единице длины, аналогично (13) и (14), выразится:

$$W_{np. \alpha}^{z, \varepsilon} = \int_{-d}^{+d} \frac{u^2}{\sigma} b \, dy = \frac{\sigma Z_0^2 b}{\cosh 2td + \cos 2ud} \left\{ [\sinh 2ty]_{-d}^{+d} \cdot \frac{1}{2t} + \right. \\ \left. + [\sin 2uy]_{-d}^{+d} \cdot \frac{1}{2u} \right\} = \frac{\sigma Z_0^2 b}{\cosh 2td + \cos 2ud} \left(\frac{1}{t} \sinh 2td + \frac{1}{u} \sin 2ud \right). \quad (26)$$

а. Так же, как и в п. А, отд. а, полагая частный случай — когда $(2td)$ и $(2ud)$ малы, получим, разлагая в ряды $\sinh 2td$, $\sin 2ud$, $\cosh 2td$ и $\cos 2ud$, пренебрегая высшими степенями по сравнению с единицей и первой степенью аргумента,

$$W_{np. \alpha}^{z, \varepsilon} = \frac{\sigma Z_0^2 b}{2} \left(\frac{1}{t} 2td + \frac{1}{u} 2ud \right) = \sigma Z_0^2 b 2d = \frac{u^2}{\sigma} V. \quad (27)$$

Результат тот же, что и в п. А, отд. а — см. формулу (16) — и потери могут быть найдены из той же формулы:

$$W_{np. \alpha}^{z, \varepsilon} = W_{np. \alpha}^{\sigma} = \frac{Z_b^2 \text{ вольт} \cdot \text{лм}}{R \Omega} \text{ ватт}. \quad (28)$$

б. Пусть теперь, наоборот $(2td)$ и $(2ud)$ велики; тогда аналогично п. А, отд. б, получим из (26) $W_{np. \beta}^{z, \varepsilon} = \frac{\sigma Z_0^2 b}{t} = \frac{\sigma Z_b^2 l}{bt}$ на см длины, или на длине l

$$W_{np, \beta}^{\sigma, \varepsilon} = \frac{\sigma Z_b^2 l}{bt} = \frac{\sigma Z_b^2 l}{b \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\mu \varepsilon}{2} \left\{ \sqrt{1 + \left(\frac{4 \pi \sigma}{\omega \varepsilon} \right)^2} - 1 \right\}}}, \quad (29)$$

что, после перехода на практические единицы даст

$$W_{np, \beta}^{\sigma, \varepsilon} = \frac{0,00237 Z_b^2 \text{ вольт } l \text{ м } \lambda \text{ м } \sigma \text{ МО}}{b \text{ м } \sqrt{\varepsilon \mu \left\{ \sqrt{1 + \frac{\sigma^2 \text{ МО } \lambda^2 \text{ м}}{2,25 \cdot 10^{16} \varepsilon^2}} - 1 \right\}}} \text{ ватт.} \quad (30)$$

В том случае, когда $\left(\frac{4 \pi \sigma}{\omega \varepsilon} \right)$ мало по сравнению с единицей, разлагая выражение $\sqrt{1 + \left(\frac{4 \pi \sigma}{\omega \varepsilon} \right)^2}$ в ряд, получим из (29), что

$$W_{np, \beta}^{\sigma, \varepsilon} \left[\text{при } \left(\frac{4 \pi \sigma}{\omega \varepsilon} \right) \ll 1 \right] = \frac{Z_b^2 l c \sqrt{\varepsilon \mu}}{2 \pi b}. \quad (30a)$$

Укажем пределы применимости (с точностью до 1%) на практике формул (19) и (28), выведенных для частного случая—когда $(2 kd)$ и $(2 dt)$ малы—на следующих примерах:

- 1) при $\lambda = 2000$ м и сухой почве — для $d \leq 11,23$ м,
- 2) при $\lambda = 2000$ м и сырой почве — для $d \leq 1,59$ м,
- 3) при $\lambda = 20.000$ м и сухой почве — для $d \leq 35,6$ м,
- 4) при $\lambda = 20.000$ м и сырой почве — для $d \leq 50$ м.

При большей полуширине эквивалентной системы лучше пользоваться формулами (22) и (30).

С. Как видно по самому ходу решения в двух предыдущих пп. (А и В), все отличие формулы для расчета $W_{np, \beta}^{\sigma}$, найденной в п. А (где токами смещения пренебрегалось по сравнению с токами проводимости), от таковой же для расчета $W_{np, \beta}^{\sigma, \varepsilon}$, где токи смещения приняты во внимание (п. В), заключается в том, что в случае А входит в знаменатель, при одном и том же числителе величина k , а в случае В—величина t .

$$k = \frac{1}{c} \sqrt{2 \pi \sigma \omega \mu} \quad (\text{см. } 10)$$

$$t = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{1}{2} (-\omega^2 \varepsilon \mu + \omega \sqrt{\omega^2 \varepsilon^2 \mu^2 + 16 \pi^2 \sigma^2 \mu^2})} \quad (\text{см. } 24)$$

Ввиду сложности функции t , сравнение t с k лучше всего выясняется на примере (из формул, между прочим, явствует, что при принятии во внимание токов смещения всегда $t < k$, т.е. джоулевы потери на токи проводимости при принятии во внимание токов смещения $W_{пр}^{\varepsilon, \sigma}$ увеличиваются; также ясно, что при $\sigma = 0$ и $t = k = 0$). Именно, вычислим процентное (от t) увеличение потерь на токи проводимости, если вместо k ввести в рассмотрение величину t .

I. Сухая почва: $\varepsilon = 4$, $\sigma = 10^{-15}$, $\mu = 1$.

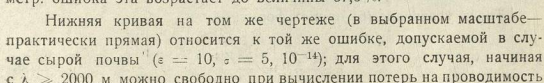
$$1) \lambda = 2000 \text{ м}, t = 6,56 \cdot 10^{-5}, k = 7,75 \cdot 10^{-5}, - \Delta W = 18,14\%,$$

$$2) \lambda = 20000 \text{ м}, t = 2,403 \cdot 10^{-5}, k = 2,45 \cdot 10^{-5}, - \Delta W = 1,96\%.$$

II. Сырая почва: $\varepsilon = 10$, $\sigma = 5 \cdot 10^{-14}$, $\mu = 1$.

$$1) \lambda = 2000 \text{ м}, t = 5,425 \cdot 10^{-4}, k = 5,476 \cdot 10^{-4}, - \Delta W = 0,94\%,$$

$$2) \lambda = 20000 \text{ м}, t = 1,73 \cdot 10^{-4}, k = 1,734 \cdot 10^{-4}, - \Delta W = 0,23\%.$$

На прилагаемом чертеже (см. черт. 9) построены для случая сухой почвы с вышеданными характеристиками ($\varepsilon = 4$, $\sigma = 10^{-15}$) кривые: $k = f(\lambda)$ и $t = f(\lambda)$. На том же чертеже дана кривая процентной ошибки для того же случая (т.е. ошибки, допускаемой при замене t на k —при пренебрежении токами смещения); как видно, при $\lambda = 1000$ метр. ошибка эта возрастает до величины 37,3%.


Нижняя кривая на том же чертеже (в выбранном масштабе—практически прямая) относится к той же ошибке, допускаемой в случае сырой почвы ($\varepsilon = 10$, $\sigma = 5 \cdot 10^{-14}$); для этого случая, начиная с $\lambda \geq 2000$ м можно свободно при вычислении потерь на проводимость вместо сложной функции t пользоваться k .

D. Далее возможно определить те пограничные условия, при которых с точностью до 1%, возможно пренебречь, при определении $W_{пр}$ влиянием токов смещения (т.е. пользоваться формулами $W_{пр}^{\sigma}$ вместо $W_{пр}^{\varepsilon, \sigma}$). Условия эти определяются из уравнения

$$t \geq 0,99 k, \quad (31)$$

или, после соответствующих подстановок,

$$\varepsilon \mu \leq 0,2564 \frac{\sigma}{\omega} \leq \frac{\sigma}{4 \omega}. \quad (32)$$

Формула (32) дает возможность (далее везде принято, что $\mu = 1$ —что на практике обычно), задавшись двумя из входящих в нее величин, определить верхний (или нижний) предел третьей величины, при кото-

ром влияние токов смещения на $W_{пр.}$ оказывается менее, чем в 1%. Последовательно получаем:

$$\varepsilon \leq 4\omega, \quad (33)$$

$$\sigma \geq 4\omega\varepsilon, \quad (34)$$

$$\omega \leq \frac{\sigma}{4\varepsilon}. \quad (35)$$

Во всех подобных случаях $W_{пр.}^{\sigma, \varepsilon} = W_{пр.}^{\sigma}$ (с точностью, не меньшей 1%), и для их подсчета можно пользоваться формулой (22) вместо сложной формулы (30). В частности, для 2 характерных сред, выше разобранных, получаются по формуле (35) следующие пределы:

1) сырая почва, $\sigma = 5 \cdot 10^{-14}$; $\varepsilon = 10$; можно пользоваться формулой $W_{пр.}^{\sigma}$ вместо $W_{пр.}^{\sigma, \varepsilon}$ для $\lambda > 1675$ м.

2) сухая почва, $\sigma = 10^{-15}$; $\varepsilon = 4$; можно пользоваться формулой $W_{пр.}^{\sigma}$ вместо $W_{пр.}^{\sigma, \varepsilon}$ для $\lambda > 33500$ м.

2. А. Для определения второй составляющей $W_{a.z.}$ рассмотрим сперва частный случай уравнения (6) — когда имеем среду в виде идеального диэлектрика с $\sigma = 0$.

Тогда уравнение (6) примет форму:

$$\frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 Z_1}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 Z_1}{\partial y^2}. \quad (36)$$

Полагая

$$Z_1 = Ze^{j\omega t} \quad (37)$$

и подставляя в (36), получим:

$$-\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mu Z = \frac{\partial^2 Z}{\partial y^2}. \quad (38)$$

Решение уравнения (38) имеет вид

$$Z = A \cos py + B \sin py, \quad (39)$$

где $p = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon \mu}$. Постоянные интегрирования определяем из условий: при $y = +d$, $Z = +Z_0$ и при $y = -d$, $Z = Z_0$. Тогда Z окончательно будет равно

$$Z = \frac{Z_0}{2 \cos \frac{d \omega \sqrt{\varepsilon \mu}}{c}} \cdot \cos \frac{\omega y}{c} \sqrt{\varepsilon \mu}. \quad (40)$$

В (40) Z представляет собою вектор напряжения электрического поля; для определения величины эдс (электродвижущей силы) между пластинами для какого-либо y следует Z помножить на b (см. 18).

Мы принимаем, что потери на диэлектрический гистерезис пропорциональны первой степени частоты и квадрату напряжения эл. поля (см. „Electrical World“, Vol. 37, p. 1065, а также Arnold, Bd. IV, p. 473), т. е.

$$W_{\partial. z.} = A \omega Z^2 b, \quad (41)$$

где A — некоторая постоянная, независящая от λ и Z ; искомое $W_{\partial. z.}$ в слое между пластинами объемом $2d \times b \times 1$ получается после подстановки в (41) из (40) и (18) значения Z_b , и интегрирования в пределах от $-d$ до $+d$. В результате получим

$$\begin{aligned} W_{\partial. z.} &= \frac{A \omega b^2 Z_0^2}{4 \cos^2 \frac{d \omega \sqrt{\varepsilon \mu}}{c}} \int_{-d}^{+d} \cos^2 \frac{\omega y}{c} \sqrt{\varepsilon \mu} dy = \\ &= \frac{A b^2 Z_0^2 c}{4 \sqrt{\varepsilon \mu} \cos^2 \frac{\omega d \sqrt{\varepsilon \mu}}{c}} \left[\frac{\omega d \sqrt{\varepsilon \mu}}{c} + \frac{1}{2} \sin \frac{2 \omega d \sqrt{\varepsilon \mu}}{c} \right]. \quad (42) \end{aligned}$$

На практике почти во всех случаях (кроме таких, в которых применяются очень короткие волны и очень широкие противовесы) величина $\frac{2 \omega d \sqrt{\varepsilon \mu}}{c}$ — мала; это позволяет найденную сложную зависимость $W_{\partial. z.} = f(\omega)$ упростить, для частного, но вместе с тем весьма частого случая, когда $2 \omega d \sqrt{\varepsilon \mu}$ мало относительно c ; тогда приближенно имеем

$$W_{\partial. z.} = \frac{A b^2 Z_0^2 c}{4 \sqrt{\varepsilon \mu}} \cdot \left[2 \omega \frac{d \sqrt{\varepsilon \mu}}{c} \right] = \frac{1}{2} A b^2 Z_0^2 \omega d = \frac{A b^2 c d \pi Z_0^2}{\lambda}. \quad (43)$$

Итак при сделанных предположениях, потери на диэлектрический гистерезис обратно пропорциональны первой степени длины волны.

В. Теперь рассмотрим для определения $W_{\partial. z.}$ уравнение (6) в его общем виде

$$\frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \frac{\partial Z}{\partial t} + \frac{\mu\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 Z}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 Z}{\partial y^2}. \quad (6)$$

Пользуясь вышеприведенным решением этого уравнения для Z^2 (см. формулу (25)) и представляя выражение Z^2 в формулу (41), получаем

$$\begin{aligned} W_{\sigma, \varepsilon}^{\gamma, \beta} &= \int_{-d}^{+d} A \cdot \omega b^2 Z_0^2 \frac{\cos 2uy + \cosh 2ty}{\cos ud + \cosh 2td} dy = \\ &= \frac{2n \cdot A \cdot c \cdot b^2 \cdot Z_0^2}{\lambda [\cosh 2td + \cos 2ud]} \left[\frac{1}{t} \sin h 2td + \frac{1}{u} \sin 2ud \right]. \end{aligned} \quad (44)$$

а. Рассматривая вновь два частных случая, полагаем сперва $(2td)$ и $(2ud)$ малыми; получим

$$W_{\sigma, \varepsilon}^{\gamma, \beta} = \frac{4\pi d c A b^2}{\lambda} Z_0^2. \quad (45)$$

б. Пусть теперь наоборот: $(2td)$ и $(2ud)$ велики; тогда, аналогично предыдущему, будем иметь

$$W_{\sigma, \varepsilon}^{\gamma, \beta} = \frac{A \cdot \omega \cdot b^2 \cdot Z_0^2}{t} = \frac{2n \cdot b^2 c \cdot A \cdot Z_0^2}{t \lambda}, \quad (46)$$

что по преобразовании дает

$$W_{\sigma, \varepsilon}^{\gamma, \beta} = \frac{A \cdot c \cdot Z_0^2}{V \frac{\mu\varepsilon}{2} \left\{ V 1 + \left[\frac{2\sigma\lambda}{c\varepsilon} \right]^2 - 1 \right\}}. \quad (47)$$

В том случае, когда $\left(\frac{4\pi\sigma}{\omega\varepsilon} \right)$ мало по сравнению с единицей, получим (разлагая выражение $V 1 + \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega\varepsilon} \right)^2$ в ряд)

$$W_{\sigma, \varepsilon}^{\gamma, \beta} \approx \frac{A \cdot c^2 \sqrt{\varepsilon\mu} Z_0^2}{\lambda\sigma}. \quad (47a)$$

3. К сожалению в литературе крайне редко можно встретить цифровые данные абсолютной величины потерь, вызываемых соответ-

ствующей частью сопротивления антенны; а если такие цифры и есть, то без дополнительных данных (σ , ϵ и т. д.), так что сравнить выведенные формулы с опытными результатами пока является затруднительным. Однако полученные аналитически выводы могут дать теоретическое освещение роли тех факторов, которые могли бы обусловить хорошо установленное практикой линейное возрастание сопротивления антенны после прохождения через минимум. Сопоставим полученные результаты, рассматривая в них потери, как функцию длины волны:

I) $W_{np.}$ — четыре случая:

1) $A\alpha$ и $B\alpha$ — при не очень больших антеннах, противовесах и заземлениях ($2kd$ и $2td$ малы):

$$W_{np.}^{\sigma, \epsilon} = Const = B. \quad (48)$$

II) $A\beta$ и $B\beta$ — при больших антеннах, противовесах и заземлениях и соблюдении условия (35):

$$\omega \leq \frac{\sigma}{4\epsilon}; \quad W_{np.}^{\sigma, \epsilon} = K\sqrt{\lambda}. \quad (49)$$

III) $A\beta$ и $B\beta$ — при больших антеннах, противовесах и заземлениях и $\omega \geq \frac{\sigma}{4\epsilon}$:

$$W_{np.}^{\sigma, \epsilon} = \frac{P\lambda}{\sqrt{1 + q^2\lambda^2 - 1}} \quad (\text{если } \frac{4\pi\sigma}{\omega\epsilon} \text{ сравн. с } 1). \quad (50)$$

$$\text{IV) } W_{np.}^{\sigma, \epsilon} = D \quad (\text{если } \frac{4\pi\sigma}{\omega\epsilon} \ll 1). \quad (50a)$$

2) $W_{d.z.}$ — четыре случая:

I) A — при среде в виде диэлектрика с $\sigma = 0$:

$$W_{d.z.}'^{\epsilon} = \frac{M}{\lambda}. \quad (52)$$

II) $B\alpha$ — при среде с σ не равном 0 и ($2td$) и ($2ud$) малых.

$$W_{d.z., \alpha}^{\sigma, \epsilon} = \frac{N}{\lambda}. \quad (53)$$

III) $B\beta$ — при среде с σ не равном 0 и (2 td) и (2 ud) больших:

$$W_{\partial, z, \beta}^{\omega, \varepsilon} = \frac{S}{V \sqrt{1 + q^2 \lambda^2 - 1}}. \quad (54)$$

IV) $B\beta$ — в случае когда $\frac{4 \pi \sigma}{\omega \varepsilon \mu}$ мало по сравнению с 1:

$$W_{\partial, z, \beta}^{\omega, \varepsilon} = \frac{U}{\lambda}. \quad (55)$$

Пользуясь соотношением

$$I^2 = V^2 \frac{C}{L} = 40 V^2 \frac{C^2}{\lambda^2} = \frac{F}{\lambda^2}, \quad (51)$$

можем написать выражение мощности, теряемой в системе в виде (51a)

$$W_{\text{пот.}} = R_{\text{экв. пот.}} I^2,$$

откуда

$$R_{\text{экв. пот.}} = \frac{W_{\text{пот.}}}{I^2}. \quad (51б)$$

Итак получаем выражение эквивалентного сопротивления для токов проводимости для соответствующих I, II III случаям разд. 1 — в функции от λ :

$$I) R_{np.} = \frac{B \lambda^2}{R} = Q, \lambda^2, \quad (56)$$

$$II) R_{np.} = \frac{N \sqrt{\lambda}}{K} Q_3 \lambda^{5/2}, \quad (57)$$

$$III) R_{np.} = \frac{P \lambda \lambda^2}{k V \sqrt{1 + q^2 \lambda^2 - 1}} = Q_4 \frac{\lambda^3}{V \sqrt{1 + q^2 \lambda^2 - 1}} \quad (58)$$

(если $\frac{4 \pi \sigma}{\omega \varepsilon}$ сравнимо с 1) и

$$IV) R_{np.} = Q_5 \lambda^2. \quad (58a)$$

Для случаев рассмотренных в разд. 2 эквивалентное сопротивление потерь на диэлектрический гистерезис определяем сперва для частного случая α (когда $\sigma = 0$), исходя из выражения тока смещения

$$I_{cm} = \int_{-d}^{+d} \bar{U}_{cm} dy \quad (59)$$

где

$$\bar{U}_{cm} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{\varepsilon}{4\pi} j\omega Z = \frac{\varepsilon}{4\pi} \cdot \frac{j\omega Z_0}{2 \cos \frac{d\omega \sqrt{\varepsilon\mu}}{c}} \cos \frac{\omega y}{c} \sqrt{\varepsilon\mu} \quad (\text{см. 40}). \quad (60)$$

После интегрирования и простейших преобразований имеем

$$I_{cm} = \frac{\varepsilon Z_0 \omega d}{4\pi} \quad (61)$$

и

$$\begin{aligned} R_{\partial. z.}^{\varepsilon} &= \frac{W_{\partial. z.}^{\varepsilon}}{I_{cm}^2} = \frac{1}{2} \frac{A \omega b^2 Z_0^2 d (4\pi)^2}{\varepsilon^2 Z_0^2 \omega^2 d^2} = \\ &= \frac{4\pi \lambda A c^3 b^2}{\varepsilon^2 d} \text{ в электромагн. ед.} = \frac{4\pi \cdot 27 \cdot 10^{21} \lambda A b^2}{\varepsilon^2 d} \text{ ом.} \end{aligned} \quad (62)$$

Итак, эквивалентное сопротивление потерь на диэлектрический гистерезис в случае, когда $\sigma = 0$,

$$R_{\partial. z.}^{\varepsilon} = Q_1 \lambda. \quad (63)$$

Для общего случая, когда σ не равно 0, находим:

$$R_{\partial. z.}^{\varepsilon \sigma} = \frac{W_{np} + W_{\partial. z.}}{I^2} = \frac{W_{np}^{\varepsilon \sigma}}{I^2} + \frac{W_{\partial. z.}}{I^2}.$$

Здесь $\frac{W_{np}^{\varepsilon \sigma}}{I^2}$ определяется одним из выражений (56), (57), (58) или (58a), а второе слагаемое в функции от λ выразится частным от деления одной из формул (52), (53), (54) или (55) на выражение (51).

В результате для рассмотренных 4-х случаев получим:

$$1) A - R_{\partial. z.} = P_1 \lambda, \quad (65)$$

$$\text{II) } B = R_{\text{д. з.}} = P_1 \lambda, \quad (66)$$

$$\text{III) } B_2 = \text{если } \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega\epsilon} \right) \text{ сравнимо с } 1, \text{ то} \quad (67)$$

$$R_{\text{д. з.}} = \frac{P_1 \lambda^2}{\sqrt{1 + q^2 \lambda^2 - 1}}, \quad (67)$$

$$\text{IV) } B_2 = \text{если } \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega\epsilon} \right) \ll 1, \text{ то } R_{\text{д. з.}} = P_1 \lambda, \quad (67a)$$

Суммируя всевышеизложенные случаи, получаем таблицу (68) (см. след. стр.).

Обычно измеряемое „сопротивление антенны“ состоит из двух слагаемых

$$R_A = R_{\text{изл.}} + R_{\text{пот.}} \quad (69)$$

Первое слагаемое определяется выражением

$$R_{\text{изл.}} \cong 1600 \frac{h^2 \sigma}{\lambda^2} = \frac{A_3}{\lambda^2}, \quad (70)$$

а второе — по формуле проф. М. В. Шулейкина

$$R_{\text{пот.}} = A_1 \lambda / \lambda_0. \quad (71)$$

С другой стороны выражение потерь в системе можно представить в виде

$$R_{\text{пот.}} = R_{\text{дж. пров.}} + R_{\text{д. з.}} + R_{\text{пров.}}, \quad (72)$$

где $R_{\text{дж. пров.}}$ — потери на тепло Джоуля в проводах системы

$$R_{\text{дж. пр}} = \frac{132}{\lambda_M} r \text{ см } R_{\text{пост. току}} = \frac{A_2}{\sqrt{\lambda}}. \quad (73)$$

Для рассмотренных в таблице (68) трех случаев получаем в окончательном виде выражение $R_A = f(\lambda)$.

1) Среда в виде диэлектрика с $\sigma = 0$

$$R_A = \frac{A_3}{\lambda^2} + \frac{A_2}{\lambda^{1/2}} + P_1 \lambda. \quad (74)$$

Зависимость потерь ($W_{np} + W_{\partial, z}$) и соответствующих сопротивлений в системе от длины волны.

Х а р а к т е р и с т и к а с р е д ы.	W_{np}	$W_{\partial, z}$	R_{np}	$R_{\partial, z}$
1. Среда в виде диэлектрика с $\varepsilon = 0$, причем $(\frac{2\omega d \sqrt{\varepsilon \mu}}{c})$ малая величина.	—	$M \frac{\lambda}{\lambda}$	—	$P_1 \lambda$
2. Среда такова, что токами смещения можно пренебречь по сравнению с токами проводимости:				
а) $2kd$ мало	B	—	$Q_1 \lambda^2$	—
б) $2kd$ велико	$k\sqrt{\lambda}$	—	$Q_3 \lambda^{5/2}$	—
3. Среда такова, что токами смещения нельзя пренебречь по сравнению с токами проводимости, причем:				
а) $2td$ и $2ud$ малы	B	$N \frac{\lambda}{\lambda}$	$Q_2 \lambda^2$	$P_2 \lambda$
б) $2td$ и $2ud$ велики	$P_1 \lambda$	S	$Q_4 \lambda^3$	$P_3 \lambda^2$
а) $\frac{4\pi\sigma}{\omega\varepsilon}$ сравнимо с 1	$\sqrt{1+q^2\lambda^2} - 1$	$\sqrt{1+q^2\lambda^2} - 1$	$\sqrt{1+q^2\lambda^2} - 1$	$\sqrt{1+q^2\lambda^2} - 1$
б) $\frac{4\pi\sigma}{\omega\varepsilon} < 1$	D	$\frac{U}{\lambda}$	$Q_5 \lambda^2$	$P_4 \lambda$

II) Среда такова, что токами смещения можно пренебречь по сравнению с токами проводимости:

а) $2 kd$ мало

$$R_A = \frac{A_3}{\lambda^2} + \frac{A_2}{\lambda^{1/2}} + Q_1 \lambda^2. \quad (75)$$

б) $2 kd$ велико

$$R_A = \frac{A_3}{\lambda^2} + \frac{A_2}{\lambda^{1/2}} + Q_3 \lambda^{5/2}. \quad (76)$$

III) Среда такова, что токами смещения нельзя пренебречь по сравнению с токами проводимости:

а) $2 td$ и $2 ud$ малы

$$R_A = \frac{A_3}{\lambda^2} + \frac{A_2}{\lambda^{1/2}} + Q_2 \lambda^2 + P_2 \lambda. \quad (77)$$

б) $2 td$ и $2 ud$ велики

а) $\frac{4\pi\epsilon}{\omega\epsilon}$ сравнимо с 1:

$$R_A = \frac{A_3}{\lambda^2} + \frac{A_2}{\lambda^{1/2}} + \frac{Q_4 \lambda^3}{V\sqrt{1+q^2\lambda^2}-1} + \frac{P_3 \lambda^2}{V\sqrt{1+q^2\lambda^2}-1}. \quad (78)$$

б) $\frac{4\pi\epsilon}{\omega\epsilon} \ll 1$:

$$R_A = \frac{A_3}{\lambda^2} + \frac{A_2}{\lambda^{1/2}} + Q_5 \lambda^2 + P_4 \lambda. \quad (79)$$

Для согласования экспериментальной формулы (71) с данными в (74)–(79) результатами анализа следует предположить, что условия опытов, послуживших основанием для вывода выражения (71) соответствовали случаям I или III, и что коэффициенты P_1 , P_2 , P_3 и P_4 в формулах (74), (77), (78) и (79) являются значительными настолько, что при обычных пределах удлинений при измерениях слагаемые с λ^2 , $\lambda^{5/2}$... и т. д. не могут проявиться.

III.

Рассматривая с точки зрения только что выведенных формул полученные различными авторами опытные зависимости между R_A и λ можно заметить следующее.

1) В опытах Миллера последний оперировал с антеннами искусст-

венно малых размеров,—поэтому на них и сказывалось так резко влияние разного рода *окружающих* несовершенных диэлектриков, непропорциональное имеющим место соотношениям в действительных антеннах. По условиям опытов Миллера последние должны быть отнесены к категориям I или III, причем член с λ в первой степени имеет доминирующее значение, что указывает на преобладающее влияние потерь на диэлектрический гистерезис.

2) В опытах Эккерслея имеется большее приближение к условиям работы действительных антенн. После прохождения через минимум кривая $R_A = f(\lambda)$ поднимается вверх уже не по прямой, а по кривой. Эккерслей появление слагаемых, пропорциональных λ^2 , относит к потерям на утечку. Согласно данных вышеприведенного анализа, такое возрастание следует объяснить слагаемыми сопротивлениями не только от утечки, но и от сопротивления, эквивалентного потерям на токи проводимости, которые по нашей таблице пропорциональны $\lambda^2 - \lambda^{5/2}$.

Построив кривую: $\frac{J_{см.}}{J_{пр.}} = f(\lambda)$ (см. черт. 10), мы видим, что для диапазона волн, с которым оперировал Эккерслей, ток смещения мог определяться в пределах от 90% (сухая почва) до 2% (сырая почва) тока проводимости (неизвестны условия почвы при опытах Эккерслея). Следовательно токами смещения нельзя было пренебречь по сравнению с токами проводимости—мы имеем в данном случае пример, иллюстрирующий III категорию по нашим обозначениям,—когда функция $R_A = f(\lambda)$ выражается формулами типа (77)–(79).

3) В работе М. Абрагама, Раут-фон-Траубенберга и И. Пуша, напечатанной в „*Physikalische Zeitschrift*“ (I–IV—1919), приведены экспериментальные цифры $R = f(\lambda)$ для случая сырой почвы с ϵ порядка $8 \cdot 10^{-14}$; весь вывод сделан при предположении, что токами смещения можно пренебречь по сравнению с токами проводимости. По нашей кривой для данных опыта этих трех авторов — $\frac{J_{см.}}{J_{пр.}} = 5-3\%$ и потому такое допущение было возможно. Но если бы авторы исследовали сопротивление почвы при условиях сухой почвы, с ϵ порядка 10^{-15} , или измерили бы сопротивление той же почвы но при более длинных λ , то результаты были бы иные; как показывает кривая черт. 10, кроме токов проводимости необходимо принять тогда и токи смещения во внимание, благодаря чему самая зависимость $R_A = f(\lambda)$ изменила бы свой характер.

4) Генрих Труэ и М. Рейх (Jahrb. d. dr. Tel. и Tel. В. 5, Н. 5 и 6) экспериментировали с волнами более короткими (от 400 мт.), но почвы в их опытах имели такие характеристики ($\epsilon = 8$ и $\sigma = 2 \cdot 10^{-13}$ у первого и $\epsilon = 8$ и $\sigma = 3,7 \cdot 10^{-13}$ у второго), которые практически исключали токи смещения по сравнению с токами проводимости (случ. II по нашим обозначениям).

В исследовании с одной стороны выяснены факторы, обуславливающие известное линейное возрастание сопротивления антенны, в функции длины волны, после прохождения через минимум, а с другой стороны получены точная и приближенная формулы, необходимые практикам для расчета потерь в земле; рассмотрены имеющиеся в литературе опытные данные по вопросам сопротивления антенн (Fischer, Austin, Miller, Eckersley etc). Затем авторами из основных уравнений электромагнитного поля выведены последовательно формулы для определения потерь на токи проводимости и гистерезис для случаев: 1) пренебрежения токами смещения по сравнению с токами проводимости и 2) принятия их во внимание. Такой же вывод дан для потерь на диэлектрический гистерезис для случаев: 1) среда — в виде диэлектрика с $\sigma = 0$, 2) среда такова, что токами проводимости нельзя пренебречь по сравнению с токами смещения. Исходя из выведенных формул, дано выражение полного сопротивления системы в функции от длины волны для различных случаев практики. Линейное возрастание сопротивления антенны обуславливается, по данным анализа, потерями на диэлектрический гистерезис, обычно доминирующими над другими слагаемыми выражения $R_d = f(\lambda)$. В свете выведенной теории рассмотрены приведенные выше экспериментальные данные различных авторов.

Москва,

Государственный Экспериментальный

Электротехнический Институт.

Измерение весьма малых физических величин с помощью катодных ламп.

Инж. В. К. Виторского.

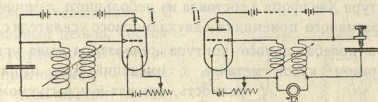
§ 1. Использование катодных ламп для целей измерения различных физических величин (весьма малых емкостей, самоиндукций, удлинений, давлений, веса, коэффициентов упругости и пр.) открывает новые, широкие возможности и уже в недалеком будущем может оказаться необычайно плодотворны как в физике, так и в технике.

До настоящего времени не только в России, но и за границей катодная лампа не получила заметного распространения в области физических и технических измерений. Объясняется это: 1) Сравнительной сложностью аппаратуры, необходимой при пользовании катодной

лампой для измерительных целей, а также затруднительностью манипулирования с этой сложной аппаратурой, особенно при отсутствии навыка и опыта. 2) Отсутствием достаточно полной и точной теоретической картины тех сложных и разнообразных явлений, которые имеют место в катодной лампе при различных условиях ее работы. 3) Недостаточной для точных измерений устойчивостью режима работы катодной лампы в обычных условиях. 4) Наконец, отсутствием достаточно разработанных, простых и удобных для практического пользования схем, приборов и методов измерений. Однако не подлежит сомнению, что все упомянутые затруднения и недостатки могут быть и будут устранены и катодная лампа займет видное место в технике измерений, требующих высокочувствительных методов.

§ 2. В литературе имеются некоторые сведения о более или менее удачных опытах применения катодной лампы для измерительных целей. К сожалению эти сведения пока довольно кратки, неполны и отрывочны.

Первой и заслуживающей серьезного внимания является работа проф. Р. Виддингтона¹⁾, касающаяся измерения весьма малых длин (удлинений твердых тел)¹⁾. Виддингтон применял метод биений, заключающийся в следующем. Два катодных генератора, собранные по обычной схеме самовозбуждения (черт. 1) настраиваются на частоты, несколько отличные друг от друга. Если в анодную цепь одного из генераторов



Черт. 1.

включен телефон *T*, то при определенных условиях в нем будет слышен тон, соответствующий разности частот обоих генераторов. Конденсатор II-го генератора устроен в виде 2-х параллельных металлических пластин, из которых одна неподвижна, а вторая может перемещаться (в направлении перпендикуляра к собственной плоскости) например под действием микрометрического винта или же стержня, получающего удлинение, подлежащее измерению. При изменении расстояния между пластинами меняется емкость колебательного контура II-го генератора и следовательно меняется его частота, а также высота тона биений в телефоне. Замечая изменение тона биений можно подсчитать перемещение обкладки и равное ему удлинение испытуемого стержня.

Очевидно, что чем ниже будет выбран начальный тон биений, тем чувствительнее будет устройство к ничтожным изменениям расстояния между пластинами конденсатора. Однако практическое получение

¹⁾ R. Whiddington, *Wireless valve circuits as applied to the measurements of physical quantities. Wireless World, January 22-nd, 1921.*

низких тонов биений оказывается возможным лишь при весьма слабой связи цепей 2-х генераторов, причем достаточной слышимости получить уже нельзя. Поэтому Виддингтон'у пришлось усложнить свое устройство введением третьего лампового генератора, настроенного на звуковую частоту, близкую к частоте биений первых двух генераторов¹⁾.

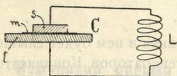
Слушая одновременно тон биений и тон, даваемый 3-м генератором, можно было наблюдать „вторичные“ звуковые биения между этими двумя музыкальными тонами. Разумеется, частоту этих „вторичных“ биений можно сделать сколь угодно низкой, регулируя частоту 3-го генератора.

По наблюдаемому изменению частоты „вторичных“ биений Виддингтон судил об изменении расстояния между пластинками. По его данным смещение пластины на $1/200.000.000$ дюйма уже давало заметное изменение тона „вторичных“ биений, чувствительность метода в 50—100 раз выше чувствительности оптических интерферометров. Однако этот метод, не говоря уже о сложности аппаратуры, по признанию самого Виддингтон'а, представляет весьма значительные практические трудности.

§ 3. В 1922 г. в лаборатории Металлургического Факультета Шеффилдского Университета Хэндфорд²⁾ применил метод биений для целей изучения механических свойств металлов и в частности для определения предела упругости.

Аппаратура Хэндфорд'а состояла из небольшого лампового генератора, регенеративного приемника и двухлампового усилителя с телефоном.

Емкость колебательного контура генератора была устроена следующим образом: кусок металла s , имеющий одну отшлифованную плоскость, прижат к испытываемому стрелжню t также отшлифованному; между s и t положена очень тонкая слюдяная пластинка m (черт. 2). Образуется емкость C , которая с самоиндукцией L составляет колебательный контур лампового генератора, генерирующего колебания с частотой f_1 ³⁾. В расстоянии нескольких футов от генератора располагался упомянутый выше регенеративный приемник, настроенный на частоту f_2 , несколько отличающуюся от f_1 . Получающиеся биения частоты $f_1 - f_2$ приходилось усиливать двухламповым усилителем, после чего они принимались на телефон.



Черт. 2.

При воздействии постепенно возрастающего механического усилия

¹⁾ В опытах Виддингтон'а частота биений первых двух генераторов равнялась примерно 1000.

²⁾ Cecil Handford. A valve method of detecting minute slipping in metals. Phil. Mag. May 1924. p. 896—907.

³⁾ Порядка 10^5 пер/сек.

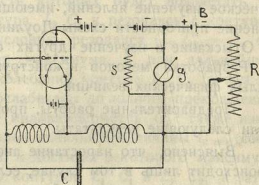
на испытуемый стержень его отполированная поверхность, теряет свой зеркальный вид и начинает коробиться в тот момент, когда превзойден предел упругости металла; появляются так называемые „фигуры течения“ (slip-bands). Благодаря этому среднее расстояние между обкладками конденсатора s и t увеличивается, емкость C уменьшается и тон биений начинает изменяться. По данным Хэндфорд'а этот метод обнаружения „фигур течения“ является значительно более чувствительным по сравнению со старыми способами, когда момент появления „фигур течения“ отмечался путем непосредственного зрительного наблюдения полированной поверхности испытуемого металла¹⁾. В заключительной части своей работы Хэндфорд приводит целый ряд весьма интересных результатов, полученных им при исследовании с помощью метода биений различных металлов (меди, разных сортов латуни, никкеля и пр.).

Недостатком метода Хэндфорд'а является опять-таки сравнительная громоздкость и сложность аппаратуры и необходимость прибегать к целому ряду ухищрений и приспособлений для устранения различных посторонних влияний, искажающих результаты наблюдений.

§ 4. Другой метод измерения малых удлинений был предложен Доулинг'ом²⁾.

Конденсатор C колебательного контура обычного лампового генератора (черт. 3) устроен примерно так же, как и у Виддингтон'а; диаметр дисков равен 5 см. В анодную цепь включен гальванометр G зашунтированный цепью, состоящей из аккумулятора B и переменного сопротивления R . Назначение этой цепи состоит в том, чтобы компенсировать анодный ток, идущий через гальванометр.

Регулируя сопротивление R , легко установить стрелку гальванометра на нуль, после чего он будет показывать лишь отклонения анодного тока от первоначальной нормальной величины³⁾. В работе Доулинг'а описано явление, происходящее при плавном изменении емкости C , т. е. расстояния между пластинами конденсатора. Если пластины постепенно сближать, то с некоторого момента анодный ток начинает резко возрастать по прямолинейному закону, затем возрастание замедляется и при дальнейшем



Черт. 3.

¹⁾ Применение микроскопа, как показал опыт, не повышает точности наблюдения.

²⁾ J. Dowling. *The Recording Ultramicrometer*. Engineering, B. 112, p. 395, Sept. 9, 1921. Phil. Mag. July 1923. Ref. Journ. of the Franklin Inst. Nov. 1923, p. 626.

³⁾ Необходимо при этом, чтобы сопротивление R было значительно больше сопротивления гальванометра.

сближении пластин ток снова падает по прямолинейному же закону примерно до своего первоначального значения.

В описываемом Доулинг'ом случае прямолинейные участки кривой $i_a = f(d)$ (анодный ток i_a в зависимости от расстояния между пластинами конденсатора d) лежат между $d = 0,0025$ и $d = 0,011$ см и между $d = 0,026$ и $d = 0,035$ см. Пользуясь тем, что на прямолинейных участках кривой приращения анодного тока пропорциональны приращениям расстояния между пластинами, можно, проградуировав прибор однажды, измерять весьма малые удлинения непосредственно по показанию гальванометра. По данным Доулинг'а его прибор чувствует смещение пластины порядка 10^{-7} см. Произведенные на основании его данных подсчеты показывают, что изменение расстояния между дисками на 10^{-7} см давало изменение емкости ΔC порядка $1/1000$ см, причем анодный ток получал приращение порядка $1 \cdot 10^{-8}$ ампер.

§ 5. По поручению проф. М. В. Шулейкина автором предпринято в радиолaborатории Г. Э. Э. И. исследование вопроса о применении катодных ламп для целей измерения различных физических величин и в первую очередь весьма малых емкостей и удлинений твердых тел. Так как метод Доулинг'а представлялся значительно более простым и удобным, нежели метод биений, то исследование было начато со схемы Доулинг'а.

Задачи этого исследования таковы: 1) Экспериментальное и теоретическое изучение явлений, имеющих место в схеме Доулинг'а. 2) Выяснение пригодности схемы Доулинг'а для практического пользования. 3) Отыскание и изучение других схем, пригодных для тех-же целей. 4) Разработка методов и конструирование приборов для измерения малых физических величин.

Предварительные работы, произведенные до настоящего времени, дали следующие результаты.

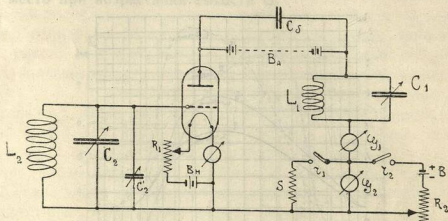
Выяснено, что нарастание анодного тока, описанное Доулинг'ом, происходит лишь в том случае, если в схеме имеется кроме основного колебательного контура 2-ой контур, обладающий определенным периодом собственных колебаний. Правда, в схеме Доулинг'а второго явного колебательного контура не имеется, но его роль, очевидно, играла какая-то случайная паразитная цепь обладавшая подходящим периодом собственных колебаний.

Было испробовано несколько вариантов генераторных схем с двумя колебательными контурами, так или иначе связанных друг с другом. Эти схемы дают возможность легко получать явления нарастания и спада анодного тока при любой, наперед заданной длине волны¹⁾, причем имеется также возможность заранее подсчитать постоянные колебательных цепей схемы, требующиеся для получения желаемого

¹⁾ Практически оказалось удобным работать при волнах порядка 200 метров.

эффекта. При пользовании же схемой Доулинг'а приходится итти ощупью; предварительный посчет невозможен.

§ 6. Однако для практических целей оказалась весьма удобной и простой обычная схема Кюн'а с колебательным контуром $L_2 C_2$ в цепи



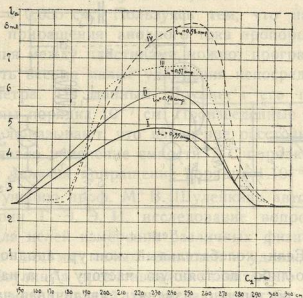
Черт. 4.

сетки (черт. 4). Если колебательный контур анодной цепи $L_1 C_1$ настроить на какую-либо постоянную частоту f_1 , а настройку контура цепи сетки $L_2 C_2$ постепенно изменять, увеличивая частоту его собственных колебаний от некоторой величины $f'_2 < f_1$ до некоторой другой величины $f''_2 > f_1$, то, как известно, в контуре $L_1 C_1$ будут генерироваться колебания, интенсивность которых будет возрастать по мере приближения настройки контура $L_2 C_2$ к резонансу с контуром $L_1 C_1$. При настройке близкой к условию резонанса ($L_2 C_2 = L_1 C_1$) интенсивность колебаний достигает максимума, а при дальнейшем изменении периода собственных колебаний контура $L_2 C_2$ (в том же направлении) колебания постепенно ослабевают до полного прекращения. При этом анодный ток i_a (показание миллиамперметра G_1) также изменяется, быстро возрастая от некоторой начальной величины $i_{a \min}$ (соответствующей отсутствию колебаний) и достигая некоторого максимума $i_{a \max}$ в момент близкий к резонансу контуров $L_1 C_1$ и $L_2 C_2$, а затем снова круто спадает примерно до своей первоначальной величины.

Кривые изменения анодного тока в зависимости от емкости контура сетки $i_a = f(C_2)$ при $C_1 = \text{const}$ для различных значений тока накала лампы i_k приведены на черт. 5. Снятие этих кривых производилось по схеме черт. 4 с лампой типа ПР-1 конструкции Нижегородской Радиолaborатории НКПТ. Напряжение анодной батареи B_A равнялось 80 вольт; самоиндукции L_1 и L_2 порядка $2,2 \cdot 10^4$ см; емкость C_1 , порядка 250 см. Изменение настройки контура сетки производилось путем увеличения емкости C_2 . На черт. 5 значения C_2 отложены по оси абсцисс, а по оси ординат — соответствующие значения анодного тока i_a . Характер кривых не изменяется, если настройку контура сетки $L_2 C_2$ сохранять неизменной, а изменять емкость анодного контура C_1 .

При взгляде на черт. 5 мы видим, что кривые $i_a = f(C_2)$

имеют участки (значительной длины), весьма близкие к прямолинейным. Этими участками можно, следовательно, пользоваться для измерения весьма малых емкостей (а стало быть косвенно и целого ряда других физических величин, как-то: ничтожных удлинений, изменений диэлек-



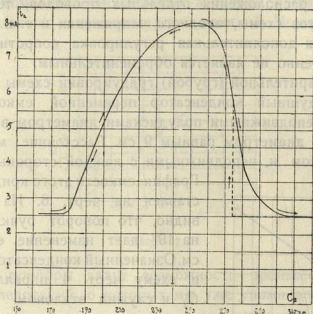
Черт. 5.

трической постоянной твердых, жидких и газообразных тел, малейших изменений давления, силы тяготения и т. п.). Само собой очевидно, что при измерении очень малых емкостей нам приходится пользоваться лишь весьма небольшим отрезком какой-либо из кривых $i_a = f(C_2)$ на любом из „прямолинейных“ участков. Поэтому, хотя в действительности радиус кривизны кривой, в избранной нами для измерения точке, быть может и отличен от бесконечности, но это отличие не будет иметь для нас никакого практического значения и мы можем считать, что малые приращения емкости C_2 будут вызывать пропорциональные приращения анодного тока.

Одним из существенных преимуществ этой схемы является возможность варьировать по своему усмотрению кривизну „измерительной кривой“ путем изменения в широких пределах тока накала лампы (см. черт. 5), а также пользуясь по желанию восходящими или нисходящими участками кривых. С другой стороны малые случайные колебания тока накала, могущие иметь место в условиях практической работы, не дают сколько нибудь заметного изменения кривизны кривой $i_a = f(C_2)$ (что явствует, например, из сравнения кривых III для 0.57 A и IV для 0.58 A черт. 5) и потому можно совершенно не считаться с теми ошибками в измерениях, которые проистекают благодаря не абсолютному постоянству тока накала за время опыта.

Приведенные на черт. 5 кривые сняты, как сказано выше, при

постепенном увеличении емкости C_2 . Если идти в обратном направлении, т.е. емкость C_2 постепенно уменьшать, то возникновение колебаний несколько запаздывает (см. черт. 5а); колебания возникают сразу, происходит скачек анодного тока примерно до того же значения, какое имело место при возрастании емкости C_2 .



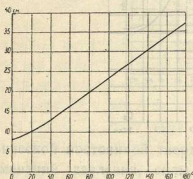
Черт. 5а.

§ 7. Для измерения малых емкостей по схеме черт. 4 в анодную цепь последовательно с миллиамперметром G_1 [или вместо него] мы включаем гальванометр G_2 с шунтом S . Для компенсации анодного тока параллельно G_2 включается аккумуляторный элемент B с переменным сопротивлением R_2 , подобно тому как это делалось Доулингом. Затем, оставляя постоянным C_1 , подбираем C_2 так, чтобы оказаться на одном из прямолинейных участков кривой $i_a = f(C_2)$. Ток накала подбираем сообразно желаемой крутизне $\frac{di_a}{dC_2}$.

Далее, размыкая ключ r_1 и замыкая r_2 , устанавливаем при помощи переменного сопротивления стрелку гальванометра в нулевое (или любое другое) положение. После этого параллельно C_2 включаем измеряемую малую емкость C_x и замечаем соответствующее изменение анодного тока Δi_a , по величине которого непосредственно определяется искомая величина C_x , если схема заранее проградуирована. Для измерения сравнительно больших емкостей можно пользоваться методом компенсации: измеряемая емкость включается параллельно эталонной емкости, после чего эту последнюю следует уменьшать до тех пор, пока стрелка гальванометра не вернется в первоначальное (нулевое) положение; тогда $C_x = C_n' - C_n''$.

Конечно, практически нет надобности производить подбор величин C_2 , R_2 и i_a перед каждым измерением: достаточно сделать это однажды: различная же чувствительность схемы может быть получена путем смены шунтов S гальванометра G_2 . Правда, если схема собрана недостаточно жестко и тщательно, то благодаря изменениям переходного сопротивления контактов (напр. от механических сотрясений), изменениям взаимного расположения отдельных проводов, температуры отдельных элементов схемы, анодного напряжения и т. п. может требоваться некоторая дополнительная регулировка сопротивления R_2 , что впрочем совершенно не является обременительным.

Для предварительной (грубой) градуировки схемы был изготовлен небольшой воздушный конденсатор переменной емкости обычного типа с двумя неподвижными полудисками диаметром в 11 см и одним вращающимся с диаметром равным 9 см. Расстояние между вращающимся полудиском и неподвижными с каждой стороны около 1.7 мм.



Черт. 6.

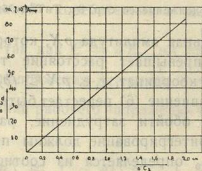
График емкости этого конденсатора представлен на черт. 6. Из этого графика видно, что поворот ручки конденсатора на 10° дает изменение емкости на 1,75 см. Означенный конденсатор C_2 включался в схему черт. 4 параллельно емкости C_2 и служил эталоном. Увеличивая постепенно эталонную емкость ΔC_2 и следя при этом за приращением анодного тока Δi_a по прибору G_1 , не трудно найти зависимость $\Delta i_a = f(\Delta C_2)$ и изобразить ее графически. Так как мы производим измерения в пределах прямолинейных участков кривых $i_a = f(\Delta C_2)$, то естественно, что зависимость $\Delta i_a = f(\Delta C_2)$ будет изображаться на графике прямой линией. Одна из таких прямых, снятых нами опытным путем, представлена на черт. 7. Наклон таких прямых, как уже сказано, зависит от тока накала, от выбранной для работы участка кривой $i_a = f(C_2)$ а также от ряда других факторов, как например ваттные сопротивления колебательных контуров, длина волны, анодное напряжение и проч. Графики, подобные представленному на черт. 7 и служат для измерения весьма малых емкостей.

Для более точной градуировки схемы можно пользоваться набором эталонов малых емкостей, а также различными косвенными методами. Удобно также пользоваться сложными эталонами, состоящими из последовательного соединения малой постоянной емкости и обычного конденсатора переменной емкости.

Из черт. 7 можно видеть, что приращение емкости ΔC_2 , равное 1 см. вызывает приращение анодного тока Δi_a , равное примерно $280 \mu A$, между тем как Доулинг при таком же приращении емкости получил Δi_a порядка $8 \mu A$, т.е. примерно в 30 раз меньше. А так как

увеличение тока накала лампы может еще увеличить крутизну $\frac{di_a}{dC}$, то можно сказать, что чувствительность описанной нами схемы превышает чувствительность схемы Дуулинга по крайней мере в 30 раз.

Описанная схема положена нами в основу прибора для измерения малых емкостей. Этот прибор, находящийся в настоящее время в постройке, будет компактно смонтирован в особом ящике, защищенном от электростатических и температурных влияний. Можно полагать, что



Черт. 7.

подобного рода приборы дадут возможность произвести ряд весьма интересных исследований, о которых мы уже упоминали выше.

(Окончание следует).

Москва,

Государственный Экспериментальный
Электротехнический Институт.

Теория и расчет катодных преобразователей.

Р. В. Львович.

Продолжение со стр. 83, ТнТбп № 28.

2-ой случай. Максимальная амплитуда pX , которую будем всегда считать положительной, превышает расстояние точки касания кривой с абсциссой от начала координат, т.е. $pX \geq (b)$, причем по-прежнему $b = h - 1$. Наше уравнение (6) перестает быть действительным в этом случае. Но мы можем обойти затруднение, разлагая это выражение в ряд Фурье, причем интегрирование должны производить в пределах от 0 до φ_0 , где угол φ_0 определяется из соотношения $pX \cos \varphi_0 = b$; отсюда

$$\cos \varphi_0 = \frac{b}{pX}. \quad (8)$$

Формула (8) является для нас весьма важной для дальнейшего (черт. 9 стр. 175).

Разложение даст выражение вида

$$Z = B_0 + B_1 \cos \varphi + B_2 \cos 2\varphi + B_3 \cos 3\varphi + B_4 \cos 4\varphi + \dots, \quad (9)$$

где B_0 — постоянная составляющая анодного тока, B_1 — основная (первая) амплитуда, B_2 — амплитуда первого обертона (вторая амплитуда) и т. д. Все в относительных величинах. Произведя интегрирование в указанных пределах и сделав некоторые преобразования, найдем:

$$\frac{I_0}{i_d} = B_0 = \frac{1}{\pi} \left\{ \varphi_0 A_0 + \sin \varphi_0 [A_1 + A_2 \cos \varphi_0 + \frac{A_3}{3} (4 \cos^2 \varphi_0 - 1)] \right\},$$

$$\frac{I_1}{i_d} = B_1 = \frac{1}{\pi} \left\{ \varphi_0 A_1 - \sin \varphi_0 [A_1 \cos \varphi_0 + 2 A_0 + \right. \\ \left. + \frac{2}{3} A_2 (1 + 2 \cos^2 \varphi_0) + 2 A_3 \cos^3 \varphi_0] \right\}.$$

Для амплитуд обертонов найдем подобные же выражения. Эти довольно сложные формулы представляют неудобства для расчетов,

однако некоторыми приемами, как мы сейчас увидим, дело можно значительно упростить и приспособить сделанные выводы для практических применений. Прежде всего, выясним значение амплитуды pX , от которой зависят коэффициенты A_0 , A_1 , A_2 и A_3 по уравнениям (7). По определению

$$pX = [1 - \frac{DL}{M}] \frac{V_c}{DE_0} = X - \frac{L}{M} \cdot \frac{V_c}{E_0},$$

но $\frac{L}{M} = \frac{V_c}{V_g}$ из условий колебательного контура; следовательно:

$pX = X - \frac{V_c}{E_0}$ или, так как $E = aE_0$, $pX = X - a \frac{V_c}{E}$, где a по-прежнему отношение напряжения источника к напряжению E_0 . Обозначив степень использования рабочего напряжения через $\xi = \frac{V_c}{E}$, найдем

$$pX = X - a\xi; \quad p = 1 - \frac{a\xi}{X}.$$

Вообще, в нормальных условиях работы генераторов величина $a\xi$ невелика и p близко к 1, а pX близко к амплитуде сеточного напряжения.

От преобразователя, как источника незатухающих колебаний для целей передачи, требуется хороший коэффициент полезного действия. Это достигается, во первых, достаточным дополнительным напряжением на сетке (отрицательным), во вторых, подходящей настройкой колебательного контура. В этом смысле настройку надо производить так, чтобы амплитуда pX , приблизительно равная сеточному напряжению, подходила бы как раз к величине, соответствующей началу насыщения мгновенного значения анодного тока, или, в нашей динамической характеристике, к точке касания кривой с верхней горизонталью $pX = pX_s$ для $Z = Z_s = 2$; но тогда легко видеть из ур. (5), что этому условию удовлетворяет значение $pX = pX_s = 1 + h = b + 2$ и, следовательно,

$$\cos \varphi_0 = \frac{h-1}{h+1} = \frac{b}{b+2}, \quad (10)$$

так как $b = X_{g0} - a$, то $pX_s = 2 + X_{g0} - a$; $X_s = 2 + X_{g0} - a(1 - \xi)$; $X_s - X_{g0} = 2 - a(1 - \xi)$. Подставляя в уравнение (7) вместо pX значения $1 + h$ и выразив h через $\cos \varphi_0$:

$$h = \frac{1 + \cos \varphi_0}{1 - \cos \varphi_0}, \quad h + 1 = \frac{2}{1 - \cos \varphi_0}, \quad b = \frac{2 \cos \varphi_0}{1 - \cos \varphi_0},$$

найдем коэффициенты A_0, A_1, A_2, A_3 , как функции только $\cos \varphi_0$:

$$A_0 = \frac{3 + 3 \cos \varphi_0 + 6 \cos^2 \varphi_0 - 2 \cos^3 \varphi_0}{(1 - \cos \varphi_0)^3}; A_1 = -\frac{3 + 12 \cos \varphi_0}{(1 - \cos \varphi_0)^3};$$

$$A_2 = \frac{3 + 3 \cos \varphi_0}{(1 - \cos \varphi_0)^3}; A_3 = -\frac{1}{(1 - \cos \varphi_0)^3}.$$

Легко видеть, что сумма $A_0 + A_1 + A_2 + A_3 = \frac{2(1 - \cos \varphi_0)^3}{(1 - \cos \varphi_0)^3} = 2$, т.е. току насыщения; это, впрочем, видно также из уравнения (6).

Теперь мы можем выразить B_0 и B_1 , как функции только угла φ_0 :

$$B_0 = \frac{1}{\pi} \cdot \left\{ \frac{\varphi_0(72 + 18 \cos \varphi_0 + 36 \cos 2 \varphi_0 - 6 \cos 3 \varphi_0)}{12 (1 - \cos \varphi_0)^3} - \frac{27 \sin \varphi_0 + 54 \sin 2 \varphi_0 - 5 \sin 3 \varphi_0}{12 (1 - \cos \varphi_0)^3} \right\}; \quad (11)$$

$$B_1 = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{36 \sin \varphi_0 + 8 \sin 2 \varphi_0 + 4 \sin 3 \varphi_0 - \sin 4 \varphi_0 - 48 \varphi_0 \cos \varphi_0 - 12 \varphi_0}{4 (1 - \cos \varphi_0)^3}. \quad (12)$$

Можно убедиться разложением в ряд этих выражений в том, что B_0 и B_1 стремятся к нулю, а их отношение $\frac{B_1}{B_0}$ стремится к 2, если φ_0 стремится к нулю. Это замечание важно для исследования коэффициента полезного действия.

Исследование уравнений $B_0 = f_0(\varphi_0)$ и $B_1 = f_1(\varphi_0)$ в общем виде представляется затруднительным, поэтому разложением в ряды каждое из этих уравнений может быть разбито на несколько приближенных, рассматриваемых вблизи некоторых особенных точек.

Так, для областей вблизи угла $\varphi_0 = 0$ уравн. (11) и (12) примут вид:

$$B_0 = \frac{48}{35} \frac{\varphi_0}{\pi} - \frac{296}{12025} \frac{\varphi_0^3}{\pi}, B_1 = \frac{96}{35} \frac{\varphi_0}{\pi} - \frac{32}{105} \frac{\varphi_0^3}{\pi}.$$

$$\text{Вблизи угла } \varphi_0 = 135^\circ, B_1 = \frac{1}{\pi} (3,62 - 0,03\alpha - 0,3\alpha^2 + 0,28\alpha^3),$$

$$\text{где } \alpha = \varphi_0 - \frac{3}{2} \pi.$$

Вблизи $\varphi_0 = \pi$, $B_0 = 1 - \frac{3}{16} \alpha^2 + \frac{1}{16} \alpha^4$, где $\alpha = \pi - \varphi_0$ ¹⁾.

Ближайшее исследование этих частных уравнений показывает, что:

- 1) Отношение величин первой амплитуды анодного тока к постоянной составляющей его растет и стремится к 2 при стремлении обеих величин к нулю.
- 2) Первая амплитуда (основная) анодного тока имеет максимум для угла $\varphi_0 \approx 132,34^\circ$ равный $B_{1\max} = 1,1533$ для рассматриваемых значений φ_0 между 0 и 180° .
- 3) Для тех же значений φ_0 между 0 и 180° постоянная составляющая имеет максимум $B_{0\max} = 1$ для $\varphi_0 = \pi$.
- 4) Для максимума основной амплитуды отношение $\frac{B_1}{B_0} = 1,31$ (при $\varphi_0 = 132,34^\circ$).

По уравнениям (11) и (12) вычерчены кривые (черт. 10) для значений φ_0 между 0 и π , т.е. для тех значений угла φ_0 , которые представляют интерес с точки зрения применения генераторов для целей передачи. Обе кривые выходят из точки $\varphi_0 = 0$ и в точке $\varphi_0 = \pi$ подходят к горизонтальным касательным; кроме того, особенность кривой $B_1 = f_1(\varphi_0)$ в том, что она имеет точку перегиба для $\varphi_0 \approx 157^\circ$, и, как выше было указано, максимум ее несколько неожиданно приходится для значения угла $\varphi_0 < \pi$.

Таким же способом можно вычислить амплитуды некоторых обертонов и изобразить их графически. Можно также, как будет показано, построить кривые для B_0 , B_1 , B_2 , B_3 и т. д. чисто графическим путем, что и было сделано для амплитуд обертонов; однако, точность будет при этом меньшая и некоторые особенности кривых маскируются.

Отношение первой амплитуды к двойной постоянной составляющей $\frac{B_1}{2B_0}$ есть величина, характеризующая коэффициент полезного действия. С увеличением этого отношения кпд увеличивается, приближаясь к пределу 1, по мере того, как обе амплитуды уменьшаются. Как было упомянуто, B_1 имеет максимум для $\varphi_0 \approx 135^\circ$. Повышение в этом месте амплитуды B_1 объясняется при рассмотрении диаграмм амплитуд обертонов. Так как сумма всех амплитуд анодного тока (включая постоянную составляющую) стремится к 2 (току насыщения), то изменение в величине кпд в зависимости от φ_0 объясняется взаимной игрой всех амплитуд; при этом нужно заметить, что некоторые из амплитуд обертонов надо считать отрицательными. Это последнее обстоятельство и имело влияние на повышение амплитуды B_1 вблизи угла 135° .

Теперь легко найти значение кпд преобразователя для любого угла φ_0 . Полезная энергия $W = \frac{V_c I_1}{2}$, где V_c максимальная амплитуда

¹⁾ Вычисления эти, как и все дальнейшие графические расчеты сделаны моим учеником А. Я. Брайтбартом.

напряжения на зажимах самоиндукции, включенной между нитью лампы и анодом. Вводя коэффициент использования напряжения ξ , получим

$$W = \frac{\xi EI_1}{2} \text{ и } \eta = \frac{\xi EI_1}{2EI_0} = \xi \frac{I_1}{2I_0}; \quad (13)$$

но $\frac{I_1}{I_0}$ есть то же число, что и $\frac{B_1}{B_0}$, следовательно, найденные нами отношения $\frac{B_1}{B_0}$ в зависимости от угла φ_0 , помноженные на ξ , дадут кпд для любого значения φ_0 , рассматриваемого в пределах $\pi \geq \varphi_0 \geq 0$.

Для частного случая $\varphi_0 = \pi$; $B_1 = 1,125$; $B_0 = 1$; $\eta = 0,5625$ ξ ; если $\xi = 1$, $\eta = 56\%$. Для $\varphi_0 = 132,34^\circ$; $B_1 = 1,1533$; $\eta = 0,655$ ξ ; если $\xi = 1$, то $\eta = 65,5\%$ (Möller находит 64%). Для $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$; $B_1 = 1,05$; $B_0 = 0,65$; $\eta = 0,81$ ξ .

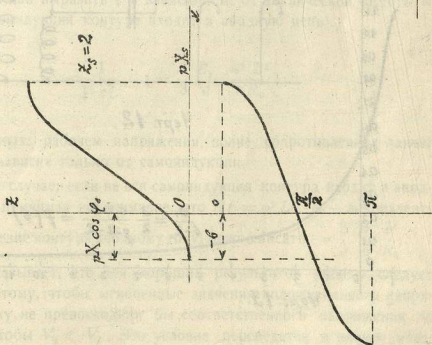
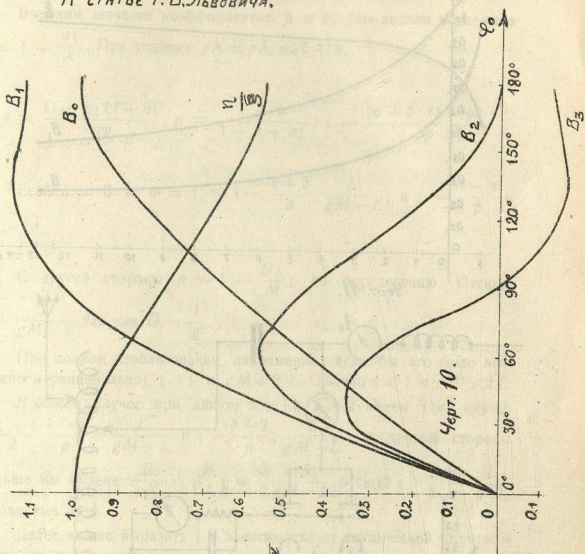
Кривые B_1 , B_0 , $\frac{\eta}{\xi}$ (черт. 10), раз навсегда вычерченные, изображают условия работы при различных режимах. Чтобы найти эти условия по кривым, необходимо знать ток насыщения, рабочее напряжение и параметры лампы, а также дополнительное напряжение на сетке (отрицательное), если таковое приложено.

Пусть нам задано $X_{g0} = \frac{V_{g0}}{DE_0}$; зная $a = \frac{E}{E_0}$, мы тотчас же найдем $b = X_{g0} - a$; обыкновенно a мало и часто можно считать $b = X_{g0}$; угол φ_0 определится из формулы $\cos \varphi_0 = \frac{b}{2+b}$. Поэтому для каждого X_{g0} можно найти φ_0 и, следовательно, по кривым черт. 10 режим работы.

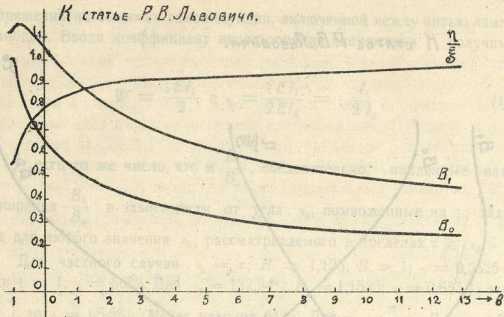
Чтобы не производить каждый раз вычисления, можно сразу начертить кривые B_0 , B_1 , $\frac{\eta}{\xi}$, как функции b . Это сделано на черт. 11, где по заданному напряжению на сетке немедленно отыскиваются значения B_0 , B_1 , $\frac{\eta}{\xi}$.

На черт. 10 вычерчены также кривые изменения амплитуд второй B_2 и третьей B_3 (первого и второго обертона) в зависимости от угла φ_0 . Здесь ясно видно, что третья амплитуда, отрицательный максимум которой находится вблизи 132° , повышает первую амплитуду и образует ее максимум для того же угла φ_0 . Черт. 11 дает возможность контролировать режим работы генератора с самовозбуждением, если только условия настройки соответствуют тем требованиям, которые мы предъявляем к нормальной работе.

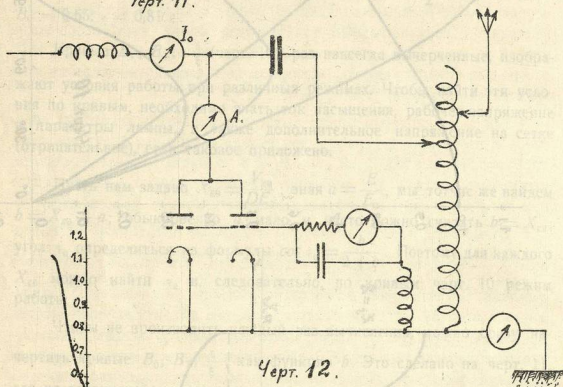
К статье Р. В. Львовича.



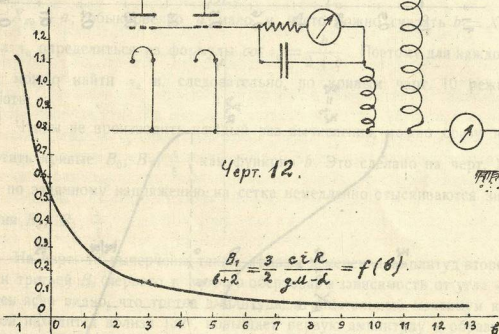
К статье Р. В. Львовича.



Черт. 11.



Черт. 12.



Черт. 13.

Условия настройки.

Выясним значение коэффициентов p и ξ . Мы видели выше, что $p = 1 - \frac{a\xi}{X}$. При условии $pX = pX_s = 1 + h$,

$$\xi = \frac{(1-p)(1+h)}{ap}; \quad p = \frac{1+h}{1+h+a\xi}; \quad \xi = \frac{(b+2)(1-p)}{ap}.$$

Если $h = 0$ и $a = 1$, то $\xi = \frac{b+2}{a} \cdot \frac{L}{gM-L}$, а $\xi = \frac{1-p}{p}$ и $p = \frac{1}{1+\xi}$.

С другой стороны $p = 1 - \frac{DL}{M}$, по определению. Отсюда $\xi = \frac{L}{gM-L}$ так как $D = \frac{1}{g}$.

При полном использовании напряжения (если бы это было возможно и рационально), $\xi = 1$ и $gM = 2L$. Обычно $\xi < 1$ и $gM > 2L$.

В общем случае при любом $h+1 = b+2$ имеем (см. выше):

$$\frac{a\xi}{b+2} = \frac{1-p}{p} = \frac{L}{gM-L} \text{ и } \xi = \frac{b+2}{a} \cdot \frac{L}{gM-L}; \text{ с другой стороны}$$

раньше мы вывели: $\frac{B_1}{pX_s} = \frac{B_1}{1+h} = \frac{3}{2} \frac{crR_0}{gM-L}$, отсюда $\xi = \frac{2}{3} \frac{B_1}{a} \frac{L}{crR_0}$ независимо от b .

Далее можно выразить ξ в зависимости от циклической частоты ω (если вся самоиндукция контура входит в анодную цепь).

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{cL}}, \quad \xi = \frac{2}{3} \frac{B_1}{a} \cdot \frac{\omega^2 L^2}{r R_0}.$$

При данных: рабочем напряжении, волне, сопротивлениях лампы и контура, ξ зависит только от самоиндукции.

В общем случае, если не вся самоиндукция контура входит в анодную цепь, то, принимая во внимание, что $Rr = \omega^2 L^2$ (R — эквивалентное сопротивление контура анодному току) можно писать $\xi = \frac{2}{3} \frac{B_1}{a} \frac{R}{R_0}$.

Möller указывает, что для хороших результатов работы следует стремиться к тому, чтобы мгновенные значения положительного напряжения на сетку не превосходили бы соответственного напряжения на аноде, т. е., чтобы $V_g \leq V_a$. Это условие переведется в наших обозначениях таким образом:

$$X_s - X_{g0} \leq \frac{E - V_c}{DE_0} \text{ или } 2 - a(1 - \xi) \leq ga(1 - \xi), \text{ где } g = \frac{1}{D};$$

отсюда $\xi \leq 1 - \frac{2}{a(g+1)}$. Этим определяется, между прочим, значение g .

Связывая обе величины, полученные для ξ , найдем $\frac{2}{3} \frac{B_1}{a} \frac{R}{R_0} \leq 1 - \frac{2}{a(g+1)}$, как условие хорошей настройки. Отсюда определится эквивалентное сопротивление контура:

$$R = \frac{3}{2} \frac{a(g+1) - 2}{B_1(g+1)} R_0.$$

Если $R = \frac{L}{cr}$, то $L = \frac{3}{2} \frac{a(g+1) - 2}{B_1(g+1)} cr R_0$. Это определяет самоиндукцию. Если же самоиндукция L не определяет заданной циклической частоты ω , то, так как $Rr = \omega^2 L^2$, найдем

$$\omega L = \sqrt{\frac{3}{2} \cdot \frac{a(g+1) - 2}{B_1(g+1)} R_0 r}.$$

Проще вести расчет, определив сначала ξ из уравнения $\xi = 1 - \frac{2}{a(g+1)}$, а затем $\omega L = \frac{\xi E}{I_{eff} \sqrt{2}}$, если исходить из энергии в контуре.

Пример из практики.

Трехкиловаттный передатчик состоит из 5-ти ламп, работает на антенну. Связь индуктивная. Подводимое рабочее напряжение (постоянного тока) $E = 3050$ вольт, $I_0 = 1,07$ амп. Эффективный ток в антенне — 16,2 амп. Сопротивление антенны — 8 ом. Ток в сетке (постоянный) — 0,135 амп. Сопротивление, введенное в сетку — 4500 ом. Ток насыщения $i_s = 1$ амп. $D = \frac{1}{90}$; $R_0 = 32.000$ ом.

Сначала найдем величину $b = X_{g0} - a$.

$$X_{g0} = \frac{V_{g0}}{DE_0} = \frac{0,135 \cdot 4500}{267} = 2,28; (DE_0 = \frac{3}{4} i_s R_0 D);$$

$$a = \frac{E}{E_0} = 0,11; b = 2,17.$$

Соотношение $\cos \varphi_0 = \frac{b}{b+2}$ дает $\varphi_0 = 58^\circ$. Из чертежа 11 найдем $B_0 = 0,432$. Проверяем из данных передатчика: $B_0 = \frac{1,07}{5 \times 0,5} = 0,428$. Берем среднее $B_0 = 0,43$. Из того же черт. находим $B_1 = 0,78$. Следовательно, первая амплитуда анодного тока $I_1 = 0,78 \cdot 2,5 = 1,95$. Находим там же $\frac{\eta}{\xi} = 0,88$. С другой стороны кпд передатчика $\eta = \frac{(16,2)^2 \cdot 8}{3050 \cdot 1,07} = \frac{2100}{3270} = 0,643$. Следовательно $\xi = \frac{0,643}{0,88} = 0,73$.

Проверка: Полезная энергия может быть выражена через первую амплитуду анодного тока $\frac{\xi E I_1}{2} = \frac{0,73 \cdot 3050 \cdot 1,92}{2} = 2170 \text{ W}$.

Расхождение $\frac{70}{2100} = 3,3\%$.

Далее можно приблизительно проверить показание теплового амперметра A , включаемого в провод, непосредственно ведущий к анодам ламп, как показывает схема черт. 12. Эффективное значение тока, проходящего через указатель A , можно вычислить из соотношения

$$A = \sqrt{I_0^2 + \frac{I_1^2}{2} + \frac{I_2^2}{2} + \frac{I_3^2}{2} + \dots}$$

так как этот тепловой амперметр регистрирует постоянную составляющую и эффективные значения всех амплитуд анодного тока. В наших обозначениях можно писать, ограничиваясь третьей амплитудой:

$$\begin{aligned} \frac{A}{i_d} &= \sqrt{\left(\frac{I_0}{i_d}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{I_1}{i_d}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{I_2}{i_d}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{I_3}{i_d}\right)^2} = \\ &= \sqrt{B_0^2 + \frac{B_1^2 + B_2^2 + B_3^2}{2}} \end{aligned}$$

На черт. 10 для $\varphi_0 = 58^\circ$ найдем эти амплитуды:

$$\begin{aligned} \frac{A}{i_d} &= \sqrt{(0,43)^2 + \frac{(0,78)^2 + (0,57)^2 + (0,31)^2}{2}} = \\ &= \sqrt{0,701} = 0,84; A = 0,84 \cdot 2,5 = 2,1 \text{ амп.} \end{aligned}$$

Отклонение от действительного показания 2,3 амп можно объяснить тем, что не все обертоны были учтены и, кроме того, не был принят во внимание переменный ток в цепи анод-сетка, о величине коего

можно приблизительно судить по показанию теплового прибора включенного в ответвление конденсатора цепи сетки.

Далее находилась величина $\omega L = \frac{\xi E}{I_{\max}} = \frac{2225}{23} = 97,5$ и проверялся анодный ток: $I_1 = I_{\max} \cdot \frac{r}{\omega L} = \frac{23,8}{97,5} = 1,9$ А. Вместо 1,95 А. Разница 2,65%.

В других случаях измерений над этим передатчиком, к сожалению, не записанных, показания теплового анодного амперметра почти в точности совпадали с вычисленными величинами.

Затем, из черт. 13 для определения связи по кривой $\frac{B_1}{b+2} = f(b)$, $\frac{B_1}{b+2} = \frac{3}{2} \frac{crR_0}{gM-L}$, можно было проверить величину связи. Эта проверка не производилась из за недостатка времени.

Приведенный пример иллюстрирует вполне достаточную для практики точность приводимого метода вычислений, который может быть применяем для предварительных расчетов при проектировании новых передатчиков.

Опираясь на сделанные выводы, удавалось неоднократно выяснять недоразумения, как в исполнении схемы, так, даже, и в данных лампы. Так, однажды, ток насыщения был ошибочно указан числом 0,6 амп вместо 0,8. Подсчеты удалось согласовать лишь применяя вторую цифру, что впоследствии и подтвердилось. Таким же образом удавалось устранять дефекты схем и неправильное расположение измерительных инструментов. Наконец, при применении вышеизложенного метода была обнаружена особенность некоторого типа ламп, которая повела к установлению весьма важных свойств ламп, связанных с конструктивными данными.

Эмпиризм, положенный в основу наших вычислений, поскольку он оправдывается удобством и простотой практического применения, не представляет новости в разработке технических вопросов; каждому инженеру известно, что большое количество эмпирических формул в курсах прикладных наук положены в основу многих расчетов. Вспомним паровую машину, в основу расчетов коей положена эмпирическая кривая—гипербола индикаторной диаграммы.

Результаты вышеизложенного аналитического исследования можно получить чисто графическим путем весьма просто и удобно, применяя заранее изготовленный шаблон нашей основной характеристики—кубической параболы. В зависимости от режима работы придется менять лишь величину амплитуды синусоиды и сдвиг ее оси относительно оси шаблонной кривой. Ряд таких построений произведен А. Я. Брайтбартом и представлены чертежами.

В предыдущих исследованиях процессы в цепи сетки вовсе не учитывались и влияние сеточного тока на анодный пренебрегалось; ток анода считался равным току эмиссии. Такое допущение для приблизительных расчетов вполне оправдывается, тем более, что для новейших ламп, изготовленных в целях преобразования значительной мощности, применяется довольно высокое напряжение (6.000—15.000 вольт) и токи в сетке едва-ли достигают 0,1—0,05 значений анодного тока.

Однако, хотя бы приблизительное знание величин этих токов существенно важно, так как в новейших генераторных установках улучшение коэффициента полезного действия путем сдвига динамической характеристики вправо (оси ординат влево) достигается не при помощи наложения дополнительного отрицательного напряжения на сетку, а автоматическими. Такой способ сдвига имеет то преимущество, что не требуется особого источника довольно высокого постоянного напряжения (500—1000 вольт и выше), кроме того, сдвиг наступает лишь после начала колебаний, а это для генераторов с самовозбуждением облегчает возбуждение. Способ этот, как известно, довольно прост и состоит в применении сопротивления, шунтированного емкостью.

Дополнительное отрицательное напряжение на сетку определяется практически падением напряжения в сопротивлении, введенном в цепь сетки, и вызываемым постоянной составляющей сеточного тока. При этом емкость, шунтирующая сопротивление, должна быть достаточной для свободного пропуска переменных составляющих того же тока.

Так как режим работы преобразователя в высокой степени зависит от этого дополнительного напряжения на сетку, то весьма важно уметь находить, хотя бы приблизительно, его величину.

К сожалению, закон изменения сеточного тока в зависимости от приложенного напряжения на сетку и на анод довольно сложен, и распределение тока эмиссии между цепями анода и сетки аналитически не установлено. Правда, Barkhausen и Möller в некоторых своих подсчетах опираются на экспоненциальную зависимость и дают ее вид. В действительности, характеристики, снятые для сеток более мощных ламп, при высоких напряжениях на сетку сильно отличаются от кривых по данным литературы.

Для того чтобы иметь хотя бы какую нибудь возможность быстрого и легкого подсчета для практических целей, приходится ограничиться грубым приближением и считать, что форма кривой, выражающей зависимость между сеточным напряжением и сеточным током, та же, что и для анодного тока, и принять среднюю статическую характеристику цепи сетки за динамическую, т.-е., пренебречь влиянием анодного напряжения.

Тогда уравнение тока сетки напишется так:

$$\frac{i_g}{i_{gd}} = 1 + \frac{3}{2} (x + X_{g0} - 1) - \frac{1}{2} (x + X_{g0} - 1)^3, \quad (14)$$

где i_g — ток цепи сетки, i_{gd} — половинный ток насыщения сеточного тока, x и X_{g0} имеют те же значения, что и прежде. Ограничивающие условия те же, что и для характеристики анодного тока.

Рассмотрим ближе электрические величины цепи сетки (черт. 14). Дифференциальные уравнения для этой цепи можно написать в виде:

$$e_g = L_g i'_g + r_g i_{gr} + v_g; \quad i_g = i_{gr} + i_{gc};$$

$$e_g = L_g i'_g + \frac{1}{c_g} \int i_{gc} dt + v_g;$$

здесь e_g наведенная анодным током электровозбудительная сила. Остальные обозначения показаны на черт. 14. Значки ' обозначают производные по времени. Из этих уравнений следует:

$$c_g r_g i'_{gr} = i_{gc} = i_g - i_{gr}; \quad i_g = c_g r_g i'_{gr} + i_{gr}.$$

Пренебрегая самоиндукцией L_g имеем:

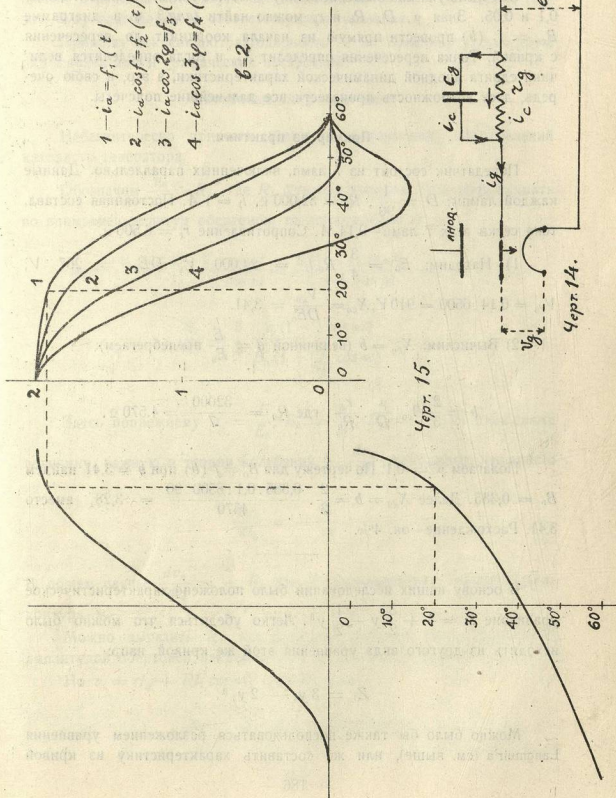
$$i_{gr} = \frac{e_g - v_g}{r_g} \quad \text{и} \quad i_g = \frac{e_g - v_g}{r_g} + c_g r_g \frac{e'_g - v'_g}{r_g}.$$

Полагая, что емкость c_g достаточно велика, можем допустить, что через сопротивление r_g пойдет лишь постоянная составляющая всего тока, и потому $i_{gr} = 0$, т.е., постоянная составляющая тока i_{gr} равна постоянной составляющей тока i_g и, следовательно, мы можем для нахождения этой составляющей воспользоваться уравнением (14) характеристики сеточного тока $i_g = f_g(v_g)$. Но уравнение (14) имеет одинаковый вид с нашим основным уравнением анодной характеристики. Следует лишь положить $p = 1$ и $a = 0$ и считать его действительным для значений $X_{g0} > 0$. Тогда можно не повторять интегрирований и воспользоваться кривыми чертежей для анодных токов.

Обозначим $B_{g0} = \frac{I_{g0}}{i_{gd}}$ и $\mu = \frac{i_{gd}}{i_d}$, где I_{g0} постоянная составляющая тока сетки, i_{gd} — половина сеточного тока насыщения (среднее значение); тогда найдем, принимая во внимание прежние отношения, и имея в виду, что $V_{g0} = I_{g0} r_g$,

К статье Р. В. Львовича.

- $$\begin{aligned} 1 - ia &= f_1(t) \\ 2 - ia \cos t &= f_2(t) \\ 3 - ia \cos 2t &= f_3(t) \\ 4 - ia \cos 3t &= f_4(t) \end{aligned}$$

 $6=2$ 

$$B_{g0} = \frac{3 D R_0}{2 \mu r_g} \cdot b, \text{ т.е. } B_{g0} = f_g(b);$$

$$\operatorname{tang} \beta = \frac{B_{g0}}{b} = \frac{3 D R_0}{2 \mu r_g}.$$

Как было указано выше, величину μ можно считать лежащей между 0,1 и 0,05. Зная μ , D , R_0 и r_g можно найти $\operatorname{tang} \beta$ и в диаграмме $B_{g0} = f_g(b)$ провести прямую из начала координат до пересечения с кривой. Точка пересечения определит X_{g0} и тогда определится величина сдвига анодной динамической характеристики, а это, в свою очередь, даст возможность произвести все дальнейшие подсчеты.

Пример из практики.

Передачик состоит из 7 ламп, включенных параллельно. Данные каждой лампы: $D = \frac{1}{90}$, $R_0 = 32.000 \Omega$, $i_s = 1 \text{ А}$. Постоянная составл. тока сетки всех 7 ламп—0,14 А. Сопротивление $r_g = 6.500 \Omega$.

1) Находим: $E_0 = \frac{3}{4} R_0 i_s = 24.000 \text{ В}$; $DE_0 = 267 \text{ В}$;
 $V_{g0} = 0,14 \cdot 6.500 = 910 \text{ В}$; $X_{g0} = \frac{V_{g0}}{DE_0} = 3,41$.

2) Вычислим: $X_{g0} = b$ (величиной $a = \frac{E}{E_0}$ пренебрегаем):

$$b = \frac{2}{3} B_{g0} \frac{\mu}{D} \cdot \frac{r_g}{R_0}, \text{ где } R_0 = \frac{32000}{7} = 4.570 \Omega.$$

Полагаем $\mu = 0,1$. По чертежу для $B_0 = f(b)$ при $b = 3,41$ найдем $B_0 = 0,385$. Далее $X_{g0} = b = \frac{2}{3} \cdot \frac{0,385 \cdot 0,1 \cdot 6.500 \cdot 90}{4.570} = 3,28$, вместо 3,41. Расхождение—ок. 4%.

В основу наших исследований было положено характеристическое уравнение $Z = 1 + \frac{3}{2} y - \frac{1}{2} y^3$. Легко убедиться, что можно было исходить из другого вида уравнения этой же кривой, напр:

$$Z_1 = 3 y_1^2 - 2 y_1^3.$$

Можно было бы также воспользоваться разложением уравнения Langmuir'a (см. выше), или же составить характеристику из кривой

Langmuir'a и кубической параболы. Однако, эти варианты принятого нами метода исследований вряд ли внесли бы существенные упрощения в разработку способа расчета и испытания катодных преобразователей.

Изложенная здесь теория разработана самостоятельно. К сожалению, мне не была доступна вся иностранная литература по трактуемому вопросу и потому не исключена возможность применения того же метода исследования одним из заграничных авторов. Насколько мне известно, в русской литературе нет аналогичной работы. Во всяком случае, буду благодарен за соответствующие указания.

Приношу искреннюю благодарность А. Я. Брайтбарту за целый ряд вычислений и графических построений.

Мгновенные сопротивления.

Небезинтересно привести величины мгновенных сопротивлений катодного генератора.

Обозначим $\frac{v_a}{i_a} = R_t$, где R_t функция времени. Если не принимать во внимание амплитуд обертонов, то легко найдем R_t :

$$R_t = \frac{v_a}{i_a} = \frac{E - V_c \cos \omega t}{I_0 + I_1 \cos \omega t} = \frac{E(1 - \xi \cos \omega t)}{I_0 + I_1 \cos \omega t}, \text{ где } V_c = \xi E;$$

$$\frac{R_t}{R_0} = \frac{3}{2} \frac{a(1 - \xi \cos \omega t)}{B_0(1 + \frac{B_1}{B_0} \cos \omega t)}.$$

Здесь попрежнему $a = \frac{E}{E_0}$, $B_0 = \frac{I_0}{i_a}$, $B_1 = \frac{I_1}{i_a}$. Найдем также величину, важную в теории колебаний — $\frac{dv_a}{di_a}$; легко видеть, что просто

$$\frac{dv_a}{di_a} = - \frac{L}{cr}.$$

В общем случае $\frac{dv_a}{di_a} = - R$, где R эквивалентное сопротивление контура.

Можно выразить R_t , как функцию анодного тока. Пренебрегая амплитудой обертонов, найдем $i_a = I_0 + I_1 \cos \omega t$, а $v_a = E - v_c$.

Но $v_c = rI_0 + RI_1 \cos \omega t$, следовательно

$$\frac{v_a}{i_a} = \frac{E - rI_0 - RI_1 \cos \omega t}{i_a};$$

но $R I_1 \cos \omega t = R (i_a - I_0)$, поэтому

$$\frac{v_a}{i_a} = \frac{E - r I_0 - R I_0 - R i_a}{i_a}$$

Пренебрегая r по сравнению с R , получим

$$\frac{v_a}{i_a} = \frac{E + R I_0 - R i_a}{i_a} = \frac{m - n i_a}{i_a},$$

где $m = E + R I_0$; $n = R$. В частном случае $n = \frac{L}{cr}$.

Графическая проверка.

Полученные аналитические величины постоянной составляющей, основной амплитуды и амплитуд высших гармонических анодного тока можно проверить графически весьма просто (черт. 15). Вычерчивается основная характеристика по уравнению $Z = 1 + \frac{3}{2} y - \frac{1}{2} y^3$ или по шаблону. Выбирается величина сдвига b в зависимости от желаемого режима работы. Строится косинусоида с амплитудой $b + 2$, ось которой сдвинута по отношению к началу характеристики на величину $b + 1$. Для каждого угла $\varphi = \omega t$ точки косинусоиды переносятся по вертикалям на кривую основной характеристики и оттуда, по горизонталям, до пересечения с вертикалями для соответствующих углов $\varphi = \omega t$. Полученная кривая представляет изменение анодного тока по времени; она пересечет ось абсцисс в точке, соответствующей углу φ_0 . Построение может быть сделано лишь для углов от 0 до π , соответствующих времени 0 и $\frac{T}{2}$ (где T период), так как вторая часть кривой совершенно симметрична. Средняя величина ординаты кривой даст величину постоянной составляющей анодного тока B_0 . Для нахождения первой амплитуды (основной) строится кривая путем помножения ординат кривой анодного тока на косинус соответствующего угла, и средняя ордината даст амплитуду B_1 . Таким же путем находятся амплитуды высших гармонических (помножением ординат на косинусы двойных, тройных и т. д. углов и планиметрированием площадей). На черт. 15 построение произведено для сдвига $b = 2$, что соответствует углу сдвига $\varphi = 60^\circ$.

Отличие этого построения от обычных состоит в том, что оно произведено без всяких предварительных знаний характеристик и параметров ламп.

Мы видели, что проверка нашей приближенной теории на практике дала вполне удовлетворительные результаты. Что касается вопроса о том, насколько наше эмпирическое уравнение статической характеристики согласуется с действительностью, то общего ответа, повидимому, нельзя дать. Для некоторых ламп совпадение получалось довольно хорошее, для других же—нет. Интересно, что часто в тех случаях, когда действительная статическая характеристика расходится с нашим уравнением, замечается также сильное отступление от самых основ теории трехэлектродной лампы. Возможно, что при дальнейшем усовершенствовании конструкции этих ламп, их характеристика будет ближе подходить к нашей симметричной кривой. Во всяком случае, если бы изложенный метод и не был достаточно точным для практики, то все же он полезен для уяснения действий генератора и взаимоотношений всех величин, входящих в колебательную цепь. Однако, на основании вышеприведенных данных можно предполагать, что, по меньшей мере, предварительные подсчеты по этому методу будут давать во многих практических случаях удовлетворительные результаты.

Ряд наблюдений показал, что величины, находимые по уравнению идеализированной статической характеристики катодной лампы

$$Z = 1 + \frac{3}{2} (x - h) - \frac{1}{2} (x - h)^3,$$

не всегда отвечают действительности для *статического* состояния лампы; поэтому применять это уравнение для определения величин статического характера (нулевого тока и т. п.) следует с осторожностью.

Но даже в тех случаях, где действительная характеристика резко отличается от изображаемой нашим уравнением, динамические свойства генератора с самовозбуждением, выведенные из уравнения

$$Z = 1 + \frac{3}{2} y - \frac{1}{2} y^3,$$

довольно хорошо совпадают с практическими данными, если только условия настройки отвечают вышеперечисленным ограничениям.

Настоящая работа имеет в виду генераторы с самовозбуждением. Таким же путем мною разрабатывается теория генераторов с независимым возбуждением. В дальнейшем предполагается изложение общей теории всех катодных преобразователей, основанной на том же принципе. Наконец, можно воспользоваться тем же методом для опыта теории электромагнитных аппаратов с железными сердечниками, о чем надеюсь сообщить впоследствии.

Настоящая работа была уже совершенно закончена и подготовлена к печати, когда мне представилась возможность проверить вышеизложенные выводы на передатчике, состоящем из 5 ламп германского завода AEG (мощностью каждая около 500 ватт колебательной энергии) и составленном по так называемой трехточечной схеме с одним открытым контуром антенна—земля. Данные ламп и параметры контура мне не были заранее известны.

При исследовании этого передатчика по приведенному выше методу была не только подтверждена его большая для практических расчетов точность, но даже оказалось возможным определить довольно точно неизвестные до исследования физические данные ламп (ток насыщения, крутизну (под'ем) характеристики), а также сопротивление антенны.

Цифровые данные этой проверки будут мною сообщены на страницах этого журнала.

Явление авто-тока в катодных лампах.

Д. Е. Маляров.

§ 1. В № 26 ТиТбп (стр. 437) М. А. Бонч Бруевичем были опубликованы некоторые явления в усилительных лампах с химической откачкой. В этих лампах сетка, покрытая щелочными металлами (обычно натрием), получает отрицательный потенциал порядка 3 в., относительно отрицательного конца волоска, и если ее замкнуть на волосок, то в цепи сетки протекает ток, который мы в отличие от тока, созданного внешней эдс, будем называть „авто-током“. Сила его зависит от температуры волоска и обычно порядка 0,5—0,2 мА в натровых и калиевых лампах.

Впервые это явление заметили, кажется, Книпп и Браун¹⁾ которые говорят о нем следующим образом: „токи анода от 0,75 до 1 мА получаются при вольтаже на аноде, равном нулю, когда соединение сделано так как было указано выше, а именно, анод присоединен к отрицательному полюсу волоска. Этот ток анода, однако, идет от анода к волоску через промежуточное пространство, как будто снаружи аноду был задан положительный потенциал. Источник энергии для этого тока еще не достаточно хорошо исследован. Его вероятно можно объяснить влиянием низкого ионизирующего потенциала щелочных паров, или более отдаленно, фотоэлектрическим действием, а может быть и тем и другим. Эти вопросы еще разрабатываются“.

Это явление с теоретической стороны очень интересно уже потому, что здесь мы имеем термический источник тока с необычайно большой эдс, достигающей 3—4 вольт.

¹⁾ *Phys. Rev.* 21, p. 209. 1923.

Что же касается его практического значения, то этого мы еще не можем вполне предвидеть, но несомненно, что присутствие внутреннего источника тока существенно меняет свойства лампы. Возможно, что во многих случаях, даже в лампах, не содержащих щелочей, это явление играет значительную роль, особенно при детектировании. Наконец, эта эдс может быть использована в качестве анодного напряжения.

§ 2) Авто-ток в лампе не остается неизменным. С момента включения накала он быстро нарастает и после одного или двух максимумов сравнительно медленно убывает. На черт. 1 (стр. 187) изображены характерные кривые изменения силы авто-тока с момента включения накала. Кривая I снята непосредственно после осаждения натрия на сетку. Через 5 минут после снятия I кривой была снята II и еще через 5 минут—III. Четвертая кривая снята через сутки после снятия первых трех, причем за это время с лампой ничего не делали.

Усилительные лампочки, которые были использованы для этого и последующих опытов, имеют вольфрамовый волосок диам. 0,05 мм и длиной 20,5 мм. Сетка состоит из молибденовой спирали, приваренной по всей длине к никкелевому стержню. Анод цилиндрический, молибденовый. Из щелочей в этих лампах употреблялись натрий и магний. Калий вообще дает картину весьма сходную с натрием и отличающуюся несколько большей интенсивностью явления. Вакуум, достигавшийся при откачке, был порядка 10^{-7} мм Hg.

Для выяснения действия авто-тока на режим волоска были приняты измерения сопротивления волоска по схеме черт. 2. Здесь плечи мостика состояли из волоска, манганинового сопротивления 4 ом, соответствующего ему сопротивления 40.000 ом и декадного штепсельного магазина с шестью декадами от 0,1 ом до 100.000 ом. Нуль инструментом служил зеркальный гальванометр чувствительностью до 10^{-9} А. Порядок измерений был следующий. Подогревался баллон лампы, чтобы перегнуть часть Na со стекла на сетку, накаливался волосок и минут через 10—15, когда сила автотока становилась более или менее постоянной, измерялось сопротивление волоска. Затем с помощью ртутного переключателя размыкалась цепь сетки и опять измерялось сопротивление волоска. После этого для удаления натрия сетка прокаливалась до красного каления, для чего к ней прикладывался положительный потенциал около 150 в. Затем лампа опять вставлялась в схему черт. 2. В цепи сетки приложением к ней соответствующего положительного потенциала, создавался ток, равный авто-току, существовавшему в предыдущем опыте, и измерялось сопротивление волоска. Затем цепь сетки размыкалась, и опять измерялось сопротивление волоска. Результаты таких измерений даны в таблице на следующей странице.

При этом пришлось пользоваться очень небольшим накалом волоска для того, чтобы избежать даже ничтожного его распыления во время столь тонкого измерения, и потому, что при больших накалах труднее получить устойчивый автоток.

Лампа	Накал.	Авто-ток.	Ток на сетку вызван- ный внешней эдс.	Сопротивление волоска.	Разность.
№ 1810 натро- вая.	0,50 А	0,10 мА	—	6,30145 Ω	$7 \cdot 10^{-5}$
	0,50	—	—	6,30152	
	после удаления щелочи с сетки				
	0,50	0,01	0,09	6,30541	$7 \cdot 10^{-5}$
	0,50	—	—	6,30548	
№ 1652 натро- вая.	0,50	0,09	—	6,30192	$6 \cdot 10^{-5}$
	0,50	—	—	6,30198	
	после удаления щелочи с сетки				
	0,50	0,01	0,08	6,30661	$6 \cdot 10^{-5}$
	0,50	—	—	6,30667	

Эти измерения были произведены с несколькими лампами при разных температурах волоска и дали в общем согласные результаты: *присутствие авто-тока влияет не режим волоска совершенно так же, как и равной силы ток, вызванный внешней эдс при отсутствии щелочного металла на сетке.*

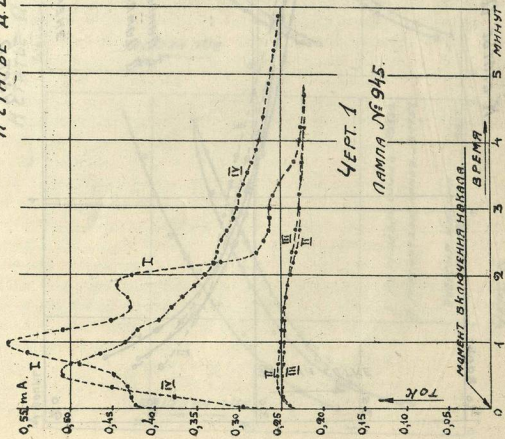
§ 3. Точные измерения эдс, обуславливающей автоток, были произведены способом компенсации по схеме черт 3. Последовательность измерений была такова. Волосок лампы накаливался до определенной температуры и затем с помощью потенциометра на сетку давался такой отрицательный потенциал, чтобы в цепи сетки ток равнялся нулю. Нуль-инструментом служил зеркальный гальванометр чувст. до 10^{-9} А. Отрицательный потенциал на сетке измерялся обыкновенным вольтметром на потенциометре.

Способ этот дает точные результаты, так как при слишком большом отрицательном потенциале сетки ток в сеточной цепи начинает идти в направлении, обратном направлению автотока. Кривая изменения силы тока в сеточной цепи в зависимости от внешней эдс, приложенной к сетке, дана на черт. 4 (стр. 188), а на черт. 5 даны кривые изменения эдс на сетке в зависимости от накала волоска.

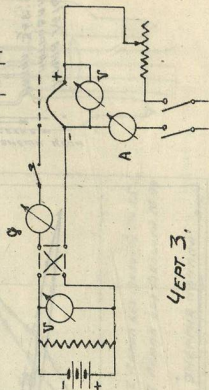
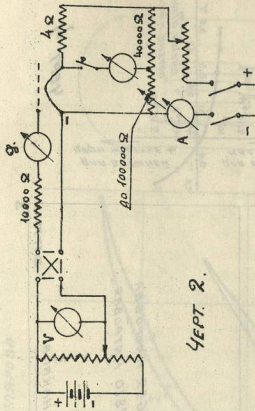
Измерения с каждой лампой производились для 10 разных накалов волоска, начиная с наименьшего и последовательно переходя к большим, и затем вторично, последовательно понижая накал.

Результаты получались немного разные в зависимости от того, производились ли измерения, начиная с наименьшего накала или наоборот. Повидимому, это зависит от разных температур сетки, так как при более медленном переходе от накала к накалу эта разница меньше и кроме того, если поместить такую лампу в термостат, то при темпе-

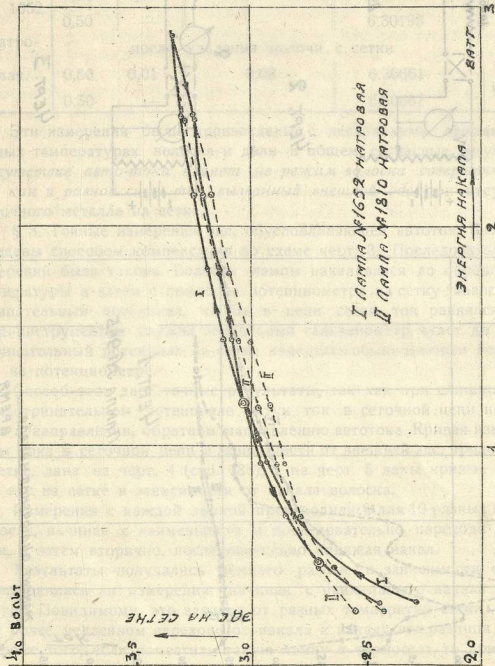
К СТАТЬЕ Д. Е. МАЛЯРОВА.



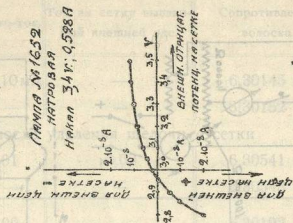
ЧЕРТ. 1
ЛАМПА № 945.



К СТАТЬЕ Д.Е. МАЛЯРОВА.



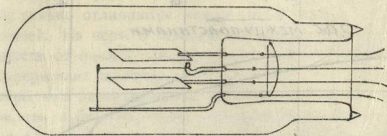
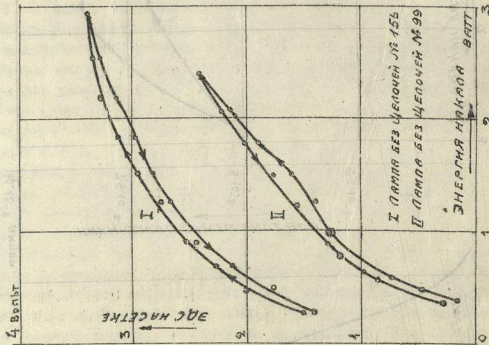
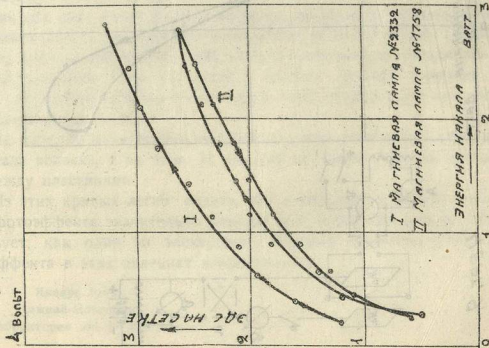
I ЛАМПА №1652 НАТРОВАЯ
II ЛАМПА №1810 НАТРОВАЯ



ЧЕРТ. 4.

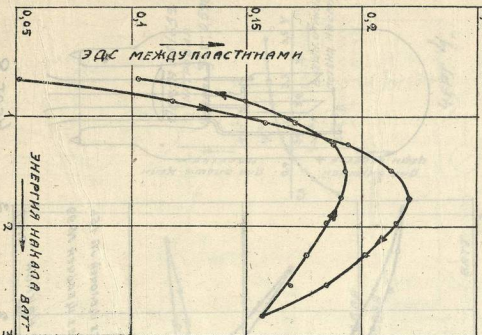
ЧЕРТ. 5

КСТАТЬЕ Д.Е. МАЯРОВА

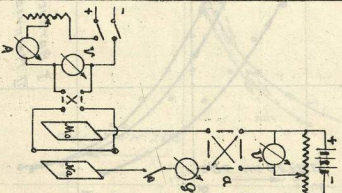
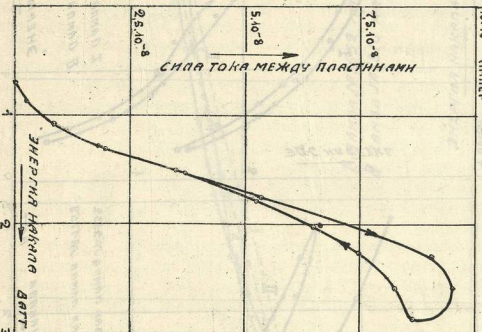


К СТАТЬЕ Д. Е. МАЛАНОВА.

0,25 Вольт.



$10 \cdot 10^{-8}$ Ампер



Черт. 9

Черт. 11.

Черт. 10.

ратуре окружающего баллон пространства 100°C эдс на сетке приблизительно на 10% меньше, чем при комнатной температуре. Во всяком случае лампы с натрием дают более или менее согласные результаты. Но лампы с Mg сильно отличаются между собой, точно так же, как и лампы без щелочей. На черт. 6 приведены кривые изменения эдс на сетке в зависимости от накала для магниевых ламп. На черт. 7 кривые для ламп, не содержащих щелочи.

Замечательно, что развивающийся на сетке потенциал, как в лампах с щелочами, так и без них, одного порядка, в то время, как автоток бывает в среднем в натриевых лампах $0,5-0,2 \cdot 10^{-3}$ А, а в магниевых и не содержащих щелочи лампах он обычно $0,5-0,2 \cdot 10^{-5}$ А.

§ 4. С целью наблюдения авто-тока, происходящего только от фотоэффекта были изготовлены особые лампы, (черт. 8). В них по сторонам вольфрамового волоска диам. 0,075 мм и длиной 20 мм были расположены две молибденовые пластины, изолированные друг от друга и от волоска, размерами 7×15 мм каждая. Расстояние между пластинами 5 мм. Одна из них покрыта натрием, а с другой он был удален прокаливанием этой пластины до красна. Волосок во время опыта был изолирован и играл только роль источника света; ток и напряжение мерились между пластинами. При исследовании в схеме черт. 9 эти лампы дали следующие результаты: при накаливаемом волоске между пластиной, покрытой натрием, и чистым Mo возникает эдс, по знаку совершенно аналогичная эдс на сетке в натровых лампах, т.-е. отрицательный потенциал возникает на пластине, покрытой натрием, а положительный на молибденовой поверхности (в усилительных лампах между молибденовой сеткой, покрытой натрием и вольфрамовым волоском).

Для измерения силы тока между пластинами цепь замыкалась ртутным переключателем a (черт. 9) и производились отсчеты по зеркальному гальванометру.

Так как сила этого тока очень мала, то на него оказывали заметное влияние (вследствие проводимости ножки) ползучие заряды с волоска. Поэтому для каждой температуры накала измерения производились при двух направлениях тока в волоске и бралась средняя величина. Эдс между пластинами измерялась способом компенсации тоже при разных направлениях тока накала.

На черт. 10 дана кривая зависимости силы тока между пластинами от накала волоска, а на черт. 11 для той же лампы — кривая изменения эдс между пластинами.

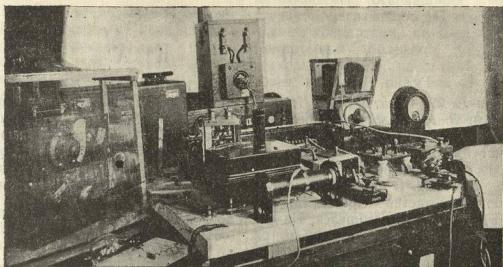
Из этих кривых легко видеть, что и вольтаж, и автоток при чистом фотоэффекте значительно меньше, чем когда накаленный волосок участвует, как один из электродов. Поэтому несомненно, что роль фотоэффекта в этих явлениях второстепенна.

Январь 1925.

Нижний-Новгород.

Радиолaborатория им. В. И. Ленина.

Здесь говорится о случайных измерениях лишь потому, что достаточно много времени пришлось затратить на разработку схемы и



Фот. 1.

определение параметров приемной антенны. В дальнейшем, с подвеской постоянной антенны, будет приступлено к регулярным измерениям напряжения электрического поля различных радиостанций, после чего и будет опубликовано подробное сообщение.

Государственный Экспериментальный
Электротехнический Институт.

Москва.

И С П Р А В Л Е Н И Я.

ТиТбп № 28.

Стран.	Строка.	Напечатано.	Следует читать.
1	1 сн.	электрострикции	реострикции.
69	6 св.	Мак-Леклейа	Мак-Леклена.

ТиТбп № 29.

На стр. 124 черт. 15 изображен не правильно; правильная фигура получится, если острия кривой будут обращены наружу: она должна иметь вид остроконечной звездочки.

Х Р О Н И К А.

ТиТбп № 29.—Статья *М. В. Шулейкина* и *В. И. Баженова* представляет собою работу, к которой авторы приступили еще в 1921 г.; самое начало ее было напечатано в ТиТбп № 12 стр. 140. 1922. В настоящем номере работа печатается целиком, так как ТиТбп № 12 весь разошелся. На результаты ее придется опираться при выборе местности и планировки мощных радиостанций.

Из жизни Нижегородской Радиолaborатории.—*М. А. Бонч Бруевичем* и *В. В. Татариновым* исследуется теоретически и практически возможность передачи на коротких волнах большой мощности с использованием направленного действия антенны определенной формы. После того, как был проделан опыт передачи сигналов на волне около 76 м при мощности в антенне порядка 100 ватт, для чего применялись две лампы типа ГО (по 500 ватт), выяснивший пригодность данной схемы передатчика. В качестве генератора работали те же две лампы ГО, которые давали колебательный потенциал на сетку усилительной 25-ти киловаттной лампы особой внутренней конструкции передававшей усиленные колебания в антенну. В антенне, специально для этого натянутой, была получена мощность порядка 5 киловатт. После этого опыты были перенесены на Московскую радиостанцию им. Коминтерна, причем схема принципиально была оставлена та же. 25-ти киловаттная лампа питается шестифазным выпрямленным током; подводимая к ней первичная мощность составляет

от 25 до 40 киловатт; генераторные лампы питаются от независимого источника. Можно думать, что антенная мощность в таких условиях достигает по крайней мере 15 киловатт. Длина волны 83 м, время работы от 0 часов до 1 часа и от 5 до 6 часов по Московскому времени (соотв. от 22.00 до 23.00 и от 3.00 до 4.00 MGT).

Работа со столь большими мощностями весьма большой частоты сопровождается рядом своеобразных явлений, в силу которых она не вполне безопасна для различных электрических установок, находящихся в здании станции: выключенные осветительные лампы зажигаются и горят с перекалом, выпрямитель дает обратное зажигание, изолированные проводники начинают искрить, стрелки тепловых амперметров, присоединенных одним полюсом к катушкам, отклоняются и т. п.

Радиолaborаторией получен длинный ряд писем, главным образом из Англии, являющихся ответом на передававшиеся сигналы; эти письма характеризуют работу на коротких волнах, начиная с первого опыта передачи на 500-ваттных лампах, который уже был услышен. Отзывы о работе мощностью около 15 киловатт показывают, что мощность, достигающая Англии, дает там слышимость, превосходящую местные помехи.

В дальнейшем предполагается продолжать работы главным образом в том направлении, чтобы подбором длины волны и высоты передающей антенны добиться концентрации излучаемой энергии в весьма узком угле в вертикальной плос-

кости и направить его под надлежащим углом к горизонту¹⁾ с целью перекрытия возможно больших расстояний.

Сотрудником Радиолоборатории Б. Л. Максимовых производятся опыты по применению ламп с натровой откачкой для регенеративного приема без высокого напряжения на аноде. Опыты показали полную возможность устройства однолампового усилителя с анодным напряжением от 4 до 8 вольт, дающего слышимость не менее громкую, чем на обычный регенеративный приемник с 80-вольтовой батареей. Опыты заканчиваются портативной конструкцией приемника, использующего эту возможность, которому присваивается название „Микродин“.

Рекорды кристадина.—При помощи цинкитного детектора в Томске один радиолюбитель слышит на осветительную сеть Науэн, Лион, Ганновер; „слышно не слабее, а отчетливее и яснее, чем на одноламповый приемник“. В Ачинске принимаются Бордо, Науэн и др. Калуга совершенно радиофицирована кристадином: слушают заграничные радиотелефонные станции и ст. им.

Коминтерна. В Глухове слушают Сокольническую радиофонную станцию. В Ленинграде некоторые кружки любителей, освоившиеся с кристадином, наслаждаются Чельмсфордскими концертами, не говоря про Коминтерн и Сокольники; „на лампу несколько громче, но с ней много возни“ и потому она у них не в почете. В Бельгии с кристадином слушают Чельмсфорд на комнатную антенну.

„Другой русский радиолюбитель“ был услышан в Англии. Его позывные *NRL*¹⁾, а адрес: Радиолоборатория, Нижний-Новгород; он был обнаружен Mr. Eddington Sutton'ом в Вимбельдоне в 8. 25 p. m. 30-го января. Приземом он передавал сигналы *CQ* на 80 метрах и повидимому очень хотел получить ответные карточки *QSL*.

Как было сообщено в нашем выпуске от 4-го февраля, Mr. Marcus Samuel в Лондоне, St. John's Wood, получил 19-го января сигналы от другого Нижегородского любителя *RIFL*²⁾.

Wireless World, Feb. 25—th, 1925, p. 90.

¹⁾ Позывные Нижегородской Радиолоборатории.

²⁾ См. ТиТ6п № 28, стр. 95.

¹⁾ См. стр. 128.

Отчет о деятельности ЛОРОРИ за 1924 год.

1. Работа отделения в 1924 г. представляла непосредственное продолжение работы предыдущего года. Уже 2 января, еще при старом составе правления, состоялось первое общее собрание, на котором выступил член отделения—проф. Коваленков с докладом о предлагаемой им формуле для расчета самоиндукции сложного соленоида. Заключительные заседания старого совета отделения состоялись 10 января и 19 января, причем был заслушан годовой отчет за 1923 г. и произведена жеребьевка выбывающих членов, при которой выбыл из состава совета проф. И. Г. Фрейман. 30 января состоялось 3-е (годовое) собрание, на котором были переизбраны: председателем ЛОРОРИ поч. ч. РОРИ проф. А. А. Петровский, секретарем ЛОРОРИ ч. у. РОРИ инж. В. И. Волынкин; в члены совета взамен выбывшего ч. у. РОРИ проф. И. Г. Фрей-

мана, избран ч. у. РОРИ—А. Т. Углов, а кандидатами—д. ч. РОРИ С. И. Зилитинкевич и ч. у. РОРИ проф. И. Г. Фрейман. Кроме них в составе совета остались согласно уставу на 2-ой год д. ч. РОРИ инж. В. С. Габель и д. ч. РОРИ В. В. Лермонтов, из которых первый продолжал исполнять обязанности тов. председателя, а второй—казначей.

К 1-му января 1924 г. отделение насчитывало в своем составе 44 члена, к которым к моменту годового собрания присоединился еще один, а именно ч. уч. РОРИ А. Т. Углов, перешедший из Московского отделения. Из этих 45 членов—три почетных: В. Я. Ивановский, А. А. Петровский и А. А. Реммерт, 26 действительных (из них 13 учредителей) и 16 соребнователей.

Втечение года в составе отделения произошли следующие изменения. 1) Ч. с. РОРИ Евгений Яковлевич Щеглов перешел из ОДОРОРИ в ЛОРОРИ (11 марта 1924 г.). 2) Ч. с. ЛОРОРИ проф. Коваленков был избран в д. члены (предвар. баллот. в ЛОРОРИ 19 марта 1924 г.). 3) 27 марта 1924 г. отделение, а вместе с тем и все Общество понесло тяжелую утрату, а именно, скончался п. ч. РОРИ Виктор Яковлевич Ивановский. 4) Д. ч. РОРИ Василий Михайлович Лебедев перешел из МОРОРИ (26 декабря 1924 г.).

Таким образом к 1 января 1925 г. ЛОРОРИ имеет 46 членов; из них 2 почетных (те же), 28 действительных (из них 13 учр.) и 16 соребнователей. В связи с переименованием Петрограда в Ленинград, Совет Отделения вынес постановление переименовать Петроградское отделение о-ва в Ленинградское, употребляя в сокращенном названии термин ЛОРОРИ.

2. Общие собрания ЛОРОРИ сгруппировались главным образом в первом полугодии; после летнего перерыва в связи со съездом Всероссийской Ассоциации Физиков (сентябрь) и Конференцией Связи (ноябрь), отвлекавшими научно-технические силы, а также и благодаря грандиозному наводнению (сентябрь) затопившему Ленинград, в деятельности отделения наступило затишье.

Всего втечение 1924 г. состоялось 7 заседаний совета и 13 общих собраний, из которых одно годовое и одно экстренное (посвященное памяти п. ч. РОРИ В. Я. Ивановского). На этих собраниях заслушано 13 докладов. Наибольшее число докладов сделал проф. Коваленков (3 докл.). Лица, не состоящие членами ЛОРОРИ, дали три доклада. Из списка общих собраний, приложенного к настоящему отчету, видно, что целых три собрания были посвящены обсуждению вопроса о положении радиопромышленности в СССР.

Все общие собрания происходили в помещении ЛОРОРИ (В. О., 4 л., д. 5, кв. 4). Днем собраний была среда 20 ч (за исключением единичных случаев). На вышеуказанных 13 общих собраниях ЛОРОРИ присутствовало 169 членов и 110 гостей, что дает 13 членов и 8,5 гостей на заседание. Среди посетителей ЛОРОРИ значится в истекшем

году первый председатель п. ч. РОРИ проф. В. К. Лебединский, возбудивший при своем посещении вопрос об организации празднования 30-ти летия радио 7 мая 1925 г.

3. Обязанности библиотекаря ЛОРОРИ исполняла Н. А. Петровская. В библиотеку поступило за истекший год 44 номера, из которых 11 номеров (№№ 414—425) предоставлены во временное пользование от Клуба Научных Работников в Ленинграде (д. Ученых, ул. Халтурина). Библиотека безвозмездно получала от НКПиТ журналы: „Техника Связи“ и „Телеграфия и Телефония без проводов“, издающийся Нижегородской Радиолaborаторией имени В. И. Ленина. Много номеров поступило безвозмездно от частных лиц: инж. В. И. Баженова, проф. Н. М. Обухова, проф. А. А. Петровского и Н. Н. Семенова. Содержание поступлений составляли по преимуществу книги, журналы и брошюры специального характера. Всем вышеуказанным учреждениям, а также лицам, снабжающим библиотеку ЛОРОРИ своими трудами, совет ЛОРОРИ выражает искреннюю признательность.

4. Среди научно-технической работы ЛОРОРИ посвящало немало времени обсуждению вопроса о положении радиопромышленности в СССР, для чего и было устроено несколько общих собраний при участии многочисленных гостей. Кроме того, ЛОРОРИ проявило активное участие в организации празднования 30-тилетия радио, которое предстоит 7 мая с/г., а также приняло на себя заботу об издании некоторых важных работ покойного В. Я. Ивановского.

5. Членский взнос в ЛОРОРИ на 1924 г. был назначен 1 золотой рубль. Экстренно возникавшие расходы покрывались из специального расходного фонда.

Для проверки кассы, имущества и отчетности была избрана на 1924 г. ревизионная комиссия, в составе следующих лиц: Н. Н. Циклинский, Г. А. Кьяндский и П. Я. Бялович, которая и представляет по этим вопросам отдельный отчет.

Составил председатель ЛОРОРИ и п. ч. РОРИ

Профессор А. Петровский.

Список общих собраний ЛОРОРИ и докладов за 1924 г.

1) 2 января 1924 г. Доклад проф. В. И. Коваленкова: „Самоиндукция однослойного соленоида“.

2) 30 января 1924 г. (Годовое Собрание). а) Отчеты, выборы и обсуждение плана работ на 1924 г.

б) Доклад проф. Коваленкова: „Громкоговорящий телефон“.

3) 5 февраля 1924 г. а) Доклад инж. Г. Н. Макаревского „Применение акустических приборов для подводной сигнализации“.

б) Доклад инж. С. И. Зилитинкевича: „Тепловой режим вольфрамового катода при чисто электронном разряде“.

4) 19 февраля 1924 г. а) Обсуждение доклада инж. С. И. Зилитинкевича: „Тепловой режим вольфрамового катода“.

б) Доклад проф. В. И. Коваленкова: „О записи звуков“.

5) 11 Марта 1924 г. Доклад инж. С. И. Зилитинкевича: „Основные параметры триода“.

6) 19 марта 1924 г. Доклад А. Т. Углова: „О работах Казанской радиолаборатории“.

7) 26 марта 1924 г. Заседание, посвященное обсуждению вопроса о положении радиопромышленности в С. С. С. Р.

8) 2 апреля 1924 г. Продолжение обсуждения вопроса о положении радиопромышленности в С. С. С. Р.

9) 16 апреля 1924 г. Доклад Н. Н. Семенова: „Экспериментальные исследования электрических полей“.

10) 16 мая 1924 г. Окончание обсуждения вопроса о положении радиопромышленности в С. С. С. Р.

11) 11 июля 1924 г. Экстренное Собрание, посвященное, памяти п. ч. РОРИ В. Я. Ивановского. а) Вступительное слово п. ч. РОРИ проф. А. А. Петровского.

б) Доклад п. ч. РОРИ А. А. Ремерта: „О деятельности В. Я. Ивановского во флоте“.

в) Доклад проф. Н. А. Булгакова: „Работа В. Я. Ивановского в области электричества“.

г) Доклад проф. А. А. Саткевича: „Работа В. Я. Ивановского в Гидрологическом Институте“.

12) 29 октября 1924 г. Доклад инж. В. А. Гурова: „Современное состояние дальновидения и телефотографии“.

13) 18 Ноября 1924 г. а) Сообщение проф. А. А. Петровского: „О работах Конференции Связи (10—14 ноября 1924 г.)“.

б) Доклад Инж. Р. В. Львовича: „Расчет лампового генератора“.

Председатель ЛОРОРИ, п. ч. РОРИ Проф. А. Петровский.

Издание Нижегородской Радиолаборатории имени В. И. Ленина.

Тираж 1000 экз. — Гублит. 54.

Печатание ТИТбп № 29 закончено 8 апреля 1925 года.

Адрес редакции: Н.-Новгород, Радионабережная, 8.