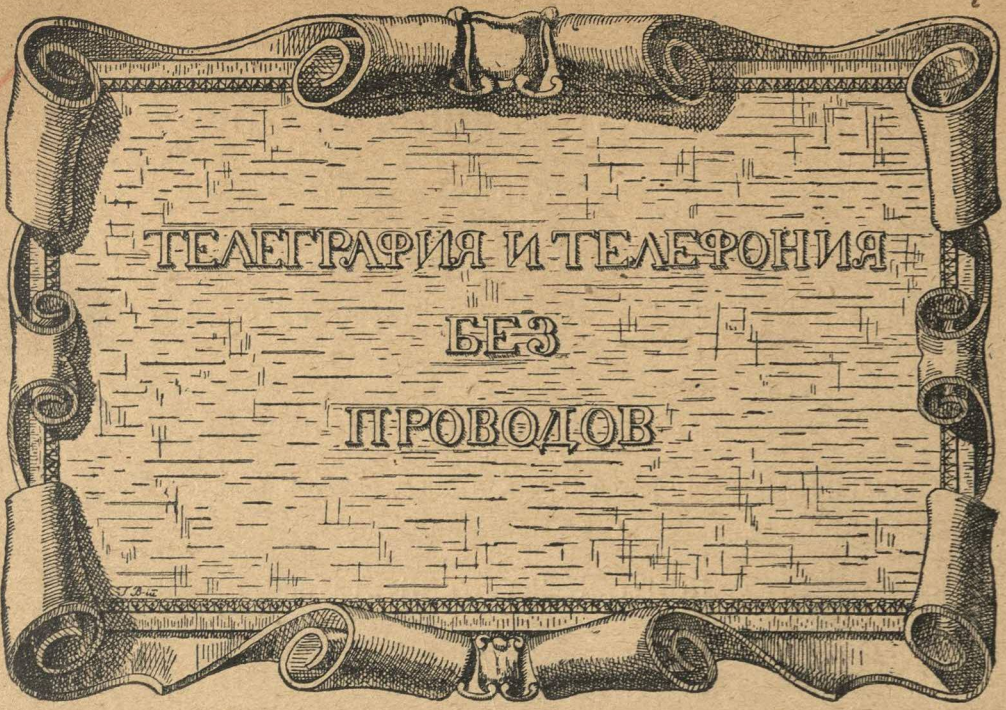


С. 107



ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНИЯ
БЕЗ
ПРОВОДОВ

Д. 6. р. 6. 573

Советская Государств.
Правда
Публ. Библиотека
Имени ЛЕНИНА
Отдел
Местного края
Инв. № 1472

Том IX, № 1 (46), ФЕВРАЛЬ, 1928

ТЕЛЕГРАФИЯ и ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ

ТИПОГРАФИЯ
НИЖЕГОРОДСКОЙ РАДИОЛАБОРАТОРИИ
ИМЕНИ В. И. ЛЕНИНА

Фундаментальная Библиотека
Нижегородского
Государственного Университета
Инв. № 387

ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ

(ТиТбп)

===== 10-й ГОД ИЗДАНИЯ =====

Издание Нижегородской Радиолaborатории имени В. И. Ленина

РЕДАКЦИЯ ЖУРНАЛА „ТиТбп“

ЛЕНИНГРАД. Васильевский Остров, 4 линия, 5, кв. 4. Телефон 52-79.

КОНТОРА ЖУРНАЛА „ТиТбп“

НИЖНИЙ-НОВГОРОД. Радиолaborатория имени В. И. Ленина. Радионабережная, 8.
Телефон 20-46.

СКЛАДЫ ИЗДАНИЯ „ТиТбп“

НИЖНИЙ-НОВГОРОД. Радиолaborатория имени В. И. Ленина. Радионабережная, 8.

МОСКВА. Московское Бюро Радиолaborатории. Рождественский Бульвар, 15.
Телефон 3-17-18.

ЛЕНИНГРАД. Вас. Остров, 2 линия, 41/13, кв. 17, телефон 170-39 и во всех
крупных книжных магазинах.

НА СКЛАДАХ ИМЕЮТСЯ „ТиТбп“ №№ 21—46.

ЦЕНА ОТДЕЛЬНОГО НОМЕРА 1 руб. 25 коп.

УСЛОВИЯ ПОДПИСКИ на 1928 год: На год—6 руб. = На 1/2 г.—3 руб. 50 к.

С. 107

„Т. и Т. б. н.“

Ж У Р Н А Л

ТЕЛЕГРАФИЯ и ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ

ИЗДАНИЕ НИЖЕГОРОДСКОЙ РАДИОЛАБОРАТОРИИ им. В. И. ЛЕНИНА

ПОД РЕДАКЦИЕЙ ПРОФ. В. К. ЛЕБЕДИНСКОГО и ПРОФ. А. А. ПЕТРОВСКОГО

ОСНОВАН В 1918 ГОДУ

Том IX

№ 1 (46) ФЕВРАЛЬ

1928

TELEGRAFIA i TELEFONIA BEZ PROVODOV (T. i T. b. n.)

The Magazine of Wireless Telegraphy and Telephony

Published by Radio Laboratory, Nizhny-Novgorod. Founded 1918

Editors: Profs. W. K. Lebedinsky and A. A. Petrowsky

Volume IX

№ 1 (46), February, 1928

CONTENTS:

A. Original papers.

А. В. Котелников, N.-Novgorod. A Triple „Characterograph“. — В. В. Ширков, Moscow. On Multiple Electron Tube Circuits. — В. Ж. Волюнkin, Eng., Leningrad. Life of an Ideal Cathode. — С. А. Векшинский, Leningrad. On Lives of Amplifying Electron Tubes. — М. С. Рзhevkin and Н. Н. Малов, Moscow. Determination of the Upper Limit of Audio Frequencies. — С. К. Базханов, Eng., Moscow. Choice of a Type of Ground Anchors for Wooden Masts. — А. С. Грамматчикov and А. С. Аренберг, Moscow. On Calculation of Wind Pressure on a Mast. — М. М. Савостиuk, Moscow. Slow Acting Relays in Telegraph and Telephone Circuits. — А. К. Котелников, Prof., Kiev. On Mechanism of Electrical Conductance in Metals. — А. М. Кугушев, Eng., N.-Novgorod. Calculation of Smoothing out Filters.

B. Letters to the Editors. Chronicle. Bibliography. Abstracts from Foreign Literature. Errata.

Subscription 6 dollars per Annum for all foreign countries

Address: for editorial communication — Leningrad, 34, U. S. S. R., Vass Ostr., 4 linia, 5, kv. 4; for Subscriptions — Nizhny-Novgorod, U. S. S. R. Radionaberezhnaia, 8, Radiolaboratoria

ИЗД. № 387

Содержание ТиТбп № 1 (46)

В. А. Котельников (Н.-Новгород). Тройной характеристограф	3
В. В. Ширков (Москва). О многократной схеме	8
В. М. Волюнкин , инж. (Ленинград). Долговечность идеального катода	16
С. А. Векшинский (Ленинград). К вопросу о долговечности усилительных ламп	32
С. Х. Ржевкин и Х. Х. Малов (Москва). Определение верхнего предела слышимости звука	43
С. Бажанов , инж. (Москва). Выбор системы анкеров для деревянных мачт	49
А. С. Траматчиков и А. Т. Аренберг (Москва). К вопросу о расчете давления ветра на мачты	70
М. М. Савостюк , инж. (Москва). О реле замедленного действия в технике связи	75
А. К. Котельников , проф. (Киев). К вопросу об электропроводности металлов	80
А. М. Кугушев , инж. (Н.-Новгород). Расчет сглаживающих фильтров	86
Письма в редакцию. По поводу статьи инж.-эл. М. М. Ситникова „Срок службы вольфрамового катода“. В. М. Волюнкин .—По поводу письма инж. В. И. Волюнкина в редакцию ТиТбп. М. М. Ситников .—В редакцию журнала ТиТбп. Т. Х. Макаревский	102
Хроника. ТиТбп № 46.—Сотая лабораторная беседа в Нижегородской Радиолaborатории. Б. О. —Новое о диэлектрике. А. С.	106
Библиография. Техническая энциклопедия. Том I.—Электричество № 11. 1927	110
Из иностранной литературы. Новый электронный прибор. Б. О. —О мегомах. Б. О. —Распространение эл.-м. волн и погода. Т. Х. Макаревский .—Опыт осуществления эталона малой емкости. Х. Петров	111
Исправления и опечатки	116

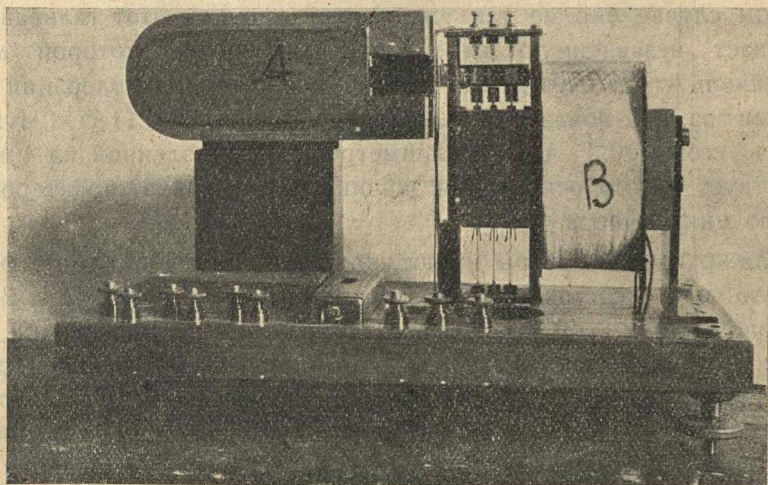
Тройной характерограф

В. А. Котельников

Опыт с двух-зеркальным характерографом НРЛ¹⁾ показал пригодность его для целого ряда лабораторных работ, но чувствительность его для некоторых из них оказалась все же слишком малою: поэтому в НРЛ, по указаниям Б. А. Остроумова, был построен на том же принципе прибор, обладающий значительно большею чувствительностью и, сверх того, позволяющий получать на фотопластинке не одну, а сразу три функции одного и того же параметра. Мне было поручено исследовать первую модель этого прибора.

Этот прибор состоит из трех простых характерографов, у которых: оптическая система и фотопластинка общие, все абсцисс-зеркала прикреплены к оси одного абсцисс-гальванометра, а ординат-гальванометры имеют общую магнитную цепь, состоящую из мощного электро-магнита, сильное поле которого позволяет увеличивать чувствительность шлейфов, не увеличивая периода их колебаний, и обеспечивает хорошее затухание.

Главная часть этого прибора показана на фот. 1. Его общий вид изображает фот. 2; общие размеры прибора вместе с оптическим устройством, кассеткой и футляром: $1450 \times 350 \times 330$ мм.

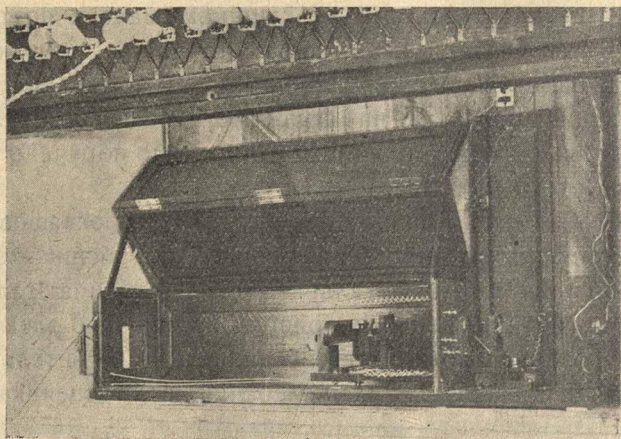


Фот. 1

Абсцисс-гальванометр имеет постоянный магнит и катушку обычного устройства в 84 ома из проволоки 0,05 мм; ось ее расположена

¹⁾ ТиТбп № 41, стр. 177, 1927.

горизонтально. На оси имеется три зеркала, которые могут вращаться относительно оси (каждое в отдельности) при помощи микрометрических винтов, что позволяет устанавливать зайчики на пластинке так, чтобы они всегда располагались на одной ординате. Кроме того весь этот гальванометр можно специальным винтом плавно поворачивать вокруг горизонтальной оси и тем менять положение начала координат на пластинке.

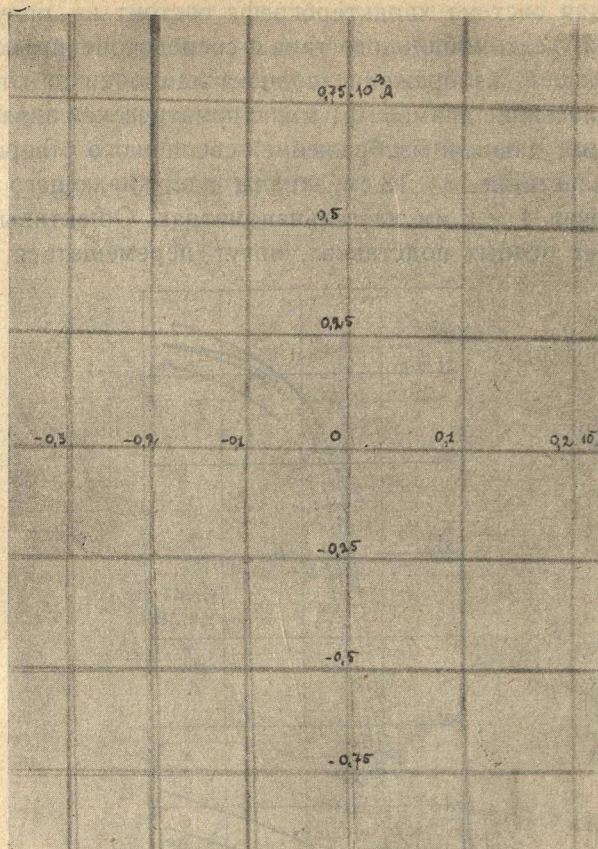


Фот. 2

В данной модели затухание прибора оказалось слишком слабым, но в этом случае оно не так уже важно, так как этот гальванометр откладывает независимую переменную, изменение которой можно сделать сколь угодно плавным. Собственный период колебаний этого гальванометра, как показало исследование, равняется 0,11 сек. Чувствительность его $4 \cdot 10^{-6}$ А на миллиметр шкалы, удаленной на 1 м, что соответствует 0,2 мм отклонения зайчика на пластинке характеристографа от одного микроампера.

Ординат-гальванометры имеют, как было сказано выше, общую магнитную цепь, состоящую из электромагнита с обмоткой в 34 ома из проволоки диам. = 0,35 мм. Насыщение в ней наступает при 1,1 А в обмотке, но, так как оказалось, что при продолжительной работе обмотки перегреваются, рабочий ток рационально взять 0,5 А. Катушки гальванометров подвешены на металлических ленточках, укрепленных на пружинках, и такими же ленточками оттянуты книзу. Сверху пружинки прикреплены к винтикам, поворачивая которые можно передвигать зайчики по горизонтальному направлению. К катушкам сверху прикреплены плоские зеркала.

Шунты для гальванометров подбирались так, чтобы они имели нужную чувствительность и чтобы при всех внешних сопротивлениях обеспечивалось хорошее затухание.

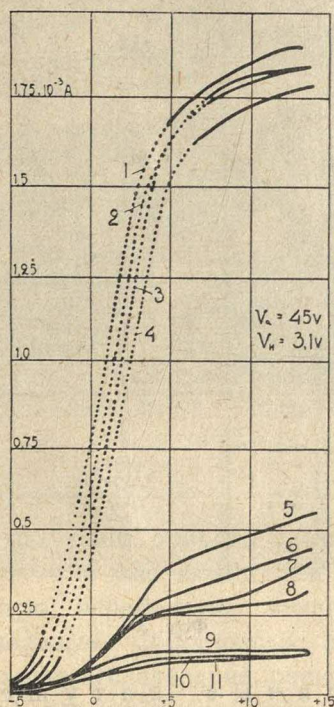


Фот. 3

Д а н н ы е к а т у ш е к

№ №	I	II	III
Сопротивление в омах	761	344	271
Чувствительность в А на 1 мм шкалы, удаленной на 1 метр	$18 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-8}$	$22 \cdot 10^{-8}$
От одного μ А зайчик отклоняется на мм	11,4	4,4	3,7
Хорошо затухает при внешнем сопротивлении в омах . . .	от 3000 до 1800	от 600 до 300	от 300 до 100
Собственный период колебаний	0,27 сек	0,17 сек	0,17 сек
Проволока диам.	0,05 мм	0,05 мм	0,05 мм

Оптическая система характерографа состоит из: полуваттной лампочки 50 W, 12 V автомобильного типа с сосредоточенным светом; линзы $f = 60$ мм, дающей изображение волоска лампочки на отверстии в металлической пластинке диам. = 0,1 мм; ахроматической линзы $f = 240$ мм и диам. = 40 мм, дающей изображение освещенного отверстия на фотографической пластинке 13×18 см; экрана, задерживающего лишние лучи, и плоских зеркал 4×6 мм на гальванометрах. Объективы и лампочка, укрепленные на особых подставках, могут перемещаться во всех на-



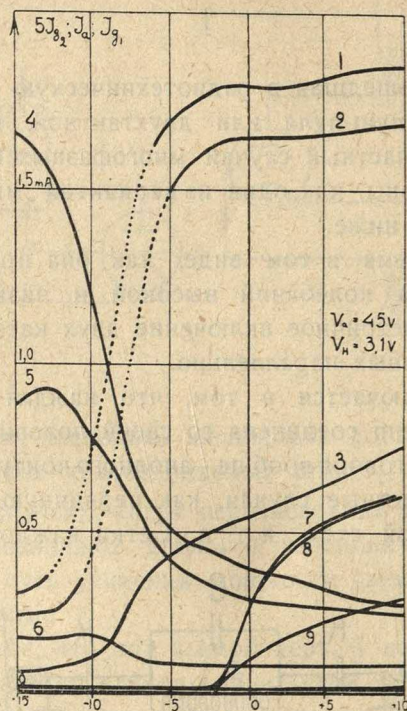
Черт. 4

Кривая	1	изображает	J_a	при	$V_{g2} = + 10$ v;
"	2	"	J_a	"	$V_{g2} = + 5$ v;
"	3	"	J_a	"	$V_{g2} = 0$ v;
"	4	"	J_a	"	$V_{g2} = - 5$ v;
"	5	"	J_{g1}	"	$V_{g2} = - 5$ v;
"	6	"	J_{g1}	"	$V_{g2} = 0$ v;
"	7	"	J_{g1}	"	$V_{g2} = + 5$ v;
"	8	"	J_{g1}	"	$V_{g2} = + 10$ v;
"	9	"	J_{g2}	"	$V_{g2} = + 10$ v;
"	10	"	J_{g2}	"	$V_{g2} = + 5$ v;
"	11	"	J_{g2}	"	$V_{g2} = 0$ v.

правлениях и действительно позволяют точное наведение на фокус. Пластика с отверстием и кассета также могут перемещаться так, чтобы лучи света соответствовали главной оптической оси и чтобы наилучшим образом использовалась пластинка. Погрешностью изменения угла падения возможно пренебречь при указанных размерах прибора.

Для того, чтобы дать наглядное представление о работе характерографа, приводим несколько снимков. Первый изображает координатную

сетку, полученную на фотопластинке изменением тока попеременно или в одном абсцисс-гальванометре, или в одном ординат-гальванометре, оставляя ток в другом постоянным; постоянные нагрузки различных шлейфов ординат-гальванометра подобраны так, чтобы все три зайчика при прохождении их через ось абсцисс давали одно изображение. Расхождение линий позволяет судить о том, насколько сетки отдельных



Черт. 5

Кривая	1	изображает	J_a	при	$V_{g1} = +10 \text{ v};$
"	2	"	J_a	"	$V_{g1} = +5 \text{ v};$
"	3	"	J_a	"	$V_{g1} = 0 \text{ v};$
"	4	"	J_{g1}	"	$V_{g1} = +10 \text{ v};$
"	5	"	J_{g1}	"	$V_{g1} = +5 \text{ v};$
"	6	"	J_{g1}	"	$V_{g1} = 0 \text{ v};$
"	7	"	J_{g2}	"	$V_{g1} = +10 \text{ v};$
"	8	"	J_{g2}	"	$V_{g1} = +5 \text{ v};$
"	9	"	J_{g2}	"	$V_{g1} = 0 \text{ v}.$

приборов расходятся друг от друга по краям снимков, и определить погрешность при непосредственном отсчете.

Черт. 4 и 5 изображают семейства характеристик двухсетчатой лампы заводов ТСТ „МДС“, снятые при условии $V_a = 45$, $V_{gk} = 3,1$. На первом V_{g1} меняется плавно, а V_{g2} скачками через 5 V, на втором наоборот. Нумерация кривых осуществляется значками на их концах. Те части кривых, которые получились недостаточно ярко для типографского воспроизведения, усилены пунктиром.

О МНОГОКРАТНОЙ СХЕМЕ

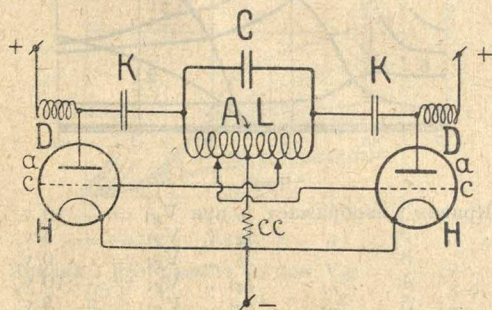
В. В. Ширков, ч.-учр. РГОИ

I

Двухфазная схема, вошедшая в радиотехническую практику под названием схемы Мени, пуш-пулл или двухтактной, может быть сочтена с одной стороны за частный случай многофазных схем¹⁾ и рассматривается с другой стороны, как один из вариантов „многократной схемы“, о которой говорится ниже.

Двухтактная схема в том виде, как она применяется ныне для генерации и усиления колебаний высокой и низкой частоты, имеет своим отличием симметричное включение двух катодных ламп или двух групп ламп, соединенных параллельно.

Симметрия заключается в том, что каждая из двух, в общем случае, ламповых групп соединена со своей половиной общего колебательного контура или, говоря вообще, — анодного контура, понимая под этим выражением такие частные случаи, как первичную обмотку трансформатора в усилительной схеме и т. п. Сетки каждой группы ламп воз-



Черт. 1

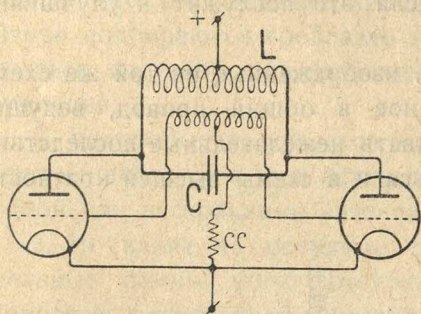
буждаются со сдвигом фаз в пол-периода относительно друг друга, что и имеет следствием „двухтактный“ характер процессов в схеме.

На черт. 1—3 приведено несколько ходовых вариантов этой схемы.

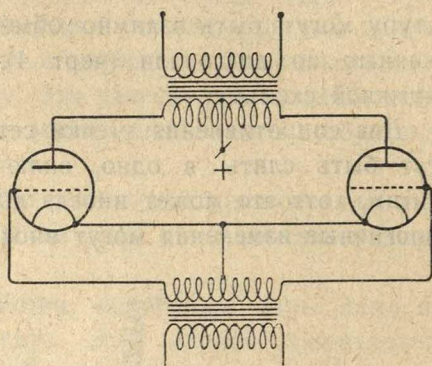
На черт. 1 и 2 приведены две схемы для генерации высокой частоты, а на черт. 3 схема усиления низкой частоты. Эти три схемы, как и несколько других еще, которые тоже можно было бы напомнить в качестве примеров, суть лишь схемы удвоения своих одноламповых прототипов. Так схема черт. 1 ведет начало от трехточечной схемы, схема черт. 2—от обычной схемы с индуктивным возбуждением и т. д.

¹⁾ См. Mesny. L'onde él., 42, 1925.

Желая увеличить мощность схемы, не переходя к более мощным типам ламп, прибегают к „группам ламп, соединенных параллельно“, как сказано было выше. Малое возрастание мощности, непропорциональное числу ламп, и появление паразитных колебаний в схеме суть обычные недостатки в этих случаях. Если дело касается коротких волн, то



Черт. 2

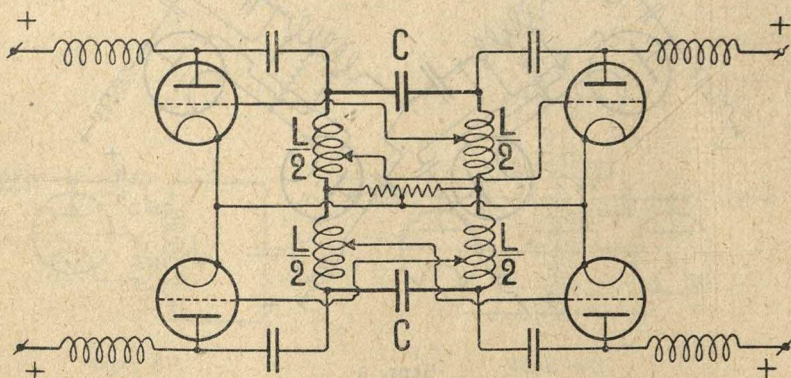


Черт. 3

встает вопрос о том, насколько желательно добавление в схему внутренних емкостей вновь присоединяемых ламп.

В некоторых случаях, когда перечисленные затруднения настолько серьезны, что не позволяют добиться желаемого результата, полезно испробовать иной путь усиления мощности схемы также посредством добавления новых ламп.

Представим себе, что под схемой черт. 1 нанесено ее зеркальное изображение. Произведем слияние обеих схем, первоначальной и отраженной, следующим образом. Нити накала H в каждой паре ламп

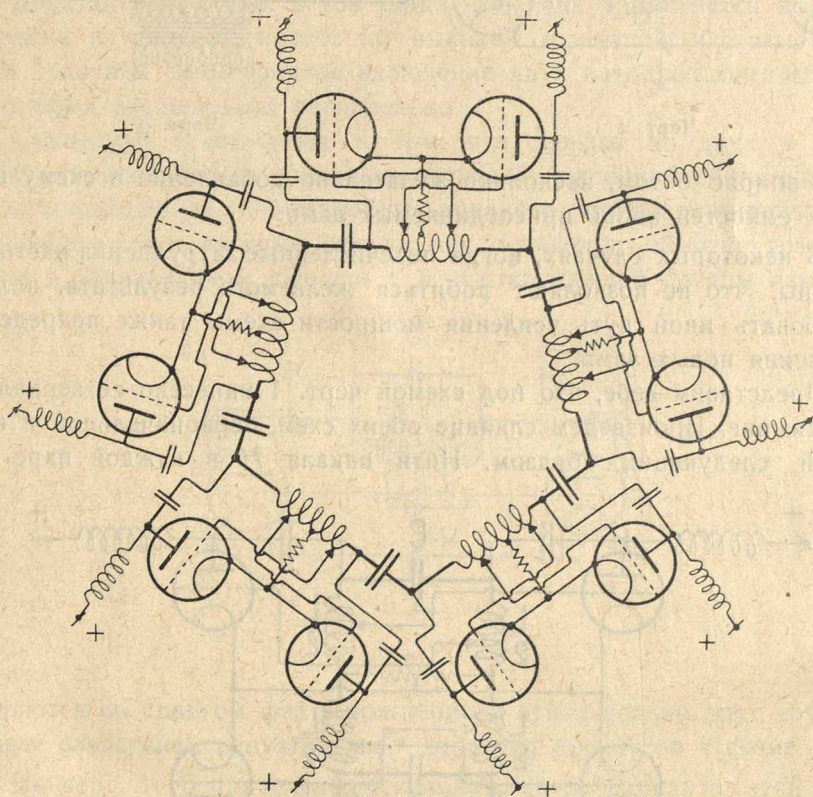


Черт. 4

(расположенных одна под другой) соединим параллельно, а колебательные контура LC разрежем в точках A и составим из обоих контуров один общий контур. Результат изображен на черт. 4 и носит по предлагаемой терминологии название „двукратной двухтактной“ схемы.

Легко видеть, что, идя аналогичным путем далее, мы получим двухтактные схемы с шестью, восемью, десятью и т. д. лампами, которые должны именоваться трехкратной, четырехкратной, пятикратной и т. д. Нет препятствий с принципиальной стороны к небольшим упрощающим изменениям в общей схеме, происшедшей из слияния двух простых схем. Например, места присоединения сеток к колебательному контуру могут быть взаимно обменены для любой пары ламп, расположенных по диагонали (черт. 4), если это послужит к улучшению монтажной схемы.

Два сопротивления утечки сеток, изображенные на той же схеме, могут быть слиты в одно, включенное в общий провод, ведущий к нитям, хотя это может иногда вызывать нежелательные последствия. Аналогичные изменения могут вноситься и в схемы высшей кратности.



Черт. 5

Черт. 5 дает пример пятикратной двухтактной схемы.

Как двухламповая двухтактная схема может быть осуществлена в различных вариантах, в отношении связи между цепями сеток и анодов и колебательным контуром, так и многократные схемы могут видоизменяться, следуя своим одноламповым прототипам, т.-е. трехто-

чечной схеме Гартлея и ее различным модификациям (схемы Мейснера, Колпита и т. д.).

Многократная схема допускает варьирование и во многих других направлениях, например:

1. Она позволяет сочетание в одной схеме различных типов ламп, так каждая из пяти пар ламп, изображенных на схеме черт. 5, может принадлежать к отдельному типу катодной лампы, при том конечно условии, что как питание ламп, так и элементы прилегающей части контура подбираются сообразно типу. Эта разновидность схемы может оказаться полезной при разрешении задач независимого возбуждения и усиления.

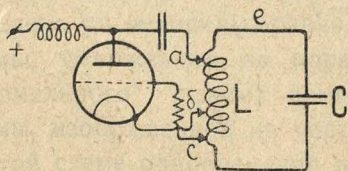
2. Некоторые из участков колебательного контура могут включать открытые вибраторы, чем осуществляется один из видов связи контура с одной или несколькими антеннами.

3. Не влияя на основные свойства, некоторые пары ламп или отдельные лампы могут отсутствовать. Этот случай соприкасается с вопросом однократной многократной схемы и будет упомянут ниже еще раз.

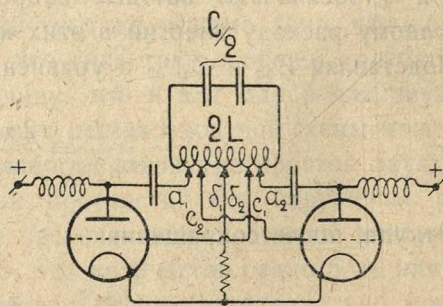
II

Рассмотрим вопрос: что происходит с электрическими свойствами колебательного контура по мере усложнения его с возрастанием „кратности“ схемы.

1) Возвращаясь немного назад по пути развития схем, решим аналогичный вопрос на случай превращения одноламповой схемы в двухламповую двухтактную схему путем разрезывания и последовательного включения колебательных контуров двух одноламповых схем черт. 6¹).



Черт. 6 А



Черт. 6 Б

Вводим обозначения:

Z_{6a} — эквивалентное сопротивление двух разветвленных частей контура LC между точками a и b (черт. 6 А),

¹) Как эти, так и все другие схемы показаны в упрощенном виде без цепей накала и минуса анодного источника.

$Z_{a1 a2}$ —тоже, между точками a_1 и a_2 (черт. 6 Б),
 ϑ_A и ϑ_B —декременты контуров в обоих случаях с учетом полезной мощности и потерь,
 w_A и w_B —полные мощности в обоих контурах, т.-е. полезная мощность плюс потери,
 I_A и I_B —силы токов в контурах,
 ω —угловая частота колебаний,
 α_A —величина, равная отношению напряжения на участке ab к напряжению на всей самоиндукции L (черт. 6 А),
 α_B —подобная же величина для черт. 6 Б, равная отношению напряжения на участке $a_1 a_2$ к напряжению на всей самоиндукции $2L$.

Допустим, что каждая из ламп в схеме 6 Б работает в том же режиме, что и лампа в схеме 6 А. Это значит, между прочим, что в обеих схемах сила колебательного тока в анодных цепях одна и та же. Чтобы это могло иметь место, надо допустить, что

$$Z_{a1 a2} = 2 Z_{\delta a}. \quad (1)$$

Но, как нетрудно вывести:

$$Z_{\delta a} = \frac{\alpha_A^2 L}{cr_A}, \quad (2)$$

$$Z_{a1 a2} = \frac{\alpha_B^2 2L}{\left(\frac{c}{2}\right) r_B}, \quad (3)$$

где r_A и r_B обозначают ваттные сопротивления контуров, эквивалентные полному расходу энергии в этих контурах.

Подставляя $Z_{\delta a}$ и $Z_{a1 a2}$ в уравнение (1), получим:

$$\frac{4 \alpha_B^2 L}{cr_B} = \frac{2 \alpha_A^2 L}{cr_A}. \quad (4)$$

Откуда, после сокращения:

$$\frac{2 \alpha_B^2}{r_B} = \frac{\alpha_A^2}{r_A}. \quad (4')$$

Если сохранить $\alpha_B = \alpha_A$, то получим:

$$r_B = 2 r_A. \quad (5)$$

Амплитуда колебательного напряжения между анодами в схеме 6 Б вдвое больше, чем амплитуда между анодом и нитью в схеме 6 А. Это

следует непосредственно из предпосылки об идентичности режимов ламп в обеих схемах (см. ур. 1).

Сила тока в контуре схемы 6 А равна:

$$I_{KA} = \frac{E_{\sim}}{\alpha L \omega}. \quad (6)$$

Та же величина для схемы 6 Б:

$$I_{KB} = \frac{2 E_{\sim}}{2 \alpha L \omega}. \quad (7)$$

В обоих последних выражениях $E_{\sim}$ обозначает колебательную составляющую напряжения на аноде относительно нити. Из (6) и (7) следует

$$I_{KA} = I_{KB}. \quad (8)$$

Таким образом, добиваясь равенства (5), мы одновременно стремимся, с переходом к удвоенной схеме, к удвоению мощности в контуре, т.е.

$$\omega_B = 2 \omega_A. \quad (9)$$

Если подставить в формулу для декремента $\left(\vartheta = \pi r \sqrt{\frac{C}{L}}\right)$ величины соответствующие обеим схемам, то убедимся, что декремент в обоих случаях один и тот же.

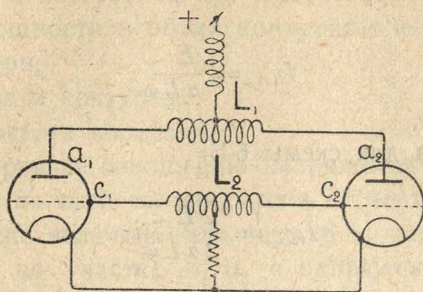
Итак, не нарушая режима в частях схемы после ее удвоения, мы можем отнять от нее вдвое больше энергии. Расчет контура сложной схемы, следовательно, сводится к расчету для простой схемы.

2) Рассмотрим схему порядка кратности выше единицы. Совершенно очевидно, что при сохранении того же режима ламп, что и в случае первом, мы придем к выводу, что сила тока в общем колебательном контуре сохраняет ту же величину, что и для одной или двух ламп. Отсюда следует, что энергия в контуре многократной схемы может быть доведена до величины, равной энергии в контуре простой двухтактной схемы, умноженной на порядок кратности, без нарушения общего „нормального“ режима ламп и увеличения декремента контура. Для схемы, изображенной на черт. 5, это количество равно $5 \omega_B$ или $10 \omega_A$. В этой схеме одновременно работают десять ламп, отдельно присоединенных и самостоятельно регулируемых.

III

Двукратная двухтактная схема была использована не без успеха при опытах с телефонированием на очень короткой волне в Радиотехнической лаборатории отдела прикладной физики Государственного политехнического музея.

Переход к двукратной схеме был вызван желанием усилить мощность первоначальной схемы, изображенной на черт. 7.



Черт. 7

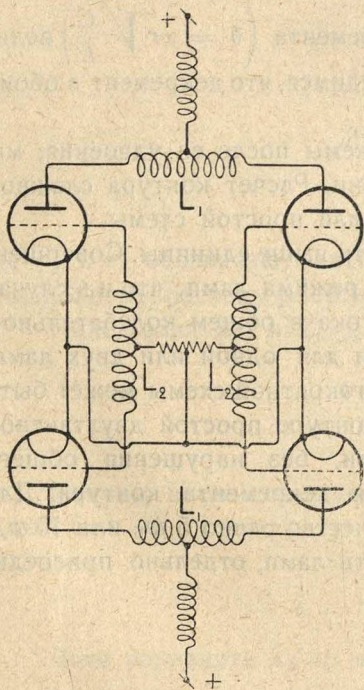
Колебательный контур состоял из двух самоиндукций и внутренних емкостей обеих ламп. Лампы—типа ГБ Нижегородской радиолaborатории, волна—ок. 5 м, мощность в антенне, связанной индуктивно с контуром, 7—8 ватт.

Попытки увеличить мощность путем включения по две лампы параллельно с каждой стороны—результата не дали. Паразитные колебания стали возникать настолько часто и были так устойчивы, что несмотря на все меры, не давали возможности отрегулировать схему.

Переход на двукратную схему (черт. 8) позволил получить мощность очень близкую к двойной против схемы черт. 7 с весьма устойчивыми и чистыми колебаниями.

Довольно короткая волна заставляла очень тщательно уравнивать распределенную емкость системы, настраивать дроссели и прибегать к ряду других приемов, чтобы сохранить контур в условиях изолированной колебательной системы.

Эти и другие детали всей работы будут опубликованы в специальном очерке. Здесь же имелось в виду лишь отметить устойчивость и чистоту колебаний этой схемы с одной стороны и некоторую требовательность ее в отношении размещения, выполнения и балансировки, что естественно было ожидать при столь



Черт. 8

короткой волне со стороны довольно растянутой цепи со значительной распределенной емкостью.

Долговечность идеального катода

Инж. В. И. Волынкин, чл.-учр. РОРИ

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ.—В статье дается определение понятий об индивидуальной, средней, наивероятнейшей и расчетной долговечности лампы. Показывается, что последние два определения весьма близки между собой. Даются общие формулы для расчетной долговечности и относительных изменений характеристик идеального катода в функции изменения диаметра и времени. Общие формулы пояснены на численных примерах и кривых для вольфрама. В заключение рассмотрены некоторые поправки для реальных катодов.

Причины, влияющие на долговечность электронной лампы, столь многообразны и неопределенны, что теоретические расчеты в этой области, помимо известных трудностей, могут казаться и вовсе бесполезными. Автор держится другого мнения и цель этой работы показать пути к решению вопроса.

1. Анализ причин, выводящих лампу из строя, и результаты длительных испытаний срока службы^{1) 2) 3) 4) 5)} показывают, что лампа становится негодной не только при фактическом перегорании нити, но и вследствие значительных изменений в характеристиках, благодаря постепенному разрушению катода. На эти изменения катода с течением времени влияют следующие факторы:

- а) испарение;
- б) бомбардировка ионами;
- в) ненормальная кристаллизация;
- г) потеря активного вещества;
- д) неоднородности физического, химического и геометрического характера;
- е) частые включения и выключения.

Первый из них для вольфрамового катода является основным; остальные более или менее случайны, или же вообще отсутствуют (пункт г). В зависимости от преобладания одного из этих факторов, срок службы какойнибудь единичной лампы, который мы будем называть „индивидуальной долговечностью“, может сильно отличаться от срока службы других образцов того же типа. При переходе от случайных испытаний к обработке массовых наблюдений, подмечается, однако, уже некоторая закономерность. Обычно для партии ламп

¹⁾ S. Dushman, Gen. El. Rev., 18, pp. 156—167, 1915.

²⁾ H. Rukop, Telefunken Zeitung, 7, № 38, pp. 19—34, 1924.

³⁾ W. C. White, Proc. Inst. Radio Eng., 13, 6 pp. 625—645, 1925.

⁴⁾ M. Thompson, R. H. Dudderidge and L. G. A. Sims, J. Inst. El. Eng., 64, № 357, pp. 967—979, 1926.

⁵⁾ W. J. Picken, J. Inst. El. Eng., 65, № 368, pp. 791—822, 1927.

выводят „среднюю арифметическую“ долговечность и при этом оказывается, что индивидуальные долговечности, меньшие половины и большие двойной средней, встречаются очень редко.

Особенно наглядно эта закономерность выступает в работе С. А. Векшинского⁶). Дифференцируя обычную кривую, изображающую результаты испытания ламп на продолжительность, С. А. Векшинский получает „кривую распределения“ ламп по срокам службы (черт. 2 и 3 цитированной статьи). Эта кривая имеет максимум, который приходится на „наивероятнейшую“ долговечность.

В процессе производства неизбежны случайные отступления в размерах, в качестве материалов, в пустотности и пр. от заданий конструктора, которые распределяются по законам статистики, также как и перечисленные выше случайные причины. Чем больше какое-нибудь отступление от образца, тем меньше вероятность его встретить. Поэтому наивероятнейшая долговечность может рассматриваться, как очень близко приближающаяся к расчетной, идеализирующей условия и не предусматривающей различных случайных факторов. Следовательно, она более характеризует и самый продукт, чем долговечность арифметическая. Исходя из этого положения, мы и зададимся целью найти расчетную долговечность вольфрамового катода, которая имеет вполне реальный физический смысл, и может быть получена из эксперимента на большом числе ламп в виде наивероятнейшей продолжительности службы партии при строго определенных условиях испытания.

2. Срок службы электронной лампы с вольфрамовым катодом в так называемых идеальных условиях можно рассматривать зависящим исключительно от разрушения катода. Когда его диаметр вследствие испарения достигает некоторой величины, происходят значительные изменения в характеристиках, напр., сильно падает эмиссия, и лампа по техническим условиям должна считаться негодной, хотя это может случиться еще задолго до перегорания нити. Поэтому, в зависимости от технических условий, срок службы одного и того же типа может иметь разные значения.

Автор вывел в 1918 г. простую формулу для долговечности идеального катода, работающего при постоянной температуре, дающую изменение диаметра от времени⁷). Вывод формулы основан на приравнении убыли массы катода количеству, испаряющемуся с боковой поверхности:

$$-\frac{d}{dt} \left(\frac{\pi D^2}{4} L \Delta \right) = \pi D L m; \quad (1)$$

где t время, D диаметр проволоки, L длина проволоки, Δ плотность проволоки, m скорость испарения в весовых единицах с единицы поверхности в единицу времени (секунду).

⁶) С. А. Векшинский, ТиТбп № 46.

⁷) А. И. Берг, Катодные лампы, Ленинград, 1925, стр. 9—10; Общая теория радиотехники, Ленинград, 1925, стр. 194—195.

Упрощая и интегрируя (1), получаем

$$t = \frac{\Delta}{7200} (1-q) \frac{D_0}{m_0} [\text{часы}], \quad (2)$$

где D_0 и m_0 значения, отвечающие $t = 0$ и

$$q = \frac{D}{D_0}. \quad (3)$$

Из (2) следует, что при заданном процентном изменении диаметра срок службы пропорционален начальному диаметру. Так как скорость испарения приблизительно пропорциональна 38-ой степени абсолютной температуры T (см. табл. 1), то долговечность обратно пропорциональна T^{38} . Отсюда видно, что даже незначительные изменения напряжения или тока накала сильно влияют на срок службы. Простая связь долговечности со скоростью испарения и ее зависимость от температуры была формулирована также Беккером⁸⁾, который получил лишь несколько отличающийся показатель при T .

3. В действительных условиях температура редко поддерживается постоянной. Обычный режим заключается в поддержании постоянства напряжения, или какой-нибудь другой, характеризующей режим, величины. На эти случаи также удается распространить общую формулу (1), если воспользоваться эмпирическими зависимостями для накаливаемого идеального проводника, предложенными Лангмюром^{9) 10)}.

В самой общей форме можно написать

$$Q = f A T^k, \quad (4)$$

где Q рассматриваемая характеристика (напр., сопротивление), f множитель, зависящий от геометрических данных, T абсолютная температура в градусах Кельвина ($^{\circ}K$), A коэффициент пропорциональности, k показатель при температуре, согласно которому возрастает Q . При A и k постоянных, численная величина k указывает, на сколько процентов изменяется Q при изменении T на один процент, т.е. $k = \frac{dQ}{Q} \cdot \frac{T}{dT}$.

Значения f , A и k , нужные для нашей цели, приведены в табл. 1. A и k изменяются с температурой, но для практического промежутка можно считать их приблизительно постоянными, если вычислить их

⁸⁾ R. Becker, Zs. f. techn. Phys., 6, pp. 309—313, 1925.

⁹⁾ I. Langmuir, Phys. Rev., 7, pp. 152—154, 1916.

¹⁰⁾ H. Jones and I. Langmuir, Gen. El. Rev., 30, Part I, pp. 310—319; Part II, pp. 354—361, 1927.

значения по способу наименьших квадратов или аналогичному методу. Чем уже при этом выбран промежуток температуры, тем точнее формула (4) выражает экспериментальные результаты, особенно для эмиссии и скорости испарения. Численные значения постоянных, помещенные в табл. 1, были определены для промежутка $2300\text{--}2600^\circ\text{K}$ по данным Г. Джонса и И. Лангмюра¹⁰). Ошибка при вычислении эмиссии и скорости испарения по формуле (4) и табл. 1 не превосходит нескольких процентов, а для остальных характеристик катода—долей процента. Если же выбрать более широкую область температуры, например, $2000\text{--}3000^\circ\text{K}$ и найти для нее A и k , то формула (4) позволяет лишь определить порядок величин эмиссии и скорости испарения, но не их численные значения.

По данным Джонса и Лангмюра¹⁰) можно найти также величины A и k для любой начальной температуры катода, которая вообще за время службы меняется незначительно. Принимая эти величины, как средние за все время действия лампы, можно получить в дальнейших расчетах несколько большую точность, чем при пользовании средними значениями для более широкого промежутка температуры от 2300 до 2600°K .

ТАБЛИЦА 1

1	2	3	4	5	6	7
$Q = fAT^k$		f	f/t_0	k	Средние численные значения для вольфрама ($2300\text{--}2600^\circ\text{K}$)	
характеристика катода		геометрический множитель	относительный геометрический множитель	показатель при температуре	[V, A, Ω , cm, sec, $^\circ\text{K}$]	
и ее обозначение					k	A
Мощность	P	LD	q	p	4,67	$2,97 \cdot 10^{-14}$
Сопротивление	R	L/D^2	$1/q^2$	r	1,20	$7,88 \cdot 10^{-9}$
Ток	I	$D^{3/2}$	$q^{3/2}$	$\frac{p-r}{2}$	1,74	$1,87 \cdot 10^{-3}$
Напряжение	V	$L/\sqrt{D}$	$1/\sqrt{q}$	$\frac{p+r}{2}$	2,93	$1,59 \cdot 10^{-11}$
Эмиссия	I_e	LD	q	u	23,3	$6,20 \cdot 10^{-80}$
Температура	T	1	1	1	1	1
Испарение	M	LD	q	s	38,0	$4,69 \cdot 10^{-138}$
Степень накала	$\frac{I_e}{P}$	1	1	$u-p$	18,6	$2,09 \cdot 10^{-66}$

Когда одна из величин Q поддерживается постоянной, мы имеем три ур-ния: (1) и два (4), с переменными m , T , D и t , так как длина предполагается неизменяющейся. Следовательно, мы можем найти зависимость T от t или D от t в дифференциальном или конечном виде.

При производстве этих выкладок очень удобно вместо D ввести его отношение к начальному диаметру (3), в функции которого можно выразить все формулы. Таким путем из (1) получаем

$$-\frac{\Delta}{2} D_0 \frac{dq}{dt} = m. \quad (1a)$$

Формула (4) дает

$$Q_c = A_c f_c T^{k_c} = const., \quad (4a)$$

$$M' = \pi m = \frac{M}{LD} = A_m T^s, \quad (4b)$$

где Q_c — характеристика, поддерживаемая постоянной, и f_c ее геометрический множитель. Для $t = 0$ имеем:

$$Q_c = A_c f_{co} T_0^{k_c} = const., \quad (4c)$$

$$M'_0 = A_m T_0^s. \quad (4d)$$

Комбинируя (4a), (4b), (4c) и (4d), находим

$$M' = M'_0 \left(\frac{f_{co}}{f_c} \right)^{\frac{s}{k_c}} \quad (5)$$

при

$$m = m_0 \left(\frac{f_{co}}{f_c} \right)^{\frac{s}{k_c}}. \quad (5a)$$

Обратные значения $\frac{f_{co}}{f_c}$ в функции q даны в табл. 1 подзаголовком „относительный геометрический множитель“, т. е. отношение f в данный момент к его значению при $t = 0$. Подставляя (5a) в (1a) и интегрируя, получаем общую формулу для долговечности, которая может быть приложена к любому режиму катода:

$$t = \frac{\Delta}{2} \cdot \frac{D_0}{m_0} \int_q^1 \left(\frac{f_c}{f_{co}} \right)^{s/k_c} dq = \frac{\Delta}{2} \cdot \frac{D_0}{m_0} \cdot \frac{1 - q^\beta}{\beta} \quad [\text{секунды}]. \quad (6)$$

Если, например, поддерживается постоянное напряжение, то из таблицы 1 находим для этого случая

$$\frac{f_c}{f_{co}} = \frac{1}{\sqrt{q}} \text{ и } k_c = \frac{p+r}{2},$$

следовательно,

$$t_v = \frac{\Delta D_0}{2 m_0} \int_q^1 q^{-\frac{s}{p+r}} dq = \frac{\Delta D_0}{2 m_0} \left(1 - q^{\frac{p+r-s}{p+r}} \right) \frac{r+p}{p+r-s} [\text{секунды}]. \quad (6a)$$

Так как размеры обычно выражаются в сантиметрах, и численные значения $M' = \pi m$ в таблицах часто приводятся не на единицу поверхности, а на 1 см длины цилиндрического проводника диаметром 1 см, то срок службы вольфрамового катода с плотностью $\Delta = 19,35$, выраженный в часах, определяется формулой

$$t = 8,45 \cdot 10^{-3} \frac{D_0}{M'_0} \cdot \frac{1 - q^\beta}{\beta} [\text{часы}]. \quad (6b)$$

Когда q сильно уменьшается, катод перегорает; таким образом максимальный срок службы

$$t_m = \frac{8,45 \cdot 10^{-3}}{M'_0 \beta} \quad (\beta > 0), \quad (6c)$$

так как q^β становится ничтожно малой по сравнению с единицей.

Когда $\beta < 0$ ($V = \text{const.}$; $R = \text{const.}$), срок службы идеального катода не имеет предела, потому что в этом случае температура во время работы все время убывает, асимптотически приближаясь к температуре среды.

Результаты интегрирования (6) для различных режимов приведены в табл. 2.

В (6), (6b) и (6c) $\frac{D_0}{m_0}$ или $\frac{D_0}{M'_0}$ можно выразить через характеристику, поддерживаемую постоянной. Из (4c) и (4d) имеем

$$\frac{D_0}{M'_0} = \frac{D_0}{A_m} \left(\frac{f_{co} A_c}{Q_c} \right)^{\frac{s}{k_c}}. \quad (7)$$

Если, напр., $Q_c = V = \text{const.}$,

$$\left(\frac{D_0}{M'_0} \right)_v = \left(\frac{A_v L}{V} \right)^{\frac{2s}{p+r}} \cdot \frac{D_0}{A_m} \frac{p+r-s}{p+r}. \quad (7a)$$

ТАБЛИЦА 2

1	2	3	4	5	6	7
Поддерживается постоянная величина	β	β для вольфрама (2300-2600°K)	β для вольфрама (2300-2600°K)	Долговечность в относительных единицах при:		
				$q = 0,95$	$q = 0,90$	падений эмиссии на 200/o
Мощность	P	$\frac{p+s}{p}$	9,14	0,82	0,68	0,218
Сопротивление	R	$-\frac{2s-r}{r}$	-62,3	7,45	113	0,033
Ток	I	$\frac{p-r+3s}{p-r}$	33,9	0,49	0,28	—
Напряжение	V	$-\frac{s-p-r}{p+r}$	- 5,46	1,18	1,43	0,244
Эмиссия	I_e	$\frac{u+s}{u}$	2,63	0,96	0,92	—
Температура	T	1	1	1	1	1

Для вольфрама $\frac{2s}{p+r} = 13$, следовательно, долговечность изменяется обратно пропорционально V^{13} . Вычисленный показатель при V одного порядка с найденными из опытов над осветительными⁴⁾ и электронными³⁾ лампами.

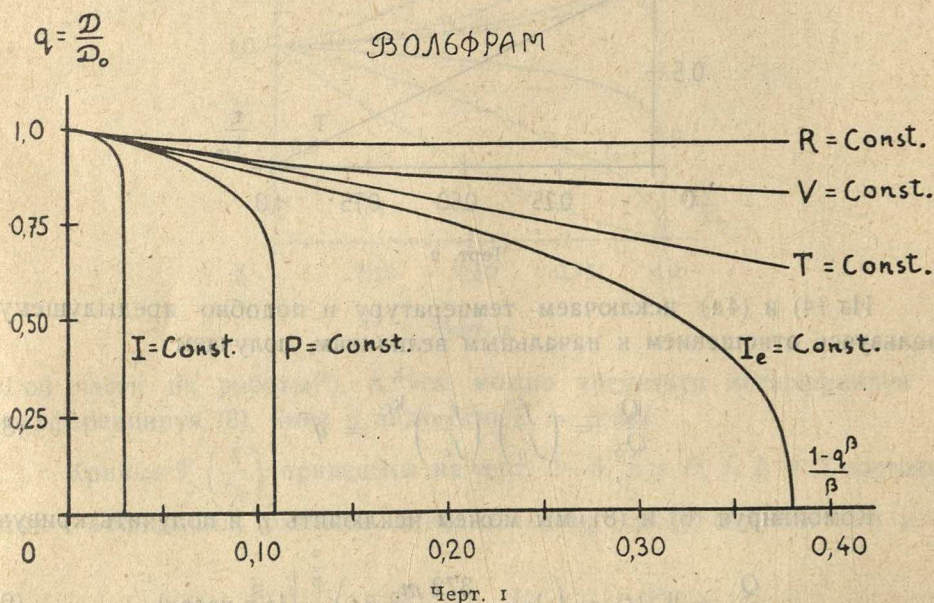
Из (6) видно, что срок службы, определяемый допустимым уменьшением диаметра, пропорционален начальному диаметру во всех случаях, а не только в частности при $T = const$. Когда начальные условия, т.е. D_0 или m_0 изменяются, вид кривой долговечности остается прежним, а меняется лишь масштаб времени. Следовательно, является возможность ускорить испытание на продолжительность, увеличив начальную температуру, и затем пересчитать срок службы, найденный из опыта, на нормальный режим при более низкой температуре. Разумеется, эти соображения не приложимы непосредственно, без должных поправок, к реальным нитям. Трудности учета этих поправок и являются причиной неудачи ускоренного испытания на продолжительность, так часто предлагавшегося многими исследователями.

Для иллюстрации табл. 2 на черт. 1 изображены кривые изменения диаметра вольфрамового катода в функции времени для разных режимов в промежутке 2300—2600° K. Подобные же кривые для T , I и V постоянных приведены также в статье Кроутсера¹¹⁾, но без указаний, однако, являются ли кривые экспериментальными или теоретическими.

¹¹⁾ H. L. Crowther, Modern Wireless, 5, pp. 81—82, 1925.

На оси абсцисс черт. 1 отложена функция $\frac{1-q^3}{\beta}$ пропорциональная времени. Эти кривые изображают закон убывания диаметра при любых начальных диаметрах и температурах. Последнее, однако, верно, если довольствоваться средними значениями β .

Как видно из дальнейших кривых, температура во время службы катода меняется незначительно, поэтому для большей точности можно вычислить в каждом частном случае величину β , отвечающую начальной температуре T_0 , пользуясь для этого опубликованными данными¹⁰⁾. Если не вводить этого уточнения, то изменение начальных условий



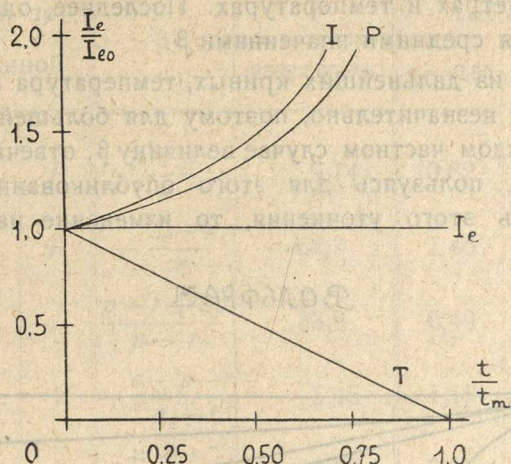
меняет лишь масштаб времени кривых черт. 1. Например, если $T_0 = 2600^\circ K$ и $D_0 = 0,1 \text{ cm}$ (20 kW лампа Г-2000 треста „Электросвязь“), то для получения времени t , абсциссы кривых нужно умножить на

$$\frac{8,45 \cdot 10^{-3} \cdot 0,1}{2,76 \cdot 10^{-8}} = 30500 = \frac{8,45 \cdot 10^{-3} D_0}{M_0'} \text{ [часы];}$$

таким образом, в этом случае диаметр уменьшается на 5% через 1790 часов при $V = \text{const.}$ и через 745 часов при $I = \text{const.}$, и на 10% через 4300 и 870 часов соответственно. Следовательно, при $q = 0,95$ срок службы, когда постоянно V , в 2,4 раза больше, чем при $I = \text{const.}$. Опыт дает это отношение равным 2,5—3, считая срок службы до перегорания⁶⁾.

4. Если одна из величин Q поддерживается постоянной, то другие при убывании диаметра непрерывно изменяются. Для нахождения этих

относительных изменений мы имеем общие уравнения (4) и (6) для интересующей нас характеристики и уравнение (4а) для величины, поддерживаемой постоянной, напр., для тока накала или эмиссии, когда $V = const.$



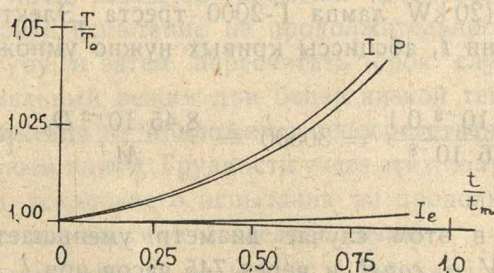
Черт. 2

Из (4) и (4а) исключаем температуру и подобно предыдущему, пользуясь отношением к начальным величинам, получаем

$$\frac{Q}{Q_0} = \left(\frac{f}{f_0} \right) \left(\frac{f_{co}}{f_c} \right)^{\frac{k}{k_c}} = q^\alpha. \quad (8)$$

Комбинируя (6) и (8), мы можем исключить q и получить кривую

$$\frac{Q}{Q_0} = \Psi(t) = \left(1 - \frac{372 m_0}{D_0} \beta t \right)^{\frac{\alpha}{\beta}} \quad [t \text{ в часах}] \quad (9)$$



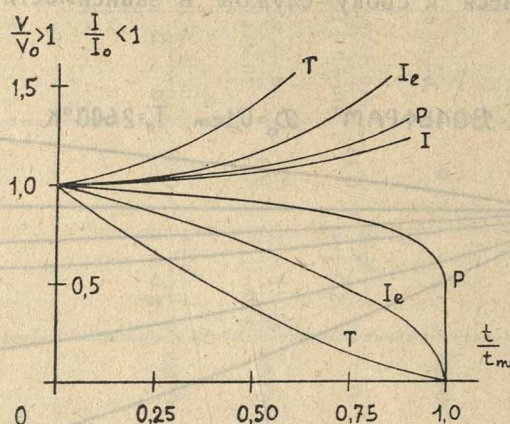
Черт. 3

или, на основании (6с),

$$\frac{Q}{Q_0} = \left(1 - \frac{t}{t_m} \right)^{\frac{\alpha}{\beta}} \quad (\beta > 0), \quad (9a)$$

где α — показатель для рассматриваемой характеристики, когда одна из других постоянна (β). Величины α легко находятся при помощи табл. 1 или 2 и 3, но по недостатку места в отдельности здесь не приводятся. Значения α/β для различных случаев даны в табл. 3.

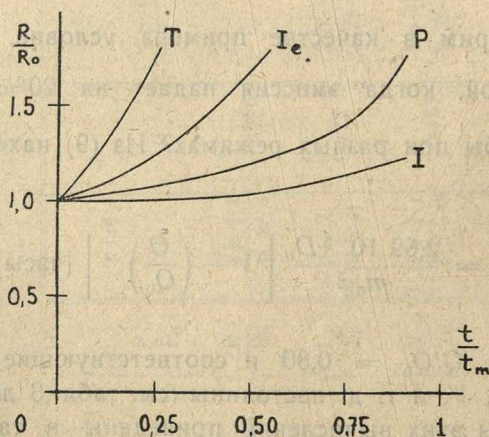
Формула (8) является частным случаем более общего решения, данного Джонсом и Лангмюром в дифференциальной форме в 3 таблице



Черт. 4

II-ой части их работы¹⁰⁾, в чем можно убедиться логарифмируя и дифференцируя (8), имея в виду, что $L = \text{const}$.

Кривые $\Psi\left(\frac{t}{t_m}\right)$ приведены на черт. 2—5, для P , I , I_e и T постоянных с абсциссами, равными отношению срока службы. Они изо-

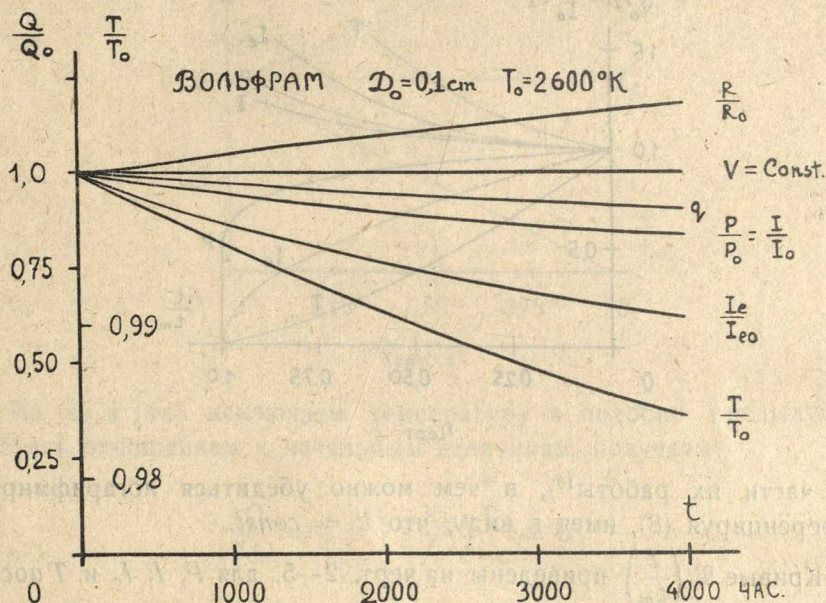


Черт. 5

бражают явление при любых начальных условиях (D_0 и m_0), если пользоваться средними значениями показателей. Когда же V или R постоянно, ($\beta < 0$), формула (9а) не может применяться, так как $t_m = \infty$. В этих

случаях следует пользоваться формулой (9), причем начальные условия уже влияют на вид кривой $\Psi_1(t)$. На черт. 6 приведены кривые $\Psi_1(t)$ для $D_0 = 0,1 \text{ см}$ и $T_0 = 2600^\circ \text{K}$ при $V = \text{const.}$ В действительной лампе эмиссия изменяется менее резко, чем на черт. 6, по причине, изложенной в п. 6.

При помощи формулы (9) и таблицы 3 легко решать разные задачи, относящиеся к сроку службы в зависимости от технических



Черт. 6

условий. Рассмотрим в качестве примера условие, в котором лампа считается негодной, когда эмиссия падает на 20%, т.е. $\frac{I_e}{I_{e0}} = 0,80$.

Каков срок службы при разных режимах? Из (9) находим

$$t = \frac{2,69 \cdot 10^{-3} D_0}{m_0 \beta} \left[1 - \left(\frac{Q}{Q_0} \right)^{\frac{\beta}{\alpha}} \right] [\text{часы}]. \quad (9b)$$

Подставляя сюда $Q/Q_0 = 0,80$ и соответствующие значения β/α для эмиссии, когда T , V , и т. д. постоянны (см. табл. 3 для α/β), получаем ответ. Результаты этих вычислений приведены в табл. 2, столбец 7. Отсюда видно, что если исключить режимы, при которых эмиссия возрастает, то с точки зрения долговечности наилучшим режимом в данном примере является постоянство температуры. Это может быть достигнуто регулированием тока так, чтобы $V \sqrt{I}$ всегда оставалось по-

ТАБЛИЦА 3

Характеристика катода		Значения $\frac{\alpha}{\beta}$ при разных режимах; численные величины относятся к вольфраму (2300--2600°K)					$T = \text{const.}$ (независимо от материала и темпера- туры)	
$\frac{Q}{Q_0} = \left(1 - \frac{t}{t_m}\right)^{\frac{\alpha}{3}}$		$P = \text{const.}$	$R = \text{const.}$	$I = \text{const.}$	$V = \text{const.}$	$I_e = \text{const.}$		
Мощность	$\frac{P}{P_0}$	0	$-\frac{2p+r}{2s-r}$	$-\frac{2p+r}{p-r+3s}$	$-\frac{2p+r}{s-p-r}$	$-\frac{u-p}{u+s}$	0,303	1
Сопротивление	$\frac{R}{R_0}$	$-\frac{2p+r}{p+s}$	0	$-\frac{2p+r}{p-r+3s}$	$-\frac{2p+r}{s-p-r}$	$-\frac{2u+r}{u+s}$	-0,78	-2
Ток	$\frac{I}{I_0}$	$\frac{2p+r}{2(p+s)}$	$-\frac{2p+r}{2(2s-r)}$	0	$-\frac{2p+r}{s-p-r}$	$\frac{3u-p+r}{2(u+s)}$	0,54	$\frac{3}{2}$
Напряжение	$\frac{V}{V_0}$	$-\frac{2p+r}{2(p+s)}$	$-\frac{2p+r}{2(2s-r)}$	$-\frac{2p+r}{p-r+3s}$	0	$-\frac{p+r+u}{2(u+s)}$	-0,237	$-\frac{1}{2}$
Эмиссия	$\frac{I_e}{I_{e0}}$	$-\frac{u-p}{p+s}$	$-\frac{2u+r}{2s-r}$	$-\frac{r-p+3u}{p-r+3s}$	$-\frac{p+r+u}{s-p-r}$	0	0	1
Температура	$\frac{T}{T_0}$	$-\frac{p}{p+s}$	$-\frac{2}{2s-r}$	$-\frac{3}{p-r+3s}$	$-\frac{1}{s-p-r}$	$-\frac{1}{u+s}$	-0,00163	0

стоянным ^{10) 12)}, или же поддерживать $\frac{I_e}{P}$ неизменным, так как эти функции не зависят от диаметра при условии, что вся мощность доставляется катоду источником накала. Предлагавшееся в свое время регулирование тока накала такое, чтобы сопротивление катода оставалось на одной величине, имея в виду постоянство температуры¹³⁾, может применяться лишь в течение короткого периода, напр., при снятии характеристик с раскаленными анодами. В этих случаях функция Лангмюра $V\sqrt[3]{I}$ для катодов, в которых наложением эмиссии на ток накала можно пренебречь, дает более точные результаты, чем постоянство сопротивления, а $\frac{I_e}{P}$ не применима вовсе.

Заканчивая этот параграф, следует указать, что рассмотренные методы приложимы, конечно, и к лампам накаливания. В этом случае достаточно вместо коэффициентов и показателей для эмиссии или степени накала подставить соответствующие значения светового потока или световой отдачи (люмены на ватт). При помощи данных Джонса и Лангмюра¹⁰⁾, автор подсчитал, напр., что для промежутка температур 2300—2600° K долговечность лампы обратно пропорциональна начальной световой отдаче в степени 6, 8. Экспериментальное значение этого показателя, принимаемое многими исследователями¹⁴⁾, равно 6, 7.

5. До сих пор мы рассматривали идеальный накаленный проводник, т.-е. проволоку повсюду одинакового сечения, из чистого и однородного материала, с одной и той же плотностью тока и температурой во всех сечениях, не учитывая охлаждающего действия вводов и наложения эмиссии, и притом находящуюся в совершенной пустоте.

Поэтому результаты исследования не могут быть приложены непосредственно к действительным катодам без введения нужных поправок. Несмотря на это теория дает общую картину явлений в катоде во время его службы и может служить введением для более полного изучения вопроса. Дальнейшим шагом является определение поправок, принимая во внимание все отклонения от идеальных условий. Попытка решить эту сложную задачу для случая усилительной лампы типа P5 Электровакуумного завода, пользуясь данными для вольфрама Форсайта и Вортсинга¹⁵⁾, дала для расчетной службы цифру 1400 часов. Наивероятнейшая долговечность из опыта над 100 лампами оказалась 1100 часов (см. черт. 2 статьи С. А. Векшинского⁶⁾). Таким образом, улучшением методов и введением большего числа поправок, можно надеяться получить расчетным путем наивероятнейшую долговечность электронных

¹²⁾ I. Langmuir, Phys. Rev., 2, p. 335, 1913.

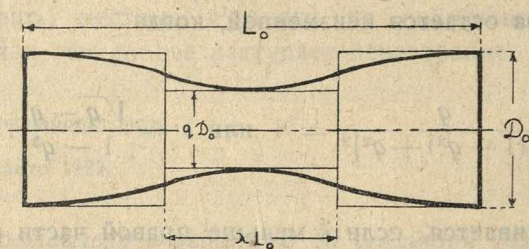
¹³⁾ С. И. Зилитинкевич, ТИТбп, № 24, стр. 116—141, 1924.

¹⁴⁾ J. W. Howell and H. Schroeder, J. Am. Inst. El. Eng., 42, p. 810, 1923.

¹⁵⁾ W. E. Forsythe and A. G. Worthing, Astrophys. Journ., 61, p. 147, 1925; Revue Cénér. Electr., 20, pp. 303—312, 331—337, 1926.

и осветительных ламп. Детали этих расчетов и примененных методов предполагается изложить в особой статье; здесь же будут высказаны лишь некоторые соображения.

6. В п. 3 было показано, что идеальная нить при постоянном V или R никогда не перегорает ($\beta < 0$), так как температура в этих случаях асимптотически приближается к комнатной. Действительные же катоды, как показывает повседневный опыт, перегорают и при этих режимах, а эмиссия очень мало падает и иногда даже возрастает³). Объяснение этого явления нужно искать в неравномерном испарении катода благодаря охлаждающему действию вводов. Вначале цилиндри-



Черт. 7

ческий по всей длине катод с течением времени становится тоньше в средней части и практически не изменяется по концам, принимая форму, изображенную на черт. 7, в котором вертикальный масштаб во много раз больше горизонтального.

Общее сопротивление катода во время службы, конечно, повышается, а ток падает, но температура по середине тем не менее может увеличиваться или сохранить прежнее значение. Это видно из следующего рассуждения. При помощи (4) и табл. 1 мы можем написать для температуры по середине, T_m , следующее отношение, в котором T_{m0} относится к $t = 0$,

$$\frac{T_m}{T_{m0}} = \left[\frac{1}{q^3} \left(\frac{I}{I_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{p-1}}. \quad (10)$$

Вместо действительного катода введем фиктивный с тем же сопротивлением и всюду одинаковой температурой T_m , состоящий из отрезков цилиндра, длиной λL_0 и диаметром $q D_0$ ($\lambda < 1$) и двух других с общей длиной $(1 - \lambda) L_0$ и диаметром D_0 . Здесь L_0 — исправленная на охлаждение концов длина катода L в начале службы, причем предполагается, что температура во всех точках катода равна T_{m0} . Тогда отношение проводимостей, а следовательно, и токов, так как $V = \text{const.}$, будет равно

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{T_{m0}}{T_m} \right)^{\gamma} \frac{q^2}{\lambda(1-q^2) + q^2}. \quad (11)$$

Исключая из (10) и (11) $\frac{I}{I_0}$, находим

$$\frac{T_m}{T_{m0}} = \left\{ \frac{q}{[\lambda(1-q^2) + q^2]^2} \right\}^{\frac{1}{\gamma+1}}. \quad (12)$$

Температура остается неизменной, когда

$$\frac{q}{[\lambda(1-q^2) + q^2]^2} = 1 \text{ или } \lambda = \frac{\sqrt{q} - q^2}{1 - q^2}. \quad (13)$$

Она увеличивается, если λ меньше правой части отношения (13), и уменьшается, когда λ больше. Например, если при $q = 0,90$ окажется, что $\lambda < 0,738$, то температура в середине будет выше, чем при $t = 0$, $q = 1$.

Так как эмиссия сильно возрастает с температурой, то достаточно небольшого повышения T даже на небольшом участке катода, чтобы поддержать I_e на прежней величине, или даже увеличить против первоначального значения. Некоторую роль здесь играет также очищение поверхности вольфрама от примесей вследствие испарения, что может увеличить эмиссионную способность катода³⁾.

Не зная из опыта действительного вида разрушенного катода, совершенно бесполезно производить какие-либо расчеты для срока службы реальных ламп с короткими нитями. Введение одних лишь поправок на охлаждающие концы по известным формулам не решает задачи. Экспериментальный материал о форме разрушающихся катодов по его достаточном накоплении и обработке будет опубликован впоследствии.

7. Мы видели, что долговечность, определяемая временем, в течение которого диаметр изменяется на определенный процент своей начальной величины, пропорциональна D_0 . Опыты показывают, что, чем больше D_0 , тем больше допустимое процентное изменение диаметра^{3) 8)} при перегорании катода. Из данных Г. Рукопа²⁾ для срока службы при постоянной степени накала ($T = const.$), можно вычислить, что долговечность до перегорания приблизительно пропорциональна D_0^{γ} , где γ лежит между 1,5 и 2,25, в зависимости от температуры. Принимая среднее значение $\gamma = 2$, видим, что процентное изменение диаметра при перегорании приблизительно пропорционально D_0 , когда

$T = \text{const.}$ Допуская тот же закон и для других режимов, получаем следующую формулу

$$1 - q_a = 1 - (1 - \alpha \beta D_0)^{\frac{1}{\beta}}, \quad (14)$$

где $(1 - q_a)$ относительное изменение диаметра при перегорании и α — экспериментальная постоянная.

Эти отклонения от идеальных условий легко объясняются неравномерностью катода⁸⁾ в геометрическом (местные сужения), физическом (переменное удельное сопротивление в различных сечениях) и химическом (примеси) отношении. Чем тоньше проволока, тем сильнее сказываются, напр., местные сужения на повышение температуры в слабых точках и тем скорее наступает перегорание.

Центральная радиолaborатория.

Ленинград, лето 1927.

(Доставлено в редакцию 30 сентября 1927).

К вопросу о долговечности усилительных ламп

С. А. Векинский, д. ч. РОРИ

Одним из основных факторов, определяющих техническую ценность той или иной усилительной лампы, помимо ее чисто электрических свойств, является ее долговечность, т.-е. время, в течение которого работающая лампа сохраняет свойства, удовлетворяющие условиям эксплуатации.

Поскольку вопрос о долговечности для данной единичной лампы, в данных условиях, имеет однозначное решение, получаемое прямым наблюдением числа часов работы лампы, постольку этот же вопрос становится неопределенным при необходимости установления критерия долговечности для партии или для типа ламп. Естественным способом определения критерия долговечности в таких случаях является способ статистических наблюдений с соблюдением всех требований статистического анализа массовых явлений.

Не задаваясь целью подвергнуть математической обработке общую задачу определения срока службы типа или группы ламп на основании экспериментального исследования нескольких образцов, в настоящей заметке я попытаюсь изложить качественную сторону особенностей, наблюдаемых при массовых испытаниях катодных ламп, иллюстрируя ее типичными случаями.

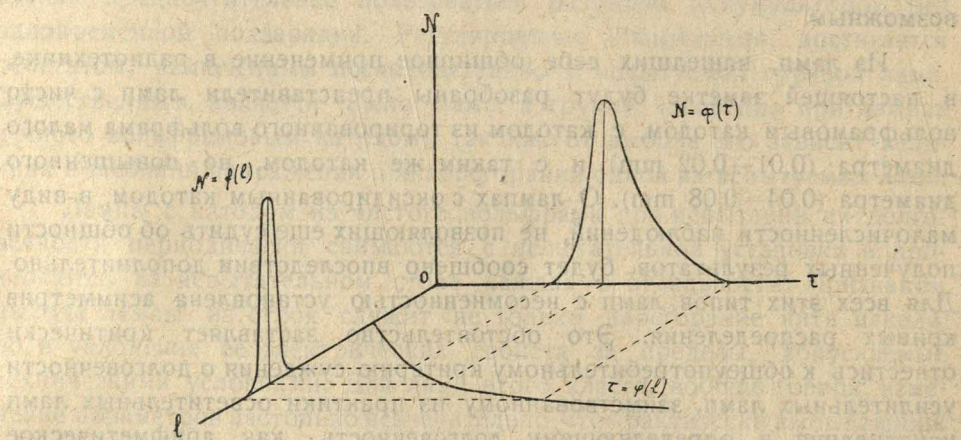
Материалом для настоящей заметки послужила часть протоколов систематических наблюдений над долговечностью усилительных ламп различных типов, непрерывно производимых лабораторией Электровакуумного завода. Общая основная цель этих наблюдений, помимо чисто производственного контроля, заключается в стремлении выяснения влияния отдельных производственных факторов на долговечность. Часть этих испытаний может рассматриваться как определение эксплуатационной долговечности ламп, конечно, постольку, поскольку условия испытания идентичны с условиями эксплуатационными.

Говоря о долговечности, как о некотором количественном признаке, свойственном совокупности ламп данного типа, мы можем воспользоваться идеей Кетле¹⁾ о случайных отклонениях от образца. В нашем случае основная мысль Кетле может быть формулирована так: производство усилительных ламп стремится к точному многократному воспроизведению конструкции и связанных с нею свойств лампы, принятой за образец, от которого происходят отклонения только под влиянием случайных причин. Поэтому отклонения в свойствах ламп от свойств образца должны следовать тому же закону, как и отклонения

¹⁾ Quetelet. Lettres sur la théorie des probabilités, appliquée aux sciences morales et politiques. 1846.

результатов измерения от истинной величины измеряемого объекта, т.е. закону нормального распределения Гаусса.

Такого рода предположение может распространяться естественно только на те свойства ламп, величина признака которых находится в линейной зависимости от величины отклонения от образца. Поэтому мы должны ожидать, что нормальный закон распределения будет справедлив только при измерении величин таких признаков, как геометрические размеры, давление газа, сопротивление нити, натяжение нити и т. п. Такие же признаки, как коэффициент усиления, температура нити, полная эмиссия, долговечность и друг., являющиеся сложной функцией первых, должны следовать некоторой кривой распределения, отличной от нормальной и, вообще говоря, асимметричной. В качестве примера на черт. 1 схематически представлено преобразование нормальной кривой распределения $N = f(l)$ в асимметрическую $N = \varphi(\tau)$,



Черт. 1

благодаря криволинейности функции $\tau = \varphi(l)$. Физическое толкование подобного преобразования может быть дано в следующем виде: при изготовлении ламп стремятся придать нити длину l , причем отклонения от этой идеальной длины в ту или другую сторону следуют гауссовской кривой распределения $N = f(l)$. При измерении длины нити в партии изготовленных ламп, мы найдем лампы с различной длиной нити, причем относительное количество их для каждой данной длины определится из общего уравнения вида $y = C e^{-x^2}$. Эта кривая, выражающая распределение числа ламп в зависимости от длины нити изображена на плоскости NOl нашего чертежа. Если далее допустить, что срок службы ламп τ в данных условиях испытания зависит только от длины нити, причем эта зависимость может быть выражена кривой $\tau = \varphi(l)$, то, пользуясь простой проекцией, мы можем построить на плоскости $NO\tau$ новую кривую распределения, связывающую число ламп,

обладающих данной долговечностью с абсолютной величиной долговечности, т.-е. $N = \varphi(\tau)$. При этом, как видно из чертежа, вид новой кривой распределения будет зависеть исключительно от формы кривой $\tau = \varphi(l)$, и, вообще говоря, эта кривая распределения становится ассиметричной относительно ординаты, соответствующей максимуму отклонения.

Приведенный нами пример ассиметрии кривой распределения ламп по долговечности при распределении величины отступлений в длине нити по закону Гаусса является далеко не единственным. Такой же скос кривой распределения должен получиться при замене функции $\tau = \varphi(l)$ всякой иной зависимостью долговечности от влияющих на нее независимых переменных (диаметр, давление газа, натяжение и т. п.). Вообще же многообразие факторов, влияющих на долговечность усилительных ламп, настолько велико, что полное аналитическое исследование кривых распределения в настоящее время не представляется мне возможным.

Из ламп, нашедших себе обширное применение в радиотехнике, в настоящей заметке будут разобраны представители ламп с чисто вольфрамовым катодом, с катодом из торированного вольфрама малого диаметра (0,01—0,02 mm) и с таким же катодом, но повышенного диаметра (0,04—0,08 mm). О лампах с оксидированным катодом, в виду малочисленности наблюдений, не позволяющих еще судить об общности полученных результатов, будет сообщено впоследствии дополнительно. Для всех этих типов ламп с несомненностью установлена ассиметрия кривых распределения. Это обстоятельство заставляет критически отнестись к общеупотребительному критерию суждения о долговечности усилительных ламп, заимствованному из практики осветительных ламп накаливания и определяющему долговечность, как арифметическое среднее из числа часов горения поставленной на испытание партии. При наличии ассиметрии в кривой распределения, мода ее (максимальная ордината), отвечающая наивероятнейшему значению аргумента (в нашем случае—долговечности), не совпадает со средней арифметической, и, следовательно, суждение о долговечности по одной только величине средней арифметической не дает еще никакого представления об относительном распределении ламп по срокам службы.

При исследовании ламп на долговечность принято графически изображать результаты наблюдений над изменением числа ламп во времени не в виде полигона частостей, а в виде интегральной кривой распределения $\varphi(x) = c \int_0^x e^{-x^2} dx$. Преимущества этого способа изображения заключаются в том, что даже при сравнительно небольшом числе исследуемых ламп (25—30 штук) кривая получается более плавная и более отвечающая истинным соотношениям, нежели интерполяцион-

ная кривая, построенная по полигону. Ясно, что производная кривая от интегральной выражает искомый закон распределения.

Обращаясь к самому процессу исследования ламп на долговечность, я должен указать на те же технические трудности в осуществлении этого испытания, на которые указывали многие авторы¹): поддержание напряжения накала постоянным с точностью до 0,5% в течение тысяч часов представляет задачу нелегкую, особенно при испытаниях ламп с чисто вольфрамовым катодом и большим потреблением тока²). Осуществленная на Электровакуумном заводе для этой цели установка представляет собой две аккумуляторных батареи по 6 V 1240 Ah, питаемых при заряде ртутным выпрямителем. В некоторых случаях разряд батареи ведется одновременно с зарядкой, причем зарядный ток берут на 10—15% меньше разрядного. Это позволяет значительно повысить время пользования батареями при практически незначительном изменении напряжения на лампах; однако, при особо тонких исследованиях предпочтительнее пользоваться разрядом аккумуляторов без одновременной подзарядки. Регулирование напряжения достигается реостатом, включенным последовательно с испытуемой группой ламп. Существенным является число ламп в группе (особенно при лампах с чисто вольфрамовым катодом), так как от выбора его зависит величина колебаний напряжения при перегорании одной из испытуемых ламп.

Лампы с катодом из чистого вольфрама при испытании их долговечности периодически снимаются с испытательной установки и проверяются на испытательном столе каждая в отдельности. Признаком выхода лампы из строя служит не только перегорание нити накала, но и отклонение ее электрических свойств за пределы, допускаемые техническими условиями. Для ламп этого класса, вообще говоря, изменение параметров настолько незначительно, что практически выбывающий из испытания процент ламп, по признаку несоответствия параметров или иных характерных величин, настолько мал, что он не оказывает заметного влияния на ход кривых убывания.

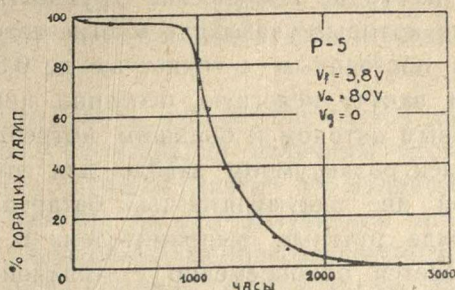
На черт. 2 изображена кривая убывания во времени числа ламп типа Р-5, поставленных на испытание. Ординаты кривой выражают

1) W. C. White, Proc. Inst. Rad. Eng. Oct. 1925, v. 13, pp. 625—645.

M. Thompson, R. H. Dudderidge & L. G. A. Sims. J. I. E. E., v. 64, Sept. 1926.

2) Испытания ламп, как правило, производятся при постоянном напряжении накала; ток же накала изменяется в течение всего испытания сообразно с изменением сопротивления вольфрамовой нити. В тех специальных случаях, когда оказывалось необходимым производить исследование долговечности при постоянном токе накала применение железородных сопротивлений (бареттеров) давало простое и надежное решение. При одинаковых начальных условиях, долговечность ламп, питаемых постоянным во времени током, оказалась в 2,5—3 раза меньше, чем у ламп, имевших постоянное ($\pm 0,5\%$) напряжение на концах нити в течение всего испытания. Аналитическое исследование влияния различных режимов нити на долговечность, подтверждающее правильность выбранного режима испытания, произведено инж. В. И. Волюнкиным и помещено в настоящем номере.

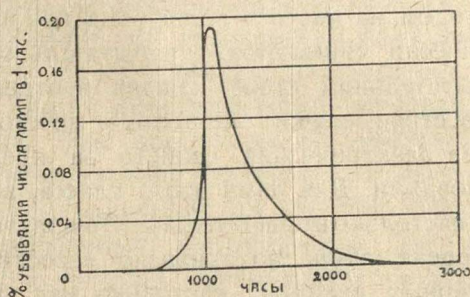
процент ламп, оставшихся годными после горения числа часов, отсчитываемых по абсциссам. Общее количество ламп, испытывавшихся при снятии этой кривой, равнялось 100 штукам. Как видно из кривой,



Черт. 2

после маленького падения (2—3%) в течение первых ста часов, относительное количество ламп остается почти постоянным до 800 часов, после чего начинается быстрое убывание кривой, сменяющееся далее более медленным и плавным приближением к нулю.

Как я уже говорил выше, производная кривая от построенной нами кривой убывания, должна выразить закон распределения. Ее



Черт. 3

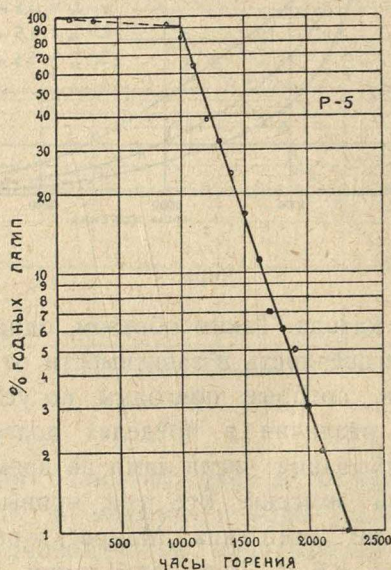
можно было бы получить непосредственно из данных опыта, путем построения интерполяционной кривой по полигону частостей; однако, рассеяние отдельных точек, вследствие остроконечной формы кривой, получается значительно больше.

На черт. 3 изображена кривая, производная от кривой черт. 2, построенная способом зеркальных сопряжений, любезно указанным мне инж. В. И. Волынкиным. Размерность ординат новой кривой, это — размерность скорости порчи ламп при испытании. Умножая ординату на величину соответствующего интервала времени, очевидно, мы можем перейти к гистограмме частостей, причем площадь кривой в обоих случаях остается равной объему совокупности (т.-е. 100%).

Уже с первого взгляда на кривую, черт. 3, бросается в глаза ее асимметричность и значительно увеличенная дисперсия в сторону

больших часов горения. Общий характер асимметрии кривой распределения остается тем же, что и в рассмотренном нами на черт. 1 примере. Следует добавить, что увеличение диаметра нити играет такую же роль в скашивании кривой, как и уменьшение длины, так как оба эти изменения ведут к повышению температуры нити, входящей во второй член показателя функции, связывающей срок службы с температурой.

Интересно отметить, что в кривых убывания ниспадающая ветвь кривой с достаточной степенью точности может быть выражена простой показательной функцией. На черт. 4 кривая убывания, приведенная на черт. 2, изображена в полулогарифмическом масштабе. Как видно, после



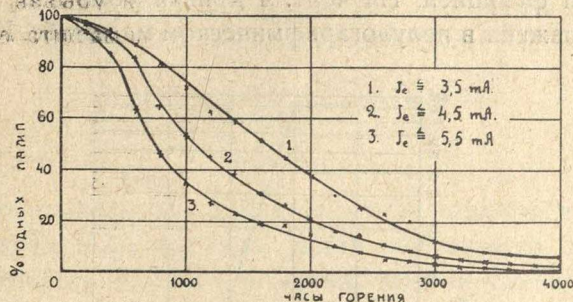
Черт. 4

наивероятнейшего срока службы, убывание количества ламп следует простому показательному закону. Может ли быть установлена такая же простая эмпирическая зависимость и для количества ламп, выбывающего до наступления наивероятнейшего числа часов горения, в виду малого числа точек, приходящихся на эту часть кривой, до сих пор установить не удалось. Из общих соображений мне представляется, что наличия простой экспоненциальной зависимости можно ожидать только в части кривой, отвечающей долговечности большей, чем наивероятнейшая.

Каковы бы ни были физические и математические причины асимметрии кривых распределения ламп с чисто вольфрамовым катодом, реальность ее существования подтверждается опытом для всех типов и заставляет сделать некоторые общие заключения; однако, мы предварительно ознакомимся с опытными данными исследования ламп с торированным вольфрамовым катодом.

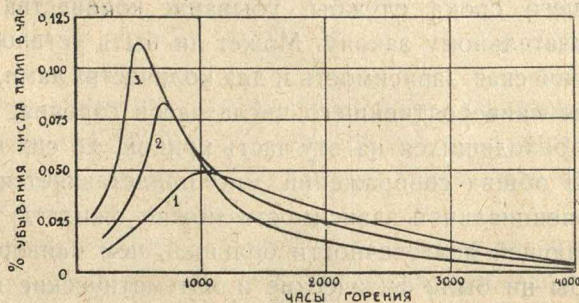
В противоположность лампам с чисто вольфрамовым катодом, у ламп, имеющих торированную нить, долговечность определяется

в огромном большинстве случаев не разрушением нити, а изменением начальных свойств лампы за пределы, допустимые условиями эксплуатации. Изменения эти обуславливаются, главным образом, истощением благодаря испарению запасов тория внутри нити и связанным с ним понижением полного тока насыщения. Все остальные, характерные для лампы данного типа параметры, оказываются таким образом не постоянными во времени, поскольку они связаны с величиной полного тока насыщения и равномерностью распределения плотности электронного



Черт. 5

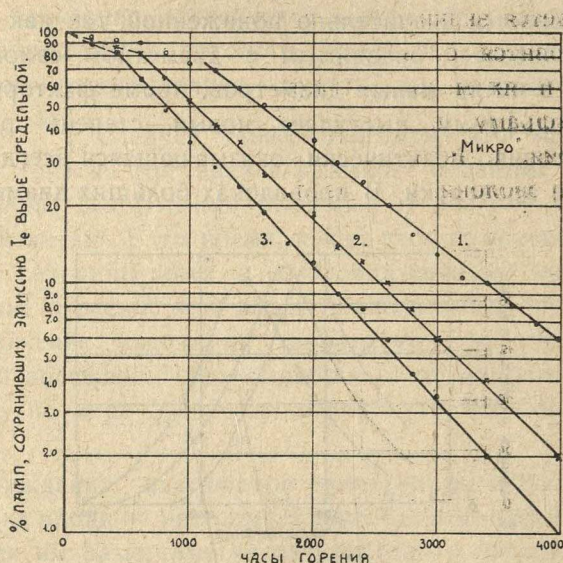
тока по поверхности катода. Таким образом, одна и та же лампа может иметь различную долговечность в зависимости от тех предельных значений ее параметров, которые пригодны по условиям эксплуатации. Как пример такого различия в пределах долговечности, на черт. 5 приведены кривые убывания числа ламп во времени по признаку недостатка электронной эмиссии. Все три кривые сняты для одной и той же партии в 150 шт. ламп типа „Микро“, горевших при постоянном напряжении накала в 3,6 В, при нормальном анодном напряжении в 80 В и нулевом потенциале сетки. Признаком, по которому лампа



Черт. 6

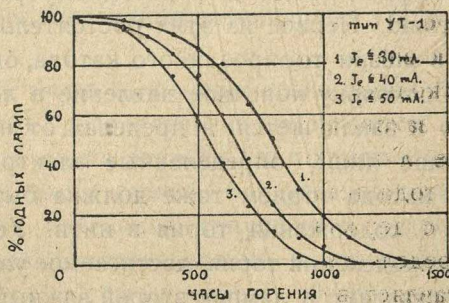
считалась выбывшей из испытания, принималась величина полной электронной эмиссии при накале в 3,6 В. Для кривой 1 эта величина взята в 3,5 мА, для 2 и 3 — в 4,5 и 5,5 мА соответственно. Естественно, что лампы, переставшие удовлетворять условию годности на кривой 3, еще оказывались удовлетворительными на кривых 2 и 1.

Производные кривые, изображенные на черт. 6, дают картину весьма асимметричного распределения ламп по срокам службы. Асимметрия становится тем значительнее, чем ниже значение эмиссии, определяющей предел долговечности. Кроме того, дисперсия распределения возрастает с понижением предельной эмиссии. Так как все три



Черт. 7

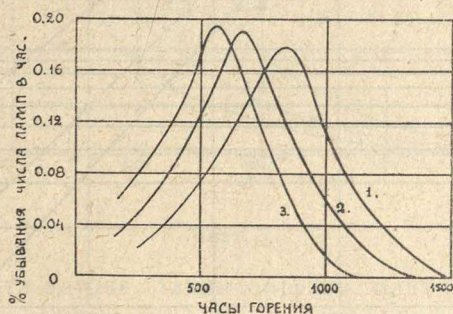
кривые распределения обнимают один и тот же объем совокупности, то площади их равны, но медианы и моды различны. Как и в случае ламп с чисто вольфрамовой нитью, ниспадающая ветвь кривой убывания может быть выражена простой показательной функцией. На черт. 7 кривые чертежа 5 даны в полулогарифмическом масштабе. Существенно



Черт. 8

отличную от только что приведенной картину дают усилительные лампы с торированными катодами сравнительно большого диаметра. Для примера на черт. 8 и 9 даны кривые убывания и распределения для ламп типа УТ-1 при форсированном накале. Характер тех и других

кривых показывает устойчивость основного фактора, определяющего наивероятнейший срок службы лампы. Физически роль этого фактора играет распределение зерен окиси тория в проволоке. При весьма малых диаметрах проволоки (в лампе типа „Микро“ диаметр равен 0,015 mm) вероятность одинаковой средней концентрации тория вдоль проволоки оказывается значительно пониженной, так как размер зерна окиси тория становится сравнимым с диаметром самой проволоки. Таким образом, в нитях малых диаметров, кроме факторов свойственных чистому вольфраму, выступает новый—степень равномерности распределения тория, практически оказывающаяся всегда весьма различной по длине проволоки. В проволоках больших диаметров влияние



Черт. 9

местных „кустов“ окиси тория и „пустырей“ сказывается гораздо меньше, так как величина средней концентрации тория практически не меняется по длине проволоки. Кроме этого фактора, зависящего исключительно от свойств материала катода и его размеров, в лампах с торированным катодом весьма важную роль играет величина остаточного давления газов. Как показали работы Лангмюра и др., влияние остаточных газов на торированный вольфрам сводится к катодному распылению и химическому взаимодействию. Первое из этих обстоятельств играет весьма существенную роль в жизни торированного катода, определяя скорость обеднения торием. Поскольку конечное давление в лампах одной и той же партии различно и заключается в пределах от нуля до величины, обеспечивающей лампе лишь определенные электрические свойства, скорость обеднения катода торием тоже должна быть различна, независимо от начального содержания тория в нити. Устранение влияния неравномерности распределения тория, достигаемое увеличением сечения проволоки, все же оставляет в лампах второй важный фактор—влияние остаточных газов, имеющих при разных давлениях в разных лампах.

Приведенные на черт. 8 и 9 кривые иллюстрируют высказанные выше положения. Как модальная ордината, так и асимметрия кривых распределения у ламп с большим диаметром нити постоянное, чем в лампах типа „Микро“, так как существеннейший для тонких катодов фактор—неравномерность распределения тория по длине, исчезает при

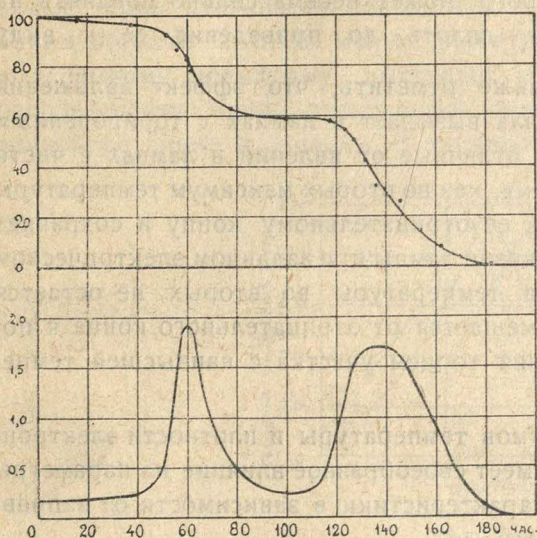
увеличении диаметра, влияние же следов газа остается, вызывая увеличение дисперсии кривой распределения. Особенно существенно влияние остаточного давления газов в первые часы работы ламп, когда, за сравнительно короткий промежуток времени, может быть удалена катодным распылением весьма значительная часть всего запаса тория нити. Это же замечание относится и к первому прожигу ламп, неправильный выбор режима которого может весьма сильно повлиять на форму кривой распределения, вплоть до приведения ее к виду $y = Cx^{-\alpha}e^{-\beta x}$. Следует также отметить, что эффект наложения электронного тока на ток накала вызывает в лампах с торированным катодом явления, существенно отличные от явлений в лампах с чисто вольфрамовой нитью. В то время, как во вторых максимум температуры смещается от середины нити к ее отрицательному концу и сохраняет свое положение в течение всей жизни лампы при заданном электрическом режиме, положение максимума температуры во вторых не остается постоянным и постепенно перемещается от отрицательного конца к положительному по мере обеднения торием участка с наивысшей температурой.

Это „блуждание“ максимумов температуры и плотности электронного излучения вдоль по нити имеет своеобразное влияние на параметры ламп, сообщая им различные характеристики в зависимости от направления тока, накаливающего нить.

Описанные явления особенно отчетливо могут быть наблюдаемы в лампах с очень тонким катодом (например, в лампах „Микро“), для которых электронный ток может быть того же порядка, как и ток накала. Форма кривых убывания, и соответственно кривых распределения, для ламп с торированным катодом оказывается зависящей в значительной мере от указанного явления перераспределения температуры и плотности излучения и, следовательно, определяется не только режимом цепи накала, но и всеми значениями потенциалов, управляющих электронным током в лампе.

Приведенные мною выше примеры кривых убывания и соответствующие им кривые распределения получаются при исследовании на продолжительность срока службы ламп вполне однородного изготовления, какое только можно иметь при установившемся массовом производстве. Малейшее изменение, допущенное в производстве, сейчас же сказывается в кривых распределения, влияя не только на положение и остроту кривой, но и существенным образом изменяя ее содержание. Для примера ниже приводится на черт. 10 кривая убывания и кривая распределения для одной партии ламп типа Ж-1. При изготовлении их была допущена ничтожная разница в регулировке двух машинок, на которых производилась вставка нити, вследствие чего механическое натяжение нитей в лампах, прошедших ту или другую машинку, оказывалось различным. По электрическим признакам в новых лампах оказалось

невозможным установить какое-либо различие, испытание же на продолжительность горения провело резкую границу между обеими группами. Кривая распределения, имеющая два ясно выраженных максимума, позволяет с достоверностью утверждать о существовании в данном случае двух сортов ламп, и дает ясное представление об относительном их количественном содержании в смешанной партии. Впрочем количе-



Черт. 10

Асимметричность и, нередко, многовершинность кривых распределения для всех существующих типов ламп заставляет отказаться от общепринятого определения долговечности, как средней арифметической, так как подобный критерий совершенно не определяет однородности ламп в смысле долговечности. С точки зрения интересов эксплуатации наиболее ценным является определение наивероятнейшей долговечности относительного количества ламп, выбывающих из строя ранее наивероятнейшего срока службы. Этими двумя величинами, конечно, не дается еще полное определение степени однородности, однако, вряд ли кропотливые вычисления эмпирической формулы распределения, полезные для определения устойчивости типа, могут быть приемлемы для практики.

В заключение считаю долгом принести мою искреннюю благодарность инж. А. Г. Мягих и инж. С. А. Оболенскому, постоянное наблюдение которых за испытаниями усилительных ламп непрерывно доставляло мне богатый материал.

Сотрудникам Виноградовой, З. Ивановой и Рубашкину я обязан за исключительную аккуратность ведения протоколов испытаний, обнимающих многие тысячи измерений.

Май 1927 г.
Электровакуумный завод.
Ленинград.

ственный результат более непосредственно виден из кривой убывания. Можно почти с уверенностью утверждать, что всякое изменение, сделанное в процессах производства, как бы ничтожно на первый взгляд оно ни было, неизбежно находит свое отражение в кривых распределения, и приходится только сожалеть, что испытание на срок службы, благодаря своей громоздкости, не может стать повседневным спутником производственного контроля.

Определение верхнего предела слышимости звука

С. Н. Ржевкин и Н. Н. Малов

1. Введение.—Верхний предел слышимости звука оценивался многими исследователями в 40—50.000 колебаний в сек. Так, Кёниг¹⁾, пользуясь камертонами и определяя частоту методом пыльных фигур Кундта, нашел верхний предел около 44.000 кол/сек; Эдельман²⁾, пользуясь свистком Гальтона, оценивает верхний предел в 50.000 кол/сек. 40.000 кол/сек является почти общепризнанной величиной для верхнего предела слышимости и многократно повторяется в различных руководствах по физике и акустике (см., напр., Хвольсон, Курс Физики, т. II, стр. 110, 1923; Wiedemann-Ebert, Phys. Prakt. S. 111, 1924). Большинство авторов указывает, что верхний предел слышимости значительно понижается у пожилых людей.

Тем не менее, согласно работам последнего времени, есть полное основание думать, что верхний предел слышимости лежит гораздо ниже. Так, Гильдемейстер³⁾ (в 1918 г.) оценивает этот предел в 19—20.000 кол/сек (у детей—до 20.000 кол/сек). Лен⁴⁾ в 1922 г., пользуясь методикой весьма надежной в отношении измерения высоты тона, нашел, что порог чувствительности уха, остающийся в интервале от 4.000 до 14.000 кол/сек почти постоянным и равным $7 \cdot 10^{-8}$ эрг/см² сек, выше 14.000 кол/сек резко падает и при 19.000 кол/сек составляет всего 0,1 эрг/см² сек, т.е. чувствительность уменьшается в интервале всего в одну кварту, примерно, в миллион раз. При значительном увеличении силы звука верхний предел слышимости немного повышается, но вместе с тем в ухе возникает ощущение щекотания, а затем—давления и боли, что ставит предел измерению порога слышимости при более сильных звуках.

Таким образом, согласно результатам последних работ, верхним пределом слышимости является 19—20.000 кол/сек. Прежние данные в 40—50.000 кол/сек, повидимому, были основаны на неверной оценке высоты тона, которая трудно поддавалась непосредственному измерению, а лишь вычислялась на основании известных предположений или измерялась косвенными методами (фигуры Кундта).

Имея в своем распоряжении мощную установку для получения незатухающих колебаний любой частоты, мы считали интересным еще раз произвести (попутно с другой работой) проверку определения верхнего порога слышимости для ряда лиц, причем обратили особое внимание на точное измерение высоты тона.

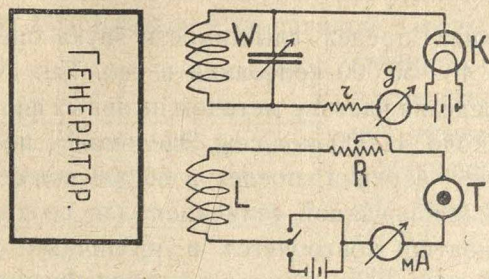
1) R. König, Wied. Annalen 69, S. 626, 723, 1899.

2) M. Th. Edelman, Drude Annal., 2, S. 469, 1900.

3) M. Gildemeister, Zs. f. Sinnesphysiologie, II, B. 50, S. 161, 1918.

4) C. E. Lane, Physical Rev., 19, P. 492, 1922.

2. Метод и аппаратура.—На черт. 1 дана общая схема установки. Источником звука служил катодный генератор незатухающих колебаний с двумя 500-ваттными лампами, работающими в параллель при напряжении на аноде в 3.000 V. Высокое напряжение получалось при помощи



Черт. 1

кенотронной установки с 3 кенотронами от трехфазного трансформатора 120/4500 V¹⁾). Пульсации городского тока, которым питался высоковольтный трансформатор установки, поглощались фильтром из емкостей и самоиндукций, вставленным на пути тока от кенотронной установки к генератору; амплитуда колебаний высокой частоты была весьма близка к постоянству, что контролировалось при помощи осциллографа.

Самоиндукция колебательного контура состояла из двух катушек, намотанных на пертинаксовые трубы, входящие одна в другую. Вдвиганием и выдвиганием катушек можно было плавно изменять самоиндукцию, а с ней и период колебаний, в достаточных для нашего исследования пределах.

Индуктивно связанная с генератором катушка L из нескольких десятков витков медной проволоки замыкалась через тепловой миллиамперметр mA и реостат R на двухушный высокоомный телефон T (2100 ом, изготовл. Треста слаб. тока), вынесенный в изолированную комнату. Сила тока в телефоне достигала 25 mA²⁾).

Порог слышимости определялся сначала грубо при подходе со стороны низких тонов. Подходя затем со стороны высоких тонов, т.-е. медленно увеличивая самоиндукцию, можно было довольно точно определить появление ощущения слабого свистящего звука. В этот момент, по сигналу испытуемого, изменение самоиндукции прекращалось и производилось определение частоты колебаний при помощи волномера. Подход со стороны неслышимых звуков необходим во избежание утомления уха, что понизило бы наблюдаемую границу слышимости. Так как имевшийся в нашем распоряжении волномер W был рассчитан на

1) Подробное описание этой установки, выполненной нами для другой работы, приведено в нашей статье: „Исследование раздражения мышц переменным током“. Журнал Прикл. Физики, том 4, вып. 4, 1927.

2) Показанный в цепи телефона на черт. 1 переключатель позволяет включать дополнительную эдс (аккумулятор) для питания термофона (вместо телефона) постоянным током.

колебания не ниже 20.000 периодов (λ меньше 15.000 м), то непосредственное измерение длины волны основного тона не было возможно, и мы прибегли к определению частоты основного тона при помощи измерения длины волны обертонов, которые выпрямлялись кенотроном K и обнаруживались стрелочным гальванометром постоянного тока g (цена деления— $3,6 \cdot 10^{-6}$ А). Удавалось отмечать обертоны до 7—9 порядка, так что частота основного тона определялась каждый раз из многих наблюдений с достаточной точностью (до 3%). Определение порядка обертонов не представляло никакой трудности.

Амплитуда обертонов была настолько мала относительно амплитуды основного тона, что кривая колебаний практически не могла заметно отличаться от синусоиды.

3. Результаты исследования.—Исследованию подверглись 24 человека с нормальным слухом и двое—с пониженным; один из них был контужен, у другого были больные уши. Они были разбиты на группы в зависимости от возраста. Результаты определения порога слышимости приведены в таблице 1.

ТАБЛИЦА 1

№	Возраст	Число лиц	Ср. пред. слыш. кол/сек	Пределы колеб. пор. слыш.		ПРИМЕЧАНИЯ
				Макс.	Миним.	
1	10—13	3	19700	20000	19600	—
2	11	1	16200	—	—	Мальчик с больными ушами
3	17—45	16	17100	19400	15700	—
4	33	1	13600	—	—	Контуженный
5	48—53	5	15320	15650	15150	—

Как видно из таблицы, ни в одном из исследованных случаев порог слышимости не превосходит 20.000 кол/сек.

4. Контрольные опыты.—Известно, что амплитуда колебаний телефонной мембраны, при незначительной величине тока, текущего в катушке телефона, пропорциональна силе тока. Можно считать, что отклонения из положения равновесия A :

$$A = k H_0 i = k H_0 i_0 \sin 2\pi \nu t, \quad (1)$$

где H_0 —сила поля, создаваемого постоянным магнитом, i —сила тока, ν —частота, k —постоянная, зависящая от частоты.

При увеличении силы тока в катушках телефона, начинает сказываться взаимодействие индукционных токов, возникающих в мембране, с током в катушках телефона, благодаря чему, при достаточно большом токе, колебания мембраны делаются пропорциональными квадрату силы тока:

$$A = k_1 i^2 = k_1 i_0^2 \sin^2 2\pi \nu t = \frac{k_1 i_0^2}{2} (1 - \cos 4\pi \nu t). \quad (2)$$

Это показывает, что в данном случае может возникать удвоение частоты. Так как в наших опытах сила тока была значительна, то это явление могло иметь место.

Для контроля мы проделали несколько измерений порога слышимости, пользуясь термофоном с платиновым листочком (толщиной 0,001 мм); термофон, будучи питаем одновременно постоянным током I_0 и переменным i (черт. 1), заведомо не дает удвоения частоты, если сила переменного тока значительно меньше, чем постоянного. Применение термофона позволило нам определить абсолютное значение мощности звука (чего нельзя сделать в отношении телефона) и сопоставить наши результаты с опытами Лена.

Как показали Венте¹⁾ и Кранц²⁾, эффективная величина звукового давления P , даваемого термофоном в замкнутом объеме V , может быть вычислена по формуле:

$$P = \frac{12,2 \cdot 10^5}{\left(\frac{273}{\Theta}\right)^{3/4} (1 - 0,001 \Theta)} \cdot \frac{R I_0}{V} \cdot \frac{i_{eff}}{\nu^{3/2}}, \quad \left(\frac{\text{дин}}{\text{см}^2}\right) \quad (3)$$

где I_0 —сила пост. тока, i_{eff} —эффективное значение силы перем. тока, ν —частота, R —сопротивление термофона при данной силе пост. тока, Θ —абсолютная температура пластинки термофона, определяемая по изменению ее сопротивления вследствие нагревания³⁾. Эта формула практически вполне точна, пока $i < 0,2 I_0$.

Зная P , можно вычислить силу звука I из соотношения

$$I = \frac{(\sqrt{2} P)^2}{2 \rho c} = 2,45 \cdot 10^{-2} P^2 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}, \quad (4)$$

где ρ —плотность воздуха, c —скорость звука (при температуре 20°С).

Зная силу звука I , мы находим так наз. чувствительность уха $\lg_{10} \frac{1}{I}$ и можем сравнить полученный результат с кривой чувствительности уха при высоких частотах, данной Леном (черт. 2).

1) E. Wente, Phys. Rev., 19, p. 333, 1922.

2) F. Kranz, Phys. Rev., 21, p. 573, 1923.

3) Формула (3) выведена из формулы Кранца для случая термофона толщ. в 0,001 мм.

В наших опытах сила постоянного тока в термофоне $I_0 = 1,3$ А (во всех случаях), $V = 6$ см³; $\Theta \cong 500^\circ K$, $R = 1,27$ Ω .



Черт. 2

Результаты измерения предела слышимости приведены в таблице 2.

ТАБЛИЦА 2

	1-ый испытуемый 36 л.		2-ой испыт. 24 г.
i_{eff} амп	0,06	0,20	0,05
ν кол/сек	16400	16600	16600
I эрг/см ² , сек	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$24 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
$\frac{1}{I}$ см ² , сек/эрг	$4,5 \cdot 10^4$	$0,4 \cdot 10^4$	$6,7 \cdot 10^4$
$lg_{10} \frac{1}{I}$	4,7	3,6	4,8

Из таблицы мы видим, что усиление звука больше, чем в 10 раз, дает повышение порога слышимости, но всего на 200 кол/сек—с 16400 до 16600 кол/сек, т.е. на 0,7%.

Полученные результаты, нанесенные на черт. 2 рядом с кривой из работы Лена, достаточно хорошо совпадают с его данными¹⁾. При определении порога слышимости тех же испытуемых при помощи телефона получились значения: 17500 и 18100 кол/сек, т.е. более высокие по частоте. Это, очевидно, обусловлено тем, что энергия звука в телефоне была больше, чем в термофоне, что вполне вероятно, так как термофон обладает, вообще говоря, малой звуковой отдачей. Подсчитать силу звука в телефоне не представляется возможным, но на слух ясно заметно, что в телефоне звук значительно более силен.

¹⁾ Необходимо принять во внимание, что у отдельных лиц всегда возможны отклонения чувствительности от среднего на ± 1 ед., т.е. в 10 раз

5. Выводы.—На основании произведенных измерений верхнего предела слышимости, при которых источником звука служил телефон или термофон, питаемые током от катодного генератора незатухающих колебаний, и высота тона определялась волномером с точностью до 3%, можно сделать следующие выводы:

1. Верхний предел слышимости для взрослых (до 45 л.) лежит в пределах 17—19.000 кол/сек.

2. В детском возрасте верхний предел слышимости немного больше и доходит до 20.000 кол/сек.

3. В возрасте около 50 лет верхний предел слышимости найден равным приблизительно 15.000 кол/сек.

4. При сильном увеличении интенсивности звука предел слышимости слегка повышается, что находится в согласии с работами по этому вопросу других авторов и с резонансной теорией слуха¹⁾.

12 ноября 1927 г.

Гос. Рентгеновский и-т НКЗдрава.

Лаборатория высокой частоты.

Москва.

¹⁾ См. С. Н. Ржевкин. Слух и речь. Успехи Физ. Наук, VII, в. 3—4, 1927

Выбор системы анкеров для деревянных мачт

Инж. С. Бажанов

1. Расположение анкеров, обуславливая направление оттяжек, в значительной степени определяет нагрузку всех элементов мачтового сооружения. Поэтому рациональный выбор анкерной системы нужно признать наиболее важной и ответственной частью проектирования.

В № 38 ТиТбп напечатана статья Г. Э. Крейцера, в которой автор критикует работы инженеров Турлыгина и Тимофеева-Радзивилла, касающиеся расчета оттяжек, и дает собственный метод расчета, основанный на рассмотрении оттяжки, как дуги цепной линии, а не параболы, что делали предыдущие авторы. Попутно Крейцер рассматривает и вопрос о наиболее выгодном расположении анкеров, причем исходит также, как до него Турлыгин и Тимофеев, из условий минимума нагрузки на тело мачты. Он приходит к заключению, что наиболее выгодное расстояние последних от основания мачты для различных условий колеблется в пределах от 1,5 до 2,5 высот мачты, и сам отмечает, что при таких результатах все исследование может иметь лишь теоретическое значение¹⁾.

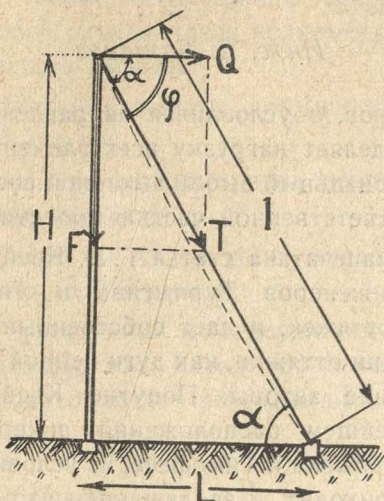
Мы полагаем, что к задаче о наиболее выгодном расположении анкеров, как затрагивающей все части мачтового сооружения, нужно подходить несколько иначе, чем это делали вышеупомянутые авторы. Названная задача сводится, в конечном счете, к анализу общих соотношений между элементами установки „мачта-оттяжки-анкера“, а поэтому требует рассмотрения системы во всей совокупности ее элементов, а не в какой-нибудь одной части (напр., тело мачты) отдельно.

С этой именно точки зрения мы в предлагаемой работе и подошли к вопросу о выборе системы и расположения анкеров. Оказалось, что несмотря на видимое разнообразие и сложность факторов, определяющих стоимость мачтового устройства, кривая этой стоимости зависит от немногих основных параметров и может быть построена без предварительного просчета нескольких вариантов. Разумеется излишняя точность в математических выкладках при такой постановке задачи вряд ли рациональна и, напр., оттяжки с совершенно достаточным приближением можно рассматривать как прямые линии.

2. Разберем сначала случай мачты, в которой опрокидывающий момент от действия ветра уравнивается одной оттяжкой (черт. 1). Для облегчения рассуждений всю установку разобьем на три элемента—

¹⁾ Кроме того необходимо указать, что в своих рассуждениях Крейцер сделал одну принципиальную ошибку—именно он не учел нагрузки от ветра на поверхности оттяжек, между тем как эта нагрузка часто даже превышает нагрузку от собственного веса. Поэтому его рассуждения справедливы лишь в представляющей реального интереса части, относящейся к расчету при отсутствии ветра (до § 9).

собственно мачту, оттяжку и анкер, а действительный наклон φ оттяжки заменим наклоном α ее хорды.



Черт. 1

Пусть даны высота мачты H и погонное давление ветра p и пусть соответствующая горизонтальная составляющая реакции оттяжки равна Q .

Полное натяжение оттяжки определится тогда, как

$$T = \frac{Q}{\cos \alpha}, \quad (1)$$

а вертикальная составляющая этого натяжения как

$$F = Q \operatorname{tg} \alpha = Q \frac{H}{L}, \quad (2)$$

где L анкерное расстояние.

3. Пренебрежем пока нагрузкой от изгибающего действия ветра; тогда необходимое сечение тела мачты, т.е. бревен, определится нагрузкой R на основание мачты от ее собственного веса и от вертикального действия оттяжки и будет

$$S_0 = \frac{R}{q_0} = \frac{1,25 \gamma_0 V_0 + F}{q_0}, \quad (3)$$

где q_0 допустимое напряжение дерева на сжатие, γ_0 уд. вес, а V_0 объем; коэффициент 1,25 учитывает вес прокладок и оковки.

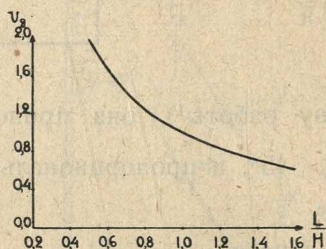
С другой стороны $S_{\partial}H = V_{\partial}$, так что окончательно получаем

$$V_{\partial} = \frac{H}{q_{\partial}} (1,25 \gamma_{\partial} V_{\partial} + F)$$

или

$$V_{\partial} = \frac{F}{\frac{q_{\partial}}{H} - 1,25 \gamma_{\partial}} = \frac{Q}{\frac{q_{\partial}}{H} - 1,25 \gamma_{\partial}} \frac{H}{L}. \quad (4)$$

Кривая зависимости V_{∂} от $\frac{L}{H}$ построена на черт. 2; с увеличением $\frac{L}{H}$ она непрерывно понижается. Заметим, что изменение объема V_{∂} происходит несколько быстрее, чем пропорционально H^2 ¹⁾.



Черт. 2

4. Обозначим допустимое напряжение троса через q_T ; тогда полезное сечение оттяжки будет

$$S_T = \frac{T}{q_T} = \frac{Q}{q_T \cos \alpha},$$

а ее полезный объем

$$V_T = S_T l_T = S_T \frac{H}{\sin \alpha} = \frac{QH}{q_T \sin \alpha \cos \alpha}. \quad (5)$$

Имеем

$$\cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + (H/L)^2}}, \quad \sin \alpha = \frac{H/L}{\sqrt{1 + (H/L)^2}},$$

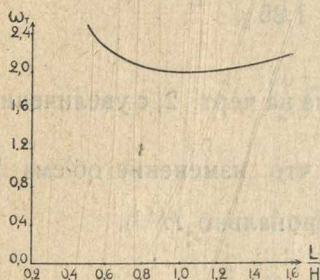
и таким образом вес троса, при удельном весе стали γ_T

$$\omega_T = \gamma_T V_T = \frac{\gamma_T}{q_T} QH [1 + (H/L)^2] \cdot L/H = \frac{\gamma_T}{q_T} QH [H/L + L/H]. \quad (6)$$

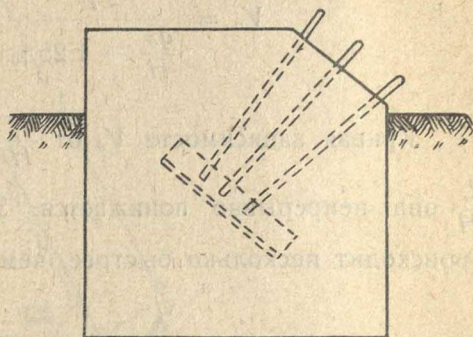
¹⁾ Здесь необходимо оговориться, что с увеличением сечения мачты увеличивается и ее сопротивление ветру. Поэтому реакция Q является тоже функцией L/H , уменьшаясь с уменьшением F . Однако эта зависимость для нормальных четырехбрусчатых мачт, как будет показано ниже, довольно слаба и в первом приближении может не приниматься во внимание.

На черт. 3 представлена кривая этого веса ω_T в функции от L/H ; она имеет слабо выраженный минимум для $L/H = 1$ и пропорциональна квадрату высоты мачты.

5. Стоимость анкеров, которые мы примем в их простейшей конструкции, черт. 4, можно считать пропорциональной весу бетона; поэтому,



Черт. 3



Черт. 4

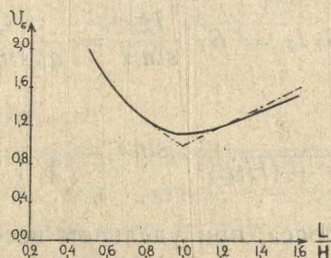
согласно нашему анализу работы¹⁾, она пропорциональна $Qtg\alpha$ для нагрузок с наклоном $\alpha > 45^\circ$, и пропорциональна $\frac{Q}{td\alpha}$ для нагрузок с наклоном $35^\circ < \alpha < 45^\circ$.

Имеем для нашего случая:

$$\text{для } tg\alpha = \frac{H}{L} > 1, \text{ объем } V_6 = \frac{\eta_6}{\gamma_6} Q \frac{H}{L}, \quad (7)$$

$$\text{для } tg\alpha = \frac{H}{L} < 1, \text{ объем } V_6 = \frac{\eta_6}{\gamma_6} Q \frac{L}{H}, \quad (7a)$$

причем η_6 запас прочности на вырывание [берется в среднем равным 1,3—1,5], а γ_6 удельный вес. Кривая V_6 представится так, как это по-



Черт. 5

казано на черт. 5; пунктиром показан теоретический вид этой кривой, полученный из формул (7) и (7a), сплошной линией—ее приблизительный вид, построенный от руки. Кривая пропорциональна H и имеет хорошо выраженный минимум для $L/H = 1$.

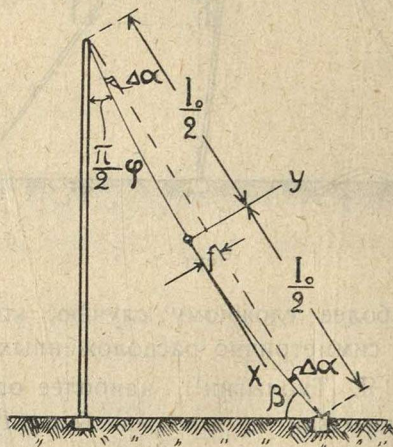
1) Выйдет в одном из ближайших №№ Научно-Технического Сборника НКПТ.

6. Выясним порядок ошибок, полученных в результате замены фактического наклона φ оттяжки наклоном α ее хорды. Этим мы решим вопрос о точности выведенных формул.

Обозначим стрелку прогиба через f ; тогда с точностью до малых 2-го порядка уравнение оттяжки при системе координат, указанной на черт. 6, представится в виде

$$y = 4f \left(\frac{x}{l} \right)^2, \quad (8)$$

где коэффициент $\frac{4f}{l^2}$ определен из пограничного условия $y = f$ при $x = \frac{l}{2}$.



Черт. 6

Обозначим $\alpha - \varphi$ через $\Delta \alpha$; тогда

$$\operatorname{tg} \Delta \alpha = \left| \frac{\partial y}{\partial x} \right|_{x=\frac{l}{2}} = 4 \frac{f}{l},$$

или, т. к. $\frac{4f}{l} \ll 1$,

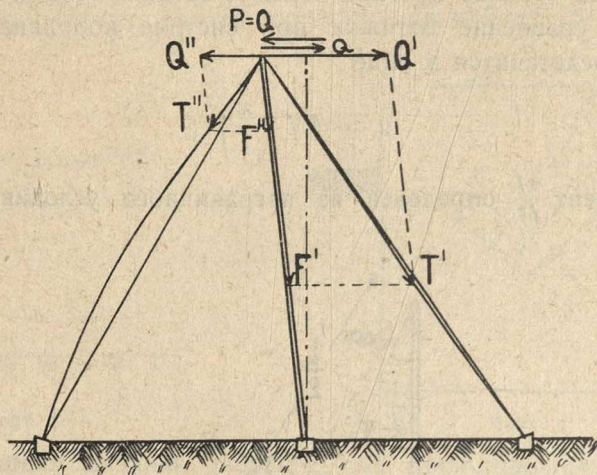
$$\Delta \alpha = 4 \frac{f}{l} \quad (9)$$

с точностью до малых третьего порядка относительно f/l .

После соответствующих поправок получим следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} \text{для натяжения оттяжки: } T &= \frac{Q}{\cos \left(\alpha + \frac{4f}{l} \right)}, \\ \text{для давления на мачту: } F_0 &= Q \operatorname{tg} \left(\alpha + \frac{4f}{l} \right), \\ \text{для наклона силы, вырывающей анкер: } \beta &= \left(\alpha - \frac{4f}{l} \right); \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

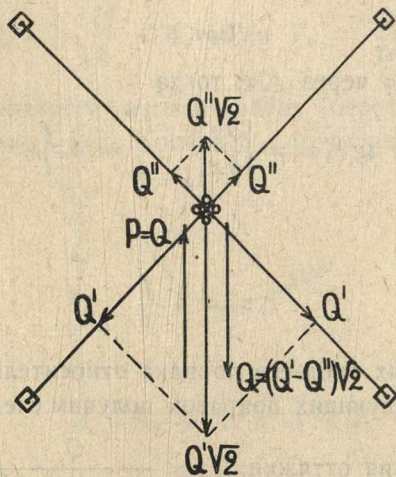
легко убедиться, что для практически имеющих место отношений f/l у подветренной оттяжки [порядка 1—2‰] и для $\alpha > 45—40^\circ$ они не отличаются сколько нибудь существенно от вышевыведенных.



Черт. 7

7. Перейдем к более сложному случаю, когда мачта укреплена целым поясом из 4-х симметрично расположенных оттяжек.

Как показал С. Я. Турлыгин¹⁾, наиболее опасным направлением ветра в отношении нагрузки на тело мачты следует признать направ-



Черт. 8

ление, биссекторное плоскостям оттяжек, а в отношении нагрузки на оттяжки — направление параллельное плоскости оттяжек. Поэтому при

¹⁾ ТиТбп, № 13, стр. 266, 1922.

определении нагрузки тела мачты мы будем исходить из первого направления ветра, а при определении нагрузки оттяжек—из второго.

8. Обозначим (черт. 8) горизонтальные реакции подветренных оттяжек через Q' , а заветренных через Q'' . Пусть

$$Q'' = x Q'. \quad (11)$$

Тогда реакция опоры Q , уравнивающая давление P ветра и обусловленная разностью натяжений заветренной и подветренной оттяжек (черт. 7), будет

$$Q = \sqrt{2} Q' - \sqrt{2} Q'' = (1 - x) \sqrt{2} Q',$$

откуда

$$Q' = \frac{Q}{\sqrt{2}(1-x)} \text{ и } Q'' = \frac{xQ}{\sqrt{2}(1-x)}. \quad (12)$$

Расчитывая вертикальные давления от каждой из четырех оттяжек узла по формуле (2) для найденных Q' и Q'' отдельно и суммируя полученные выражения, определим для всего узла

$$F = \sqrt{2} \frac{1+x}{1-x} Q \frac{H}{L} \cong \sqrt{2} (1+2x) Q \frac{H}{L}. \quad (13)$$

Здесь коэффициент x зависит главным образом от расчетной силы ветра и первоначальной затяжки оттяжек, и может приниматься на круг равным 0,2—0,3.

Подставляя найденное значение F в формулу (3), получим для V_0 выражение

$$V_0 = \frac{\sqrt{2}(1+2x) Q \frac{H}{L}}{\frac{q_0}{H} - 1,25 \gamma_0}, \quad (14)$$

отличающееся от (4) только постоянным множителем перед Q . Поэтому графически оно представится кривой, совершенно подобной показанной на черт. 2.

9. Рассуждая аналогичным образом, но в предположении ветра, параллельного плоскости оттяжек, мы для горизонтальной реакции подветренной оттяжки получим выражение

$$Q' = \frac{Q}{1-x} \cong (1+x) Q^1. \quad (15)$$

1) Строго говоря, коэффициент x формулы (11) не равен соответствующему коэффициенту x формулы (15), потому что отклонения мачты при том и при этом направлениях ветра различны. Несколько большая устойчивость мачты в первом случае компенсируется несколько меньшей поверхностью сопротивления [две плети, вместо трех] во втором, поэтому в первом приближении отмечаемым обстоятельством можно пренебречь.

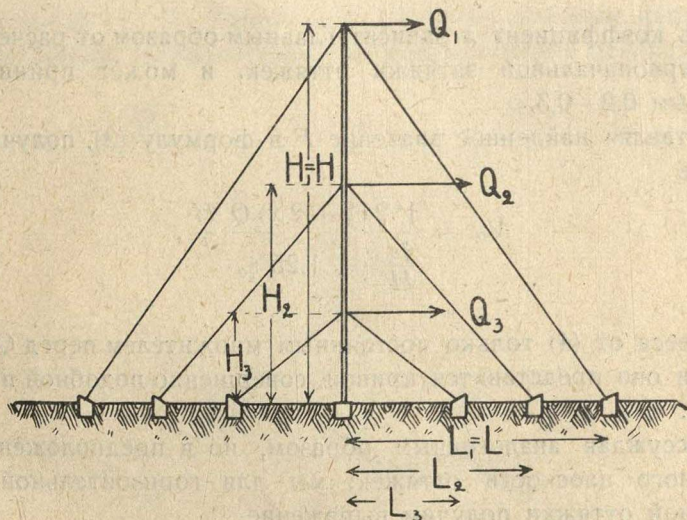
Определяя вес этой оттяжки по прежней формуле (6), но для горизонтальной реакции Q' , и учитывая то обстоятельство, что заветренная и боковые оттяжки потребуют каждая на себя столько же тросса, сколько и подветренная, найдем для веса всех 4-х оттяжек узла выражение

$$W_T = 4(1+x) \frac{\gamma_T}{q_T} QH \left[\frac{H}{L} + \frac{L}{H} \right]. \quad (16)$$

Подобным же путем для полного объема бетона получим

$$\left. \begin{aligned} V_6 &= 4(1+x) \cdot \frac{\eta_6}{\gamma_6} Q \frac{H}{L} \text{ для } \frac{H}{L} > 1, \\ V_6 &= 4(1+x) \cdot \frac{\eta_6}{\gamma_6} Q \frac{L}{H} \text{ для } \frac{H}{L} < 1. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Так как обе формулы (16) и (17) отличаются от соответствующих формул (6) и (7) только постоянным коэффициентом $4(1+x)$ в правой части, то графически они представляются теми же кривыми, черт. 3 и 5, но в масштабе, уменьшенном в $4(1+x)$ раз.

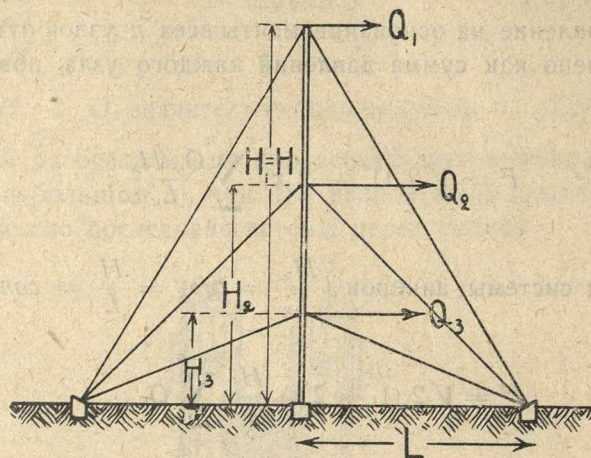


Черт. 9

10. Переходим и случаю, когда, для уменьшения изгибающего момента от ветра, мачта укрепляется не одним, а n поясами оттяжек.

Существуют две системы укрепления этих оттяжек на земле: оттяжки либо закрепляются каждая на своем собственном анкере, черт. 9, либо собираются в пучек и закрепляются на одном общем анкере, черт. 10.

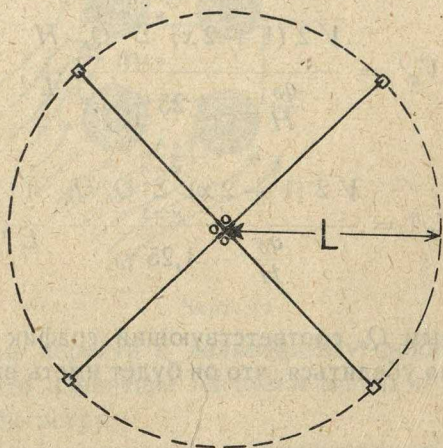
И та и другая системы имеют свои достоинства и недостатки, хотя преимущественное распространение получила в настоящее время вторая система—главным образом потому, что для небольшого разноса анкеров¹⁾ она дает меньше расход материалов, нежели первая. Мы рассмотрим



Черт. 10

как ту, так и другую системы, причем в первой предположим наклон α одинаковым для всех оттяжек: это соответствует действительности и сильно упрощает расчеты.

11. Выше мы приняли, что изгибающим моментом при расчете сечения мачты можно пренебречь, если в качестве сжимающей нагрузки



Черт. 11

¹⁾ Под разносом анкеров L мы для второй системы будем подразумевать расстояние от основания мачты до общего анкера, а для первой—расстояние от основания мачты до анкера верхней оттяжки. При таком условии разнос L будет характеризовать площадь, занимаемую сооружением, черт. 11.

взять полную силу, давящую на основание мачты. Для высоких (не ниже 100 м) многопролетных мачт, для которых только, собственно говоря, и представляет интерес предлагаемое исследование, это положение, очевидно, поскольку длина нижнего пролета сводится у них обычно к 10—12 м при моменте инерции сечения порядка $0,75-1 \cdot 10^6 \text{ см}^2$.

Полное давление на основание мачты всех n узлов оттяжек может быть представлено как сумма давлений каждого узла; поэтому можем написать¹⁾

$$F = \sqrt{2} (1 + 2x) \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} \frac{Q_{\kappa} H_{\kappa}}{L_{\kappa}}, \quad (18)$$

что для первой системы анкеров $\left(\frac{H_{\kappa}}{L_{\kappa}} = \operatorname{tg} \alpha_{\kappa} = \frac{H}{L} = \operatorname{const.} \right)$ даст

$$F' = \sqrt{2} (1 + 2x) \frac{H}{L} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa}, \quad (19)$$

а для второй системы ($L_{\kappa} = L = \operatorname{const.}$):

$$F'' = \sqrt{2} (1 + 2x) \frac{1}{L} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}. \quad (20)$$

Подставляя найденные значения F в формулу для объема (4), получаем закон изменения последнего с изменением L

$$\left. \begin{aligned} V_{g'} &= \frac{\sqrt{2} (1 + 2x) \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H}{\frac{q_{\partial}}{H} - 1,25 \gamma_{\partial}} \frac{1}{L}; \\ V_{g''} &= \frac{\sqrt{2} (1 + 2x) \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}}{\frac{q_{\partial}}{H} - 1,25 \gamma_{\partial}} \frac{1}{L}; \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

при этом по известным Q_{κ} соответствующий график может быть легко построен. Не трудно убедиться, что он будет иметь вид, представленный

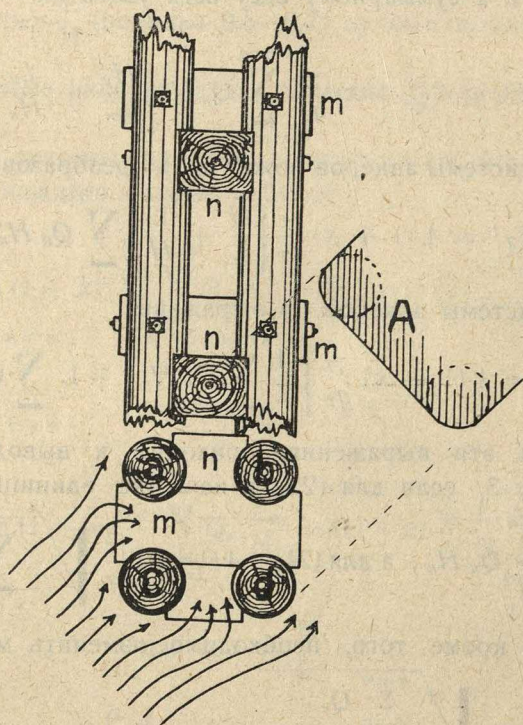
на черт. 2, если в качестве единицы для ординат взять $\frac{\sqrt{2} (1 + 2x) \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa}}{\frac{q_{\partial}}{H} - 1,25 \gamma_{\partial}}$

¹⁾ Здесь Q_{κ} (горизонтальные реакции оттяжек при заданных пролетах и давлении ветра) определяются методами строительной механики. Коэффициент $\sqrt{2} (1 + 2x)$, как условно постоянный, выносится за знак суммы.

вместо $\frac{Q}{\frac{q_0}{H} - 1,25 \gamma_0}$ для первой системы, и соответственно

$$\frac{V^2 (1+2x) \frac{1}{H} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}}{\frac{q_0}{H} - 1,25 \gamma_0} \quad \text{вместо} \quad \frac{Q}{\frac{q_0}{H} - 1,25 \gamma_0} \quad \text{для второй.}$$

Сумма $H \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa}$ значительно больше суммы $\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}$, так что при одинаковых L нагрузка мачты при первой системе анкеров много выше (особенно при большом n), чем при второй; в том и заключается основное преимущество последней системы перед первой.



Черт. 12

12. Прежде чем перейти к дальнейшему, докажем принятое нами выше положение, что изменение нагрузки мачты не отражается заметно на ее сопротивлении ветру.

Нормальная деревянная мачта составляется из четырех параллельных плетей a, b, c, d (черт. 12), разнос D которых фиксируется при помощи ряда парных прокладок m, n , направленных по взаимно перпендикулярным осям. Ветер указанного на чертеже наихудшего направления, встречая тело мачты, обтекает ее плети так, как это указано на чертеже; при этом струи его, обходящие крайние плети во внутрь, идут под

прямым углом к струям, обходящим среднюю плеть, и не исключена возможность образования воздушных подушек. Последнее тем более вероятно, что зазор между средней плетью и крайними, обычно бывает незначительным.

Поэтому для большей надежности при определении давления ветра на мачту, последнюю лучше всего рассматривать как сплошное тело A , показанное на черт. 12. Но при таких условиях изменение F (конечно не в слишком широких пределах), обуславливающее изменение d пропорциональное $\sqrt{F}$, не отразится заметно на поверхности сопротивления мачты и, следовательно, сделанное выше допущение о независимости p от F — справедливо.

13. Пользуясь формулой (16) для веса одного узла оттяжек, не трудно перейти и к суммарному весу всех узлов их.

Находим

$$W_T = 4(1+x) \frac{\gamma_T}{q_T} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa} \left[\frac{H_{\kappa}}{L_{\kappa}} + \frac{L_{\kappa}}{H_{\kappa}} \right], \quad (22)$$

что для первой системы анкеров может быть преобразовано в выражение

$$W_T' = 4(1+x) \frac{\gamma_T}{q_T} \left[\frac{H}{L} + \frac{L}{H} \right] \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}, \quad (23)$$

а для второй системы анкеров — в выражение

$$W_T'' = 4(1+x) \frac{\gamma_T}{q_T} \left[\frac{1}{L} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}^2 + L \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} \right]. \quad (24)$$

Анализируя эти выражения, приходим к выводу, что они сведутся к графику 3, если для (23) в качестве единицы ординат взять

$$4(1+x) \frac{\gamma_T}{q_T} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}, \text{ а для (24) — } 4(1+x) \frac{\gamma_T}{q_T} \sqrt{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}^2}.$$

Для последнего, кроме того, необходимо изменить масштаб абсцисс,

взяв за единицу $L \sqrt{\frac{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa}}{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}^2}}$ вместо $\frac{L}{H}$.¹⁾

1) В этом легко убедиться, представив формулу (24) в виде

$$\begin{aligned} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} W_T = & 4(1+x) \frac{\gamma_T}{q_T} \left[\frac{1}{L} \sqrt{\frac{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}^2}{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa}}} + \right. \\ & \left. + L \sqrt{\frac{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa}}{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}^2}} \right] \sqrt{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}^2}. \end{aligned} \quad (24 a)$$

Так как $\sqrt{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}^2} > \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}$ (особенно для больших n), то, следовательно, единица ординат кривой (24) при приведении ее к графику 3 будет больше таковой кривой (23), и количество троса, идущего на оттяжки при второй системе анкеров, больше, нежели при первой; эта разница при $n = 8 - 10$ может превысить 10—12%.

Т. к. $\sqrt{\frac{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}^2}{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa}}} < H$ то, следовательно, единица абсцисс кривой (24) меньше соответствующей единицы кривой (23), и минимум первой соответствует меньшему значению L , чем минимум второй. Поэтому для малых $\frac{L}{H}$ (порядка 0,5—0,7) лучшее использование троса даст вторая система анкеров, а для больших $\frac{L}{H}$ [порядка 0,8—1]—1-я.

14. Для 1-й системы анкеров полный объем бетона определится суммой объемов каждого анкера, и будет

$$\left. \begin{aligned} V_{\phi}' &= 4(1+x) \frac{\eta_{\phi}}{\gamma_{\phi}} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} \frac{H_{\kappa}}{L_{\kappa}} = 4(1+x) \frac{\eta_{\phi}}{\gamma_{\phi}} \frac{H}{L} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} \\ &\text{для } tg \alpha = \frac{H}{L} > 1, \\ V_{\phi}' &= 4(1+x) \frac{\eta_{\phi}}{\gamma_{\phi}} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} \frac{L_{\kappa}}{H_{\kappa}} = 4(1+x) \frac{\eta_{\phi}}{\gamma_{\phi}} \frac{L}{H} \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} \\ &\text{для } tg \alpha = \frac{H}{L} < 1. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

При замене единицы ординат $\frac{\eta_{\phi}}{\gamma_{\phi}} Q$ единицей $4(1+x) \sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa}$ он представляется кривой, построенной на черт. 5.

Для второй системы, полная нагрузка общих анкеров определится геометрической суммой натяжений соответствующих оттяжек; поэтому принимая во внимание, что наклон этой полной нагрузки $tang \beta$ будет

$$\frac{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} F''}{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa}} = \frac{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa} H_{\kappa}}{\sum_{\kappa=1}^{\kappa=n} Q_{\kappa}}, \text{ для полного объема бетона можем написать}$$

$$\left. \begin{aligned}
 V_0'' &= 4(1+x) \frac{\eta_0}{\gamma_0} \operatorname{tg} \beta \sum_{k=1}^{k=n} Q_k = 4(1+x) \frac{\eta_0}{\gamma_0} \frac{1}{L} \sum_{k=1}^{k=n} Q_k H_k \\
 &\text{для } \operatorname{tg} \beta > 1, \\
 V_0'' &= 4(1+x) \frac{\eta_0}{\gamma_0} \operatorname{ctg} \beta \sum_{k=1}^{k=n} Q_k = 4(1+x) \frac{\eta_0}{\gamma_0} L \frac{\left[\sum_{k=1}^{k=n} Q_k \right]^2}{\sum_{k=1}^{k=n} Q_k H_k} \\
 &\text{для } \operatorname{tg} \beta < 1;
 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

он тоже может быть сведен к кривой черт. 5, если единицей ординат

взять $4(1+x) \frac{\eta_0}{\gamma_0} \frac{1}{L} \sum_{k=1}^{k=n} Q_k H_k$, а единицей абсцисс — $\frac{L \sum_{k=1}^{k=n} Q_k}{\sum_{k=1}^{k=n} Q_k H_k} =$
 $= \operatorname{ctg} \beta$.

Рассуждая подобно предыдущему, не трудно показать, что минимум обеих кривых (25) и (26) одинаков и равен $4(1+x) \frac{\eta_0}{\gamma_0} \sum_{k=1}^{k=n} Q_k$, но минимум кривой (26) соответствует меньшему значению L , нежели минимум кривой (25). Поэтому для небольших значений $\frac{L}{H}$ нижерасположенной оказывается кривая V_0'' , а для больших — кривая V_0' .

15. Полученные выражения для количеств троса, бетона и дерева, позволяют подойти и к вопросу об экономически наивыгоднейшем соотношении между ними. Для этого нужно только от количества каждого материала перейти к его стоимости, что очень легко сделать, если принять стоимости пропорциональными соответствующим количествам.

Обозначим стоимость единицы объема леса через C_d , единицы веса троса через C_T и единицы объема бетона через C_b . Тогда полная стоимость установки определится формулой

$$C = C_d V_d + C_T W_T + C_b V_b; \quad (27)$$

она будет функцией L и при имеющихся графиках для V_d , W_T и V_b может быть легко построена. Из рассмотрения построенных таким образом кривых легко видеть, какая именно из систем и при каких L дает наименьшие затраты. На основании сказанного при анализе формул (21)—(26) можно заранее предугадать, что в том случае, когда ограниченность места или иные причины не допускают большого разноразноса анкеров, выгоднее остановиться на второй системе, в противоположном случае — на первой.

Чтобы график (27) отражал величину расходов возможно полнее и чтобы соотношения между $C_d V_d$, $C_T W_T$ и $C_b V_b$ возможно ближе соответствовали истинным, при определении коэффициентов C_d , C_T и C_b помимо стоимости самих материалов желательно учитывать и стоимость рабсилы, идущей на их обработку, а также и стоимость транспорта их на место производства работ.

Ограничимся следующими общими замечаниями:

тросс—материал настолько дорогой, что как приготовление оттяжек, так и транспорт составляют очень малый процент его полной стоимости и при расчете C_T могут не учитываться;

при обработке бревен под цилиндрическую поверхность, значительная часть дерева обращается в щепу, вследствие чего объем дерева в обделке, т.е. объем, учитываемый формулами (21), оказывается много меньше первоначального объема, оплачиваемого при покупке. Хотя цена леса не постоянна, а именно увеличивается с увеличением диаметра бревен, однако при этом одновременно уменьшается и % отбросов при обработке¹⁾, т. ч. расчетная цена C_d леса в обделке может считаться почти постоянной.

Необходимо еще раз оговорить, что формула (27) определяет полную стоимость мачтовой установки лишь условно, т. к. не учитывает расходов на оковку, подъем бревен и различные вспомогательные работы. Однако, для определения оптимального L это обстоятельство не существенно, т. к. указанные дополнительные расходы почти не зависят от L и в динамике полной стоимости участия не принимают.

В заключение добавим, что суммы $\sum_{k=1}^{k=n} Q_k$, $\sum_{k=1}^{k=n} Q_k H_k$ и $\sum_{k=1}^{k=n} Q_k H_k^2$ с увеличением n весьма быстро приближаются к некоторым определенным пределам, не зависящим ни от числа, ни от распределения пролетов. Уже для $n \geq 5$ можно в первом приближении считать их постоянными и равными

$$\sum_{k=1}^{k=n} Q_k = 0,95 p H, \quad \sum_{k=1}^{k=n} Q_k H_k = 0,5 p H^2 \text{ и } \sum_{k=1}^{k=n} Q_k H_k^2 = 0,34 p H^3 \quad (28)$$

и при предварительных расчетах не определять реакций Q_k , а прямо пользоваться готовыми данными.

16. Пример. Расчитаем 125 м мачту в предположении давления ветра 250 кг/м². Расценку материалов и рабочей силы будем брать по московским данным.

Зададимся разносом бревен $D = 42,5$ см и для расчетов остановимся на диаметре бревен $d = 25$ см. Найдем

$$p = 250 \left[\frac{\pi}{4} 0,25 + 0,425 \sqrt{2} \right] = 200 \text{ кг на погонный метр мачты.}$$

¹⁾ Например, для принятой Наркомпочтелем длины мачтовых бревен в 14 м, отбросы для 5 вершковых бревен составляют 45%, а для 7,5 вершковых—35%.

Т. к. из опыта существующих построек можно заключить, что число узлов для нашей мачты не должно быть меньше $n = 7$, т.е. $n > 5$; поэтому для характеризующих сумм имеем ф-лы (28), которые дают

$$\sum_{k=1}^{k=7} Q_k = 23,8 \text{ t}, \quad \sum_{k=1}^{k=7} Q_k H_k = 1560 \text{ t-m} \quad \text{и} \quad \sum_{k=1}^{k=7} Q_k H_k^2 = 133.10^3 \text{ t-m}^2.$$

Для определения цены кб. метра дерева исходим из стоимости кубофута на круг 1 р. 25 к. Принимая транспортные расходы и работу соответственно 5 к. и 20 к. на кубофут, получаем общую сумму в 1 р. 50 к. на кубофут до обработки, или 1 р. 50 к. : 0,59 = 2 р. 55 к. на кубофут в обработке. Окончательно получаем

$$C_d = 90 \text{ рублей на кб. метр.}$$

Для троса по прейскуранту Тремасса можно взять

$$C_T = 2 \text{ р. 50 к. за килограмм;}$$

что же касается бетона, то цену его C_b определяем из условия, что на кубический метр бетона состава 1:3:5 требуется цемента 1,25 бочек, песку $0,5 \text{ m}^3$ и гравия 1 m^3 ; рабочей силы—каменьщиков 0,3 и чернорабочих 3,0 (раб. дней). Считая цену цемента 10 р. за бочку с доставкой, песка—8 р. и гравия 20 р. за m^3 с доставкой, цену каменьщика 4 р. и чернорабочего 2 р. 50 к. за рабочий день (с учетом % на соцстрахование), найдем

$$C_b = 43 \text{ рубля на кб. метр.}$$

Зададимся $q_d = 300 \frac{\text{t}}{\text{m}^3}$, $q_T = 4000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2}$ и $\eta_b = 1,5$; $\gamma_d = 0,75 \frac{\text{t}}{\text{m}^3}$, $\gamma_T = 0,0079 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^3}$ и $\gamma_b = 2 \frac{\text{t}}{\text{m}^3}$. Возьмем $x = 0,3$.

Тогда, после соотв. подстановок в формулы (21), (23)—(26) стоимость леса определится выражениями

$$C_d' = 3340 \frac{H}{L} \quad \text{и} \quad C_d'' = 1750 \frac{H}{L} \text{ рублей,}$$

стоимость троса—выражениями

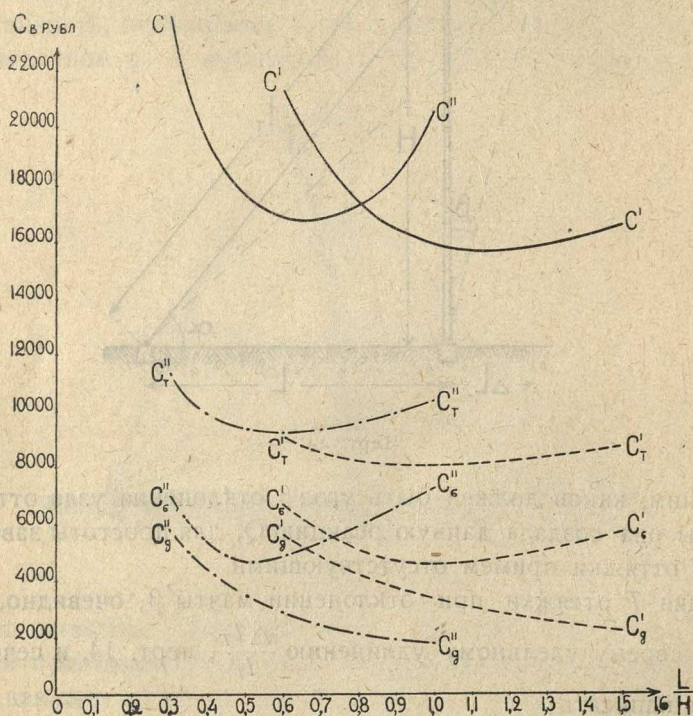
$$C_T' = 4000 \left[\frac{L}{H} + \frac{H}{L} \right] \quad \text{и} \quad C_T'' = 3420 \left[0,8 \frac{H}{L} + 2,23 \frac{L}{H} \right] \text{ рублей,}$$

стоимость бетона—выражениями

$$C_6' = 4000 \frac{H}{L} \text{ руб для } \frac{L}{H} < 1, C_6' = 4000 \frac{L}{H} \text{ руб для } \frac{L}{H} > 1$$

$$\text{или } C_6'' = 2100 \frac{H}{L} \text{ руб для } 1,9 \frac{L}{H} < 1, C_6'' = 7600 \frac{L}{H} \text{ руб для } 1,9 \frac{L}{H} > 1.$$

На черт. 13 построены кривые стоимости как отдельных элементов рассчитываемой установки, так и всей ее в целом при той и другой

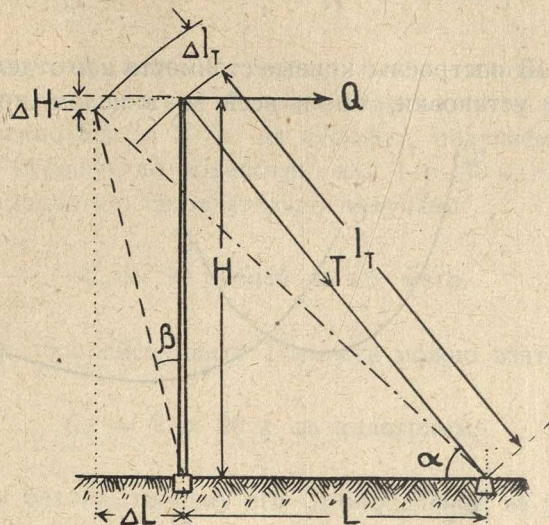


Черт. 13

системах анкеров. Последние определяют для первой системы оптимум $C'_{полн.} = 15700$ рублей при $\frac{L}{H} = 1,13$ и для второй системы оптимум $C''_{полн.} = 16800$ рублей при $\frac{L}{H} = 0,65$, причем, как мы и ожидали выше, для небольших $\frac{L}{H}$ (меньше 0,8) меньшие значения C дает вторая система, а для больших (больше 0,8)—первая.

17. Выше мы показали, что для $\frac{L}{H}$ порядка 0,6—0,8 более выгодной оказывается вторая система анкеров, нежели первая. Т. к. разнос $L > 0,8$ вообще говоря неудобен из конструктивных соображений, то отсюда

можно было бы сделать заключение, что вторая система анкеров, вообще, выгоднее первой. Однако это будет не совсем так, если помимо стоимости учесть еще и качество работы мачтового сооружения. Под последним мы будем подразумевать способность мачты при отклонениях под действием ветра сохранять свою прямолинейность.



Черт. 14

Выясним, каков должен быть угол β отклонения узла оттяжки для того, чтобы она создала данную реакцию Q ; для простоты заветренную и боковые оттяжки примем отсутствующими.

Реакция T оттяжки при отклонении мачты β , очевидно, пропорциональна своему удельному удлинению $\frac{\Delta l_T}{l_T}$, черт. 14, и сечению, так что можем написать

$$T = \text{const } S_T \frac{\Delta l_T}{l_T}. \quad (29)$$

В этом равенстве $T = \frac{Q}{\cos \alpha}$, $l_T = \frac{H}{\sin \alpha}$; что же касается Δl_T , то из чертежа 14 (см. также работу Тимофеева-Радзивилла) находим¹⁾

$$\Delta l_T = H \beta \cos \alpha.$$

¹⁾ Имеем

$$\Delta l_T = \sqrt{(H - \Delta H)^2 + (L + \Delta L)^2} - l_T$$

$$\text{или } \Delta l_T = H \left[\sqrt{\cos^2 \beta + (\text{ctg } \alpha - \sin \beta)^2} - \frac{1}{\sin \alpha} \right],$$

что, после пренебрежения членами 2-го порядка малости относительно β , дает

$$\Delta l_T = H \left[\sqrt{\frac{1}{\sin^2 \alpha} + 2\beta \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} - \frac{1}{\sin \alpha}} \right] = H \beta \cos \alpha.$$

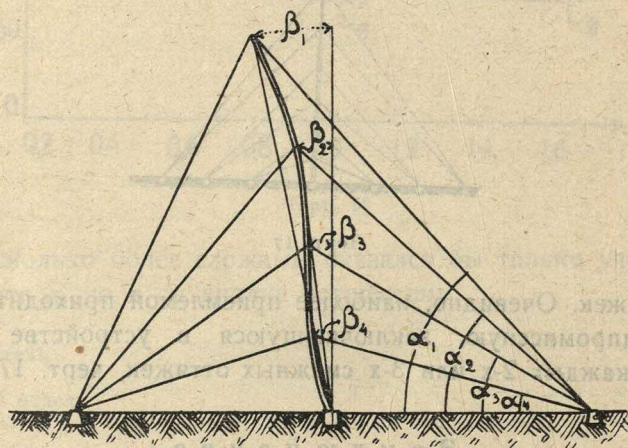
После всех этих подстановок уравнение (29) примет вид

$$\frac{Q}{\cos \alpha} = \text{const. } S_T \beta \sin \alpha \cos \alpha,$$

откуда искомое

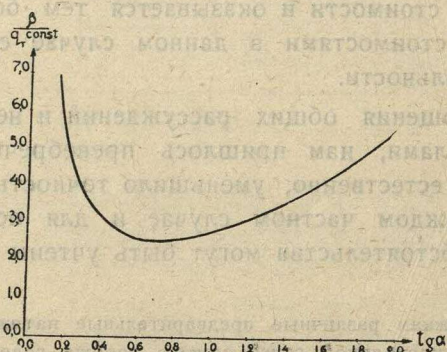
$$\beta = \text{const. } \frac{Q}{S_T} \frac{1}{\sin \alpha \cos^2 \alpha} = \text{const. } \frac{q_T}{\sin \alpha \cos^2 \alpha}. \quad (30)$$

Для того, чтобы при нагрузке мачты, наклоняясь, сохранила свою прямолинейность, необходимо, чтобы β для всех узлов было одно и то же; это при заданном q_T и выбранном α для одной какой-нибудь оттяжки



Черт. 15

определяет наклоны α всех остальных оттяжек. Здесь таким образом выявляется преимущество первой системы анкеров, позволяющей варьировать наклон оттяжек по произволу, перед второй системой,



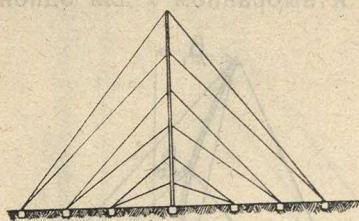
Черт. 16

в которой положение общего анкера предопределяет направления всех оттяжек; таким образом в этой последней системе наклон β каждого

узла при ветре будет различен, и мачта неизбежно потеряет свою прямолинейность, черт. 15¹).

На черт 16 построен график зависимости β от наклона $tg \alpha_k = \frac{H_k}{L_k}$. Он наглядно показывает, что нижний узел высоких мачт при второй системе анкеров, для которого $\frac{L}{H_k}$ порядка 10, фактически не явится опорой.

Т. о., если первая система неудобна по причине большого разнораспределения анкеров, то вторая система негодна из-за неравномерного качества



Черт. 17

работы оттяжек. Очевидно, наиболее приемлемой приходится признать систему компромиссную, заключающуюся в устройстве отдельного анкера для каждых 2-х или 3-х смежных оттяжек, черт. 17²).

З а к л ю ч е н и е

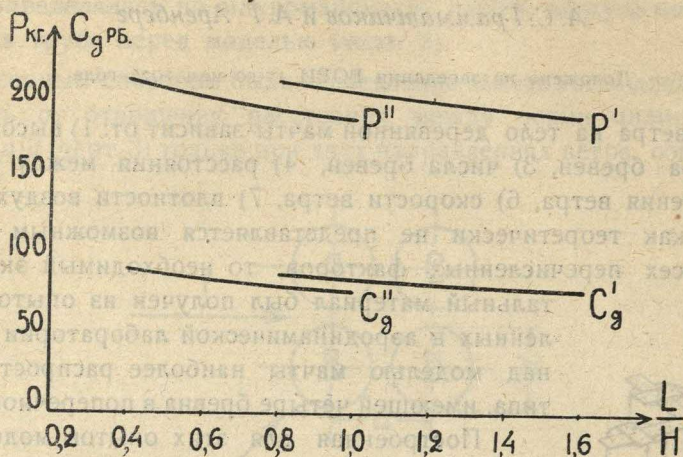
18. Основная идея предложенного исследования заключается в приведении физически разнородных элементов мачтовой установки к однородности, допускающей рассмотрение и нахождение оптимума сразу для всей системы. Такое приведение выражается в переходе от массы материалов к их стоимости и оказывается тем более удобным, что между массами и стоимостями в данном случае существует простой закон пропорциональности.

В целях упрощения общих рассуждений и незагромождения их излишними формулами, нам пришлось пренебречь многими обстоятельствами, что, естественно, уменьшило точность общих выводов и заключений. В каждом частном случае и для особо ответственных сооружений эти обстоятельства могут быть учтены и введены в расчет

1) Задавая оттяжкам различные предварительные натяжения (что равносильно задаванию различной постоянной const) можно, вообще говоря, добиться того, что отклонения β каждого узла и в этом случае будут одинаковы; однако в условиях эксплуатации такую регулировку оттяжек нужно признать неосуществимой.

2) Наркомпочтель за последнее время уже вводит систему из 2-х анкеров для 9 оттяжек своих 150 м мачт.

в качестве тех или иных поправок. Так, например, при желании не трудно учесть изменения p , а след., и Q с изменением F , учесть изменения C_d с диаметром бревен¹⁾ и, наконец, ввести в расчет стоимость

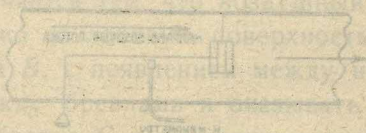


Черт. 18

оковки. Несколько более сложным оказался бы только учет изменений коэффициента x , но и он вполне осуществим.

Наркомпочтель.

Строительный отдел.



¹⁾ На черт. 18 построены кривые изменения p и C_d с L для вышеразобранного примера с мачтой 125 м. При построении кривых C_d , для 5 вершковых бревен принималась цена 1 р. 10 к. за кубофут и коэффициент отброса 0,45, а для 7,5 вершковых бревен—цена 1 р. 40 к. за кубофут и коэффициент отброса 0,35. Как и было указано выше, зависимость p , также как и C_d , от L крайне слаба.

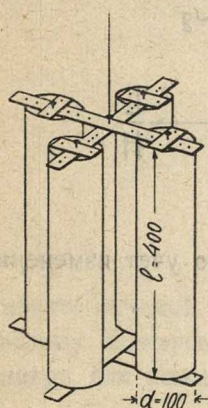
К вопросу о расчете давления ветра на мачты

А. С. Грамматчиков и А. Г. Аренберг

Доложено на заседании РОРИ 17-го мая 1927 года

Давление ветра на тело деревянной мачты зависит от: 1) высоты мачты, 2) диаметра бревен, 3) числа бревен, 4) расстояния между бревнами, 5) направления ветра, 6) скорости ветра, 7) плотности воздуха.

Так как теоретически не представляется возможным выяснить влияние всех перечисленных факторов, то необходимый эксперимен-



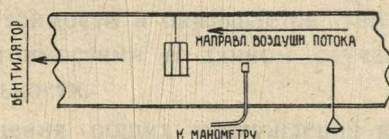
Черт. 1

тальный материал был получен из опытов, поставленных в аэродинамической лаборатории 1-го МГУ над моделью мачты наиболее распространенного типа, имеющей четыре бревна в поперечном сечении.

Построенная для этих опытов модель мачты состояла из 4-х деревянных цилиндров диаметром 10 см и длиной 40 см с железными накладками по концам. Цилиндры эти соединялись друг с другом при помощи 2-х железных крестовин, по которым они могли передвигаться и тем самым изменять расстояние между своими осями (черт. 1).

Для обеспечения правильного отсчета расстояния между осями цилиндров, в крестовинах заранее были высверлены соответствующие отверстия, в которые входили заточенные на конус концы стопорных болтиков.

Модель подвешивалась вертикально внутри аэродинамической трубы, в которой создавался воздушный поток, отклонявший модель в сторону своего движения (черт. 2). Для определения силы, отклоняю-



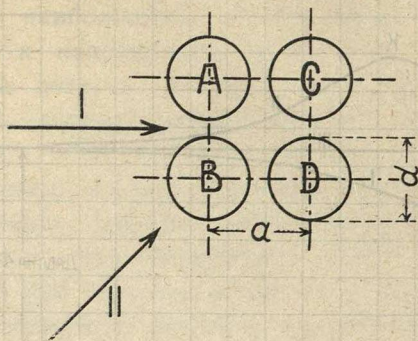
Черт. 2

щей модель от ее начального положения, к ней на середине высоты была прикреплена расположенная перпендикулярно к оси модели гибкая проволока, переброшенная через блок. К другому концу проволоки прикреплялась чашка для разновеса.

Каждый опыт заключался в следующем: Модель располагалась под заданным углом к направлению ветра, цилиндры раздвигались на определенное расстояние. Начальное положение модели фиксировалось при помощи визирной трубки. После этого пускался в ход вентилятор. Модель, отклоненная струей воздуха в сторону от своего начального

положения, снова возвращалась к нему при помощи груза, положенного на чашку весов; таким образом груз этот уравнивал давление ветра на модель. Скорость ветра, поддерживаемая постоянной во время опытов, определялась по микроманометру Krell'я, капсульт которого был помещен в трубе перед моделью (черт. 2).

Описанным способом была исследована зависимость давления ветра на модель от отношения расстояния между осями цилиндров к их диаметру a/d (черт. 3) только при двух направлениях ветра, совпадающем



Черт. 3

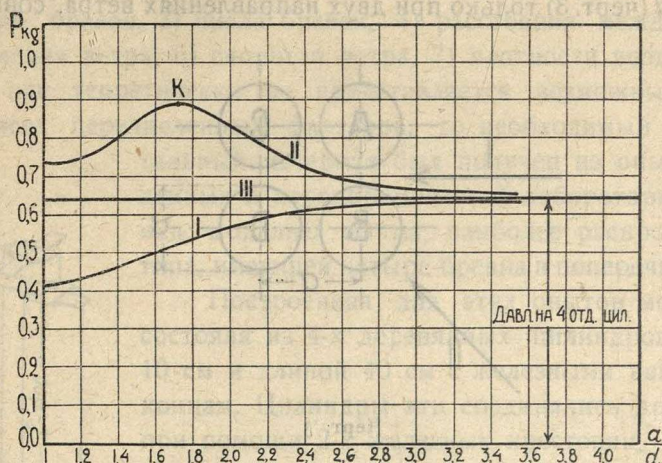
со стороной квадрата *I* и с диагональю квадрата *II*. Все другие возможные направления ветра, лежащие между выбранными, не представляют интереса, так как являются промежуточными. Влияние железной арматуры модели, крестовин, накладок, болтиков и пр. предварительно было исследовано отдельно и во все результаты вводилась соответствующая поправка.

Результаты опытов изображены в виде кривых (черт. 4). Из рассмотрения кривой *I*—(направление ветра совпадает со стороной квадрата) видно, что с увеличением отношения a/d давление ветра на модель возрастает; это объясняется тем, что воздушный поток, действовавший в начале опыта только на лобовую поверхность 2-х плотно сдвинутых передних бревен *A* и *B*, с появлением между ними просвета начинает попадать внутрь между бревнами и оказывать некоторое добавочное давление на задние бревна *C* и *D*, которые раньше были „заэкранированы“ передними бревнами.

С увеличением расстояния между осями бревен „экранирующее“ действие передних бревен постепенно ослабевает и давление на мачту продолжает возрастать. При очень больших расстояниях между осями бревен „экранирующее“ действие передних бревен *A* и *B* делается почти незаметным. Соответственно этому давление ветра на тело мачты перестает увеличиваться и стремится к некоторому пределу, представляющему собой давление на взятые в отдельности четыре бревна.

Кривая *II* (направление ветра совпадает с диагональю квадрата) начинается выше кривой *I*. Причина этого кроется в том, что в данном

случае при расположении бревен вплотную друг к другу, т.е. при $a/d=1$, поверхность, перпендикулярная к направлению ветра, получается значительно большей. Кроме того в этом случае не имеет места образование „воздушной подушки“, препятствующей попаданию частиц воздуха в угол между отдельными цилиндрами и приближающей таким образом процесс, происходящий при обтекании модели, к процессу, имеющему место при обтекании цилиндра, диаметр которого равен



Черт. 4

ширине мачты. С увеличением расстояния между осями цилиндров обтекаемая воздухом поверхность увеличивается, так как частицы воздуха, попадающие в просвет между цилиндрами, производят давление на те части модели, которые раньше при малых расстояниях между осями цилиндров были закрыты; поэтому давление на модель увеличивается и кривая поднимается, достигая некоторого максимума в точке K, соответствующей наибольшей отдаче энергии воздушного потока нашей модели. Пройдя через максимум, кривая давления начинает опускаться, так как давление на всю модель стремится, как этого и следовало ожидать, к тому же пределу, что и в первом случае, т.е. к давлению на четыре отдельных цилиндра.

Для проверки последнего соображения было испытано отдельно давление ветра на одно бревно. При этом оказалось (III), что величина полученного давления, умноженная на четыре, лежит в пределах ошибки, как раз между ветвями наших кривых, соответствующими большим расстояниям между осями бревен. Следовательно, если-бы конструкция модели позволила увеличить еще больше расстояние между осями бревен, ветви кривых I и II совпали бы с прямой III, проведенной на высоте, соответствующей давлению на четыре отдельных цилиндра (черт. 4).

Рассмотренные кривые показывают, что изменение расстояния между осями бревен при неизменных прочих условиях влечет за собой

изменение давления ветра на модель. Для выяснения количественной зависимости между интересующими нас величинами воспользуемся следующим выражением, известным из аэродинамики:

$$P = c S \frac{\gamma v^2}{2g},$$

где: P —давление ветра в кг, c —коэффициент лобового сопротивления, при данном направлении ветра и его скорости, зависящий от отношения a/d , S —площадь наибольшего сечения одного бревна, плоскостью перпендикулярной к направлению ветра в кв. метрах, γ —вес в кг одного куб. метра воздуха, равный при нормальных атмосферных условиях 1,293 кг, v —скорость ветра в м/сек, g —ускорение силы тяжести, равное 9,81 м/сек².

Для одного бревна, имеющего отношение длины к диаметру $l/d = 4$ (черт. 1), мы получили давление ветра из опыта 0,16 кг. Тогда при условиях опыта, т.е. при температуре воздуха в 10° С, атмосферном давлении 755 мм и при скорости ветра $v = 10$ м/сек мы можем вычислить опытный коэффициент лобового сопротивления

$$c_{оп} = \frac{2 \cdot P \cdot g}{\gamma S v^2} = \frac{2 \cdot 0,16 \cdot 9,81}{1,245 \cdot 0,04 \cdot 100} = 0,625.$$

Переходим от условий опыта к условиям работы действительных мачт. Диаметр бревен, из которых строятся мачты, в среднем бывает в три раза больше диаметра бревен, исследованной модели. Отношение длины действительной мачты к ее диаметру l/d приближается к ∞ . За расчетную скорость ветра обычно принимается 50 м/сек.

По опытам Прандтля для перечисленных условий коэффициент лобового сопротивления, называемый нами „расчетным“, равен

$$c_p = 0,35.$$

Этим значением коэффициента c_p можно пользоваться при расчетах однобревенчатых мачт при скорости ветра 50 м/сек. Таким образом мы видим, что расчетный и наш опытный коэффициенты связаны отношением:

$$\frac{c_p}{c_{оп}} = \frac{0,35}{0,625},$$

откуда имеем, что:

$$c_p = 0,56_{оп}.$$

Рассматривая мачту, имеющую четыре бревна в сечении, как некоторый эквивалентный цилиндр, мы предполагаем, что при переходе от условий опыта к условиям действительности коэффициент лобового

сопротивления должен изменяться в том-же отношении, как и для однобрусчатых мачт. Исходя из этого, приводим таблицу расчетных значений коэффициента лобового сопротивления в зависимости от отношения a/d , составленную на основании результатов произведенных опытов по формуле:

$$c_p = 0,56 \frac{2Pg}{\gamma S v^2} = 0,56 \frac{2,9,81}{1,245 \cdot 0,04 \cdot 100} P = 2,2 P.$$

$\frac{a}{d}$	1	1,2	1,4	1,6	1,8	2	2,2	2,4	2,6	2,8	3	3,2	3,4	3,6
c_I	0,92	0,97	1,03	1,1	1,17	1,25	1,3	1,34	1,36	1,37	1,38	1,39	1,4	1,4
c_{II}	1,62	1,65	1,76	1,94	1,96	1,82	1,71	1,61	1,52	1,48	1,44	1,435	1,43	1,43

(Значение индексов то же, что и на черт. 3 и 4).

Таким образом, беря из таблицы значение коэффициента лобового сопротивления, соответствующее интересующему нас отношению a/d , при данном направлении ветра получаем для определения давления на погонный м длины мачты следующее выражение:

$$P = c d \frac{\gamma v^2}{2g},$$

где d —диаметр бревна мачты в м, численно равный при его длине 1 м площади его проекции.

Ведя расчет при скорости $v = 50$ м/сек, при нормальных атмосферных условиях имеем окончательное расчетное выражение:

$$P = c d \frac{1,293 \cdot 2500}{2,9,81} = 165 c d.$$

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность проф. ИМГУ—Александру Ивановичу Морошкину за ряд ценных указаний и за предоставление необходимой аппаратуры.

Москва.

Моск. Высш. Техн. Уч-ще.

10 июня 1927 года.

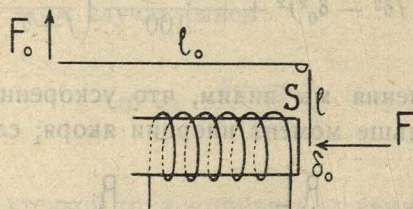
(Доставлена в редакцию 21 ноября 1927).

О реле замедленного действия в технике связи

Инж. М. М. Савостюк

В телефонии, и главным образом в автоматической, часто применяют реле, которое должно действовать на якорь только с определенным запаздыванием. К причинам нормальным, вызывающим запаздывание реле, следует отнести механические свойства его и запаздывание при нарастании тока. Для увеличения времени запаздывания можно сконструировать такое реле, которое отличается от обыкновенного только тем, что на тот или другой конец сердечника катушки надевается медное кольцо.

Для уяснения явлений запаздывания реле, представим реле телефонного типа, черт. 1. Назовем F —силу притяжения якоря в граммах,



Черт. 1

F_0 —противодействующую силу пружины в состоянии покоя при междужелезном пространстве якоря δ_0 , δ —междужелезное пространство в рабочем положении якоря, S —площадь магнитного потока, проходящего через междужелезное пространство, K —момент инерции якоря по отношению к его плечу l . Тогда закон изменения усилия пружины до того момента, пока установится устойчивый контакт, выразится формулой

$$F_0 + \Theta (\delta_0 - \delta),$$

где Θ —постоянная времени при притяжении якоря, равная $\frac{L}{R}$ (L — самоиндукция, а R —омическое сопротивление). Далее известно, что величина силы F в граммах определится формулой

$$F = - \frac{I}{2} a w \frac{d\Phi}{d\delta}, \text{ или } F = \frac{2\pi (aw)^2 S}{100 (f + \delta)^2},$$

где Φ —магнитный поток, aw —ампер-витки, f —магнитное сопротивление железа, эквивалентное некоторому добавочному междужелезному пространству, которое при магнитной проницаемости $\mu = 2000$ и пути

магнитного потока в 20 см равно $\frac{20}{2000} = 0,01$ см. Если пренебречь инерцией пружины, то, принимая во внимание указанные выше обозначения, можно написать следующее уравнение движения якоря

$$F_0 + \Theta (\delta_0 - \delta) - \frac{2\pi (aw)^2 S}{100 (f + \delta)} = \frac{K}{l} \frac{d^2 \delta}{dt^2}.$$

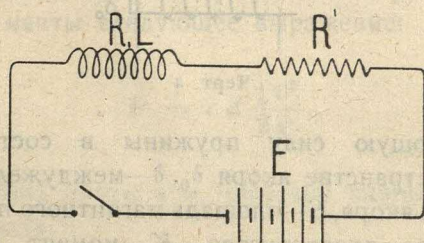
После интегрирования получаем

$$(F_0 + \Theta \delta_0) \delta - \frac{\Theta \delta^2}{2} + \frac{2\pi (aw)^2 S}{100 (f + \delta)} + A = \frac{K}{2l} \left(\frac{d\delta}{dt} \right)^2.$$

Отсюда мы можем определить постоянную A , т. к. $\frac{d\delta}{dt} = 0$ при $\delta = \delta_0$. Следовательно

$$(F_0 + \Theta \delta_0)(\delta - \delta_0) - \frac{\Theta}{2} (\delta^2 - \delta_0^2) + \frac{2\pi (aw)^2 S}{100} \left(\frac{1}{f + \delta} - \frac{1}{f + \delta_0} \right) = \frac{K}{2l} \left(\frac{d\delta}{dt} \right)^2.$$

Из этого уравнения мы видим, что ускорение и скорость будут тем больше, чем меньше момент инерции якоря; следовательно, чтобы



Черт. 2

сократить до минимума время, в течение которого будет замыкаться контакт, следует брать очень легкие якоря.

Запаздывание реле обнаруживается только тогда, когда

$$\frac{2\pi (aw)^2 S}{100 (f + \delta_0)} > F_0, \quad F > F_0.$$

Запаздывание реле при нарастании в цепи тока уясняется из эквивалентной схемы, представленной на черт. 2, где приняты следующие обозначения: R и L —сопротивление и самоиндукция реле, R' —сопротивление внешней цепи и E —напряжение батареи. В этом случае уравнение установившегося тока будет

$$E = (R' + R) i + \frac{L di}{dt}; \quad i = \frac{E}{R' + R} (1 - e^{-\frac{R + R'}{L} t}).$$

Отношение $\frac{L}{R+R'}$ — постоянная времени во взятой нами эквивалентной цепи. Из этого уравнения видно, что, чем больше эта постоянная времени, тем медленнее будет устанавливаться ток, а это значит, что реле будет запаздывать. Если R' равно нулю, то реле будет работать тем медленнее, чем больше его самоиндукция по отношению к омическому сопротивлению. Сопротивление реле можно представить следующим выражением

$$R = \frac{K_2 \omega \lambda}{S_1} = \frac{K_2 \omega^2 \lambda}{\omega S_1} = \frac{K_2 \lambda}{K_1} \cdot \omega^2 = K' \omega^2,$$

где ω — число витков реле, S_1 — сечение одного витка, $\omega S = K_1 = \text{const}$ для данного реле; величина K_1 есть полный объем занимаемый обмоткой реле, принимая во внимание изоляцию и неплотное прилегание проводников друг к другу, λ — средняя длина одного витка. Как известно, магнитный поток в этом случае равен

$$\Phi = \frac{4\pi a \omega S}{10 (f + \delta)},$$

и если пренебречь утечкой тока и принять во внимание только величину магнитного потока, создаваемого ω витками катушки, то получим

$$\omega \Phi = Li = \frac{4\pi \omega^2 i S}{10 (f + \delta)};$$

таким образом

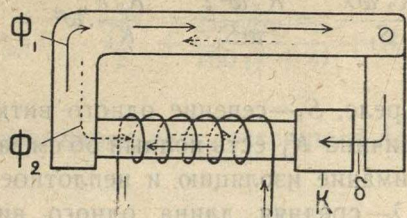
$$L = \frac{4\pi \omega^2 S}{10 (f + \delta)}, \quad \Theta = \frac{L}{R} = \frac{4\pi \delta}{10 K (f + \delta)}.$$

Это уравнение показывает, что при нашем теоретическом допущении запаздывание реле будет зависеть от механической конструкции его: оно тем больше, чем больше сечение междужелезного пространства и чем меньше его площадь; практически же, при одной и той же конструкции реле, с большим запаздыванием будет работать то реле, которое имеет меньшее сопротивление. Влияние междужелезного пространства уменьшается при условии повышения магнитной индукции в железе. При размыкании реле сопротивление $R + R'$ возрастает до бесконечной величины, изменяясь по некоторому закону $f(t)$, так что экстрапола выражается формулой

$$i' = \frac{E}{R + R'} e^{-\int \frac{f(t)}{L} dt}.$$

Из этого выражения видно, что постоянная времени реле при размыкании будет тем меньше и, следовательно, размыкание тока будет происходить тем быстрее, чем меньше будет самоиндукция реле.

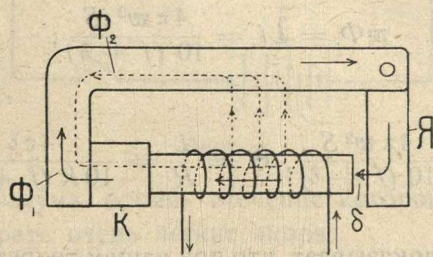
Рассмотрим теперь действие реле на якорь, если на сердечнике его катушки надето с того или другого конца медное кольцо. Если кольцо надето на конце, обращенном к якорю, черт. 3, то при размыкании цепи, когда якорь в рабочем положении, в медном кольце порождаются токи Фуко, которые и удлиняют время прохождения магнитного потока, а следовательно, и время притяжения якоря. В то



Черт. 3

время, как в обыкновенном реле время притяжения и размыкания якоря порядка 0,01 с, — в реле, показанном на черт. 3, это время увеличивается до 0,6 с. Такое замедление размыкания цепи происходит независимо от положения медного кольца на сердечнике.

В том случае, когда ток только что начинает протекать по обмотке при якоря в состоянии покоя, действие реле будет зависеть уже от положения медного кольца на том или другом конце сердечника.



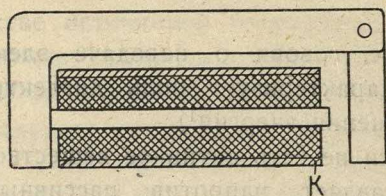
Черт. 4

Пусть Φ₁, черт. 3, — основной магнитный поток (сплошная стрелка) и Φ₂ — противодействующий магнитный поток (пунктирная стрелка), порожденный токами Фуко в момент размыкания цепи, и пусть медное кольцо К надето на сердечник со стороны якоря — Я. Тогда, противодействующий магнитный поток Φ₂ будет замыкаться через междужелезное пространство по тому же пути, как и основной поток Φ₁, но только в обратном направлении. Ослабленный таким образом поток Φ₁ только через некоторое время достигает необходимой для притяжения якоря величины.

Далее, если медное кольцо надеть с противоположной стороны, черт. 4, то имеют место совершенно другие явления. Здесь магнитный

поток Φ_1 пройдет по тому пути, как показано сплошной стрелкой. Противодействующий же поток Φ_2 , при выходе из медного кольца, своими силовыми линиями будет замыкаться главным образом не через междужелезное пространство δ , а сейчас же по выходе из кольца, как показано на чертеже пунктирными стрелками. Только незначительная часть силовых линий магнитного потока Φ_2 будет замыкаться через междужелезное пространство. Опыты показывают, что чем дальше кольцо от конца сердечника, обращенного к якору, тем меньшее число силовых линий потока Φ_2 будет замыкаться через междужелезное пространство δ . В этом случае замедление притяжения якоря будет весьма незначительно.

На черт. 5 показано реле, обмотка которого по всей наружной поверхности заключена в медное кольцо. Такое реле не работает при



Черт. 5

протекании по обмотке переменного тока, так как каждое изменение основного магнитного потока вызывает такой же величины противодействующий поток, который и уничтожает магнитный поток, создаваемый ампер-витками катушки. При питании же цепи такого реле постоянным током, мы получим работу реле замедленного действия.

Электротехнические лаборатории

НТК НКПС.

1 ноября 1927.

К вопросу об электропроводности металлов

Проф. А. К. Котельников

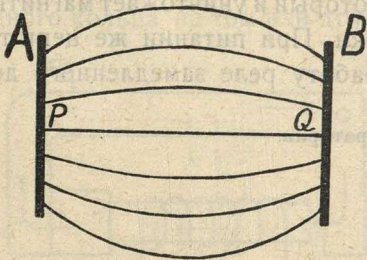
Проводник представляет собою не канал, по которому течет энергия, а пространство, к которому часть энергии притекает и в котором она превращается в теплоту.

G. Ferraris.

Проблема электропроводности так тесно связана с тем или другим представлением о процессе электрического тока, что прежде, чем перейти к ней, необходимо изложить нашу основную точку зрения на этот процесс.

Галилео Феррарис, говоря о передаче электрической энергии, следующим образом характеризует роль диэлектрика и проводника в процессе распространения энергии¹⁾.

„Металл проволоки не есть активное вещество в трансмиссионном механизме; он представляет, напротив, пассивный материал среди окружающего диэлектрика, в котором сосредоточиваются и распространяются силы; проволока представляет собою только *линию ослабления поля*, которая обуславливает распространение в данном направлении;



Черт. 1

она не есть средоточие основного явления, а лишь определяет для явления ось, или дает направление распространению“. *„Проводник представляет собою не канал, по которому течет энергия, а пространство, к которому часть энергии притекает и в котором она превращается в теплоту“.* (Курсив наш).

Представление о процессе возникновения электрического тока, развиваемое другим итальянским ученым Гвидо Грасси, вполне соответствует только что приведенным положениям. Мы позволим себе привести соответствующую выдержку и из книги этого ученого, так

1) Научные основания электротехники, G. Ferraris, стр. 310 русского перевода Ф. С. Шкляревского. Изд. 1904 г.

как этот процесс изложен в ней настолько хорошо, что не стоит передавать его своими словами¹⁾.

„Положим, что A и B (черт. 1) суть два заряженных проводника, один положительный, другой отрицательный, и что в состоянии равновесия, пока они изолированы, линии потока имеют распределение, указанное на чертеже. Когда между точками P и Q устанавливается соединение посредством проводящей проволоки, то трубка потока, занимавшая ранее место этой проволоки, не может более существовать; она как бы разрушается; вследствие этого исчезает и давление, которое трубка PQ оказывала на соседние с ней трубки, и которое эти последние оказывали, в свою очередь, на нее со всех сторон. Следовательно, эти трубки, теснимые другими, более удаленными трубками, будут стремиться к месту, занимаемому проволокой PQ , и будут здесь последовательно разрушаться. Если заряды на A и B постоянно возобновляются при посредстве источников электричества, то и электрическое поле постоянно возникает вновь, а трубки его продолжают все время притекать к проводящей линии PQ и здесь непрерывно уничтожаться“.

В своих предыдущих работах мы неоднократно делали попытки выяснить механизм этого уничтожения (разрушения) электрических трубок; в результате этих попыток у нас сложилось некоторое определенное представление, к краткому изложению которого мы и переходим.

Электрическое поле представляется обычно, как поляризованный диэлектрик, т.-е. диэлектрик, во всех точках которого в некоторых определенных направлениях произошел сдвиг (смещение) положительных и отрицательных зарядов, сопровождаемый упругим противодействием среды, в которой этот сдвиг происходит.

Такого сдвига в проводнике быть не может, так как вещество проводника неспособно развивать упругое противодействие. Вследствие этого, сдвинувшиеся заряды, коснувшись проводника, опять передвигаются в прежнее положение, причем та энергия, которая была затрачена на сдвиг (поляризацию) и в виде электрической энергии заключалась в каждой точке (бесконечно малом объеме) диэлектрика, освобождается, переходя в тепловую энергию. Совершенно безразлично, конечно, один ли заряд сдвинулся, и какой именно, или же оба они переместились в противоположных направлениях; важно то, что в диэлектрике возникло электрическое поле, поддерживаемое какой-то электрической или электродвижущей силой, и на это затрачена энергия, заключенная в каждой единице объема пространства, занимаемого полем. Для удобства исследования этого поля мы представляем его себе в виде электрических силовых трубок, о которых идет речь в вышеприведенной выдержке.

Когда такая трубка разрушается, погружаясь в проводник, то в каждом элементарном объеме ее (в каждой точке) происходит обратное

²⁾ Научные основания электротехники, G. Grassi, стр. 93 русского перевода Ф. С. Шкляревского. Изд. 1914 г.

явление: 1) переход зарядов в прежнее положение, соответствующее обычному (неполяризованному) состоянию диэлектрика; 2) их нейтрализация и освобождение энергии, затраченной на образование электрического поля.

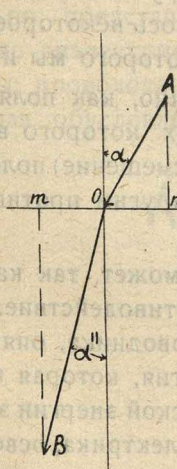
В своем представлении мы намеренно ни делаем никаких определенных предположений о строении зарядов и считаем их равноправными факторами рассматриваемого явления.

Рассмотрим процесс погружения электрической силовой трубки в провод.

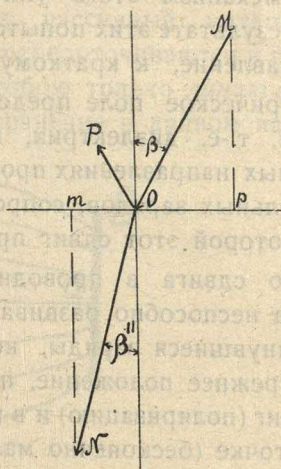
Этот процесс представляет собою ни что иное, как падение электрического смещения на проводник ($\epsilon_2 = \infty$), разобранный нами в статье: Отражение электрического смещения в диэлектрике¹⁾.

Прежде всего надо отметить, что наше толкование явлений, возникающих при падении электрического смещения на проводник, несколько отличается от обычного. Яснее всего это различие видно из сравнения графического представления явления в обычном и нашем толковании (черт. 2 и 3).

В первом случае (черт. 2) имеем: AO —падающий луч, OB —пре-



Черт. 2



Черт. 3

ломленный, причем $Om = On$. Во втором случае (черт. 3) имеем: MO —падающий луч, OP —отраженный и ON — преломленный, причем Om не равно OP .

Если выполнить оба эти чертежа для одного и того же случая, то получим следующие сходства и различия: $\alpha = \beta$, $\alpha'' = \beta''$, $OB = ON$ и MO не равно AO . Кроме того, появляется новый вектор OP —отраженный, которого нет в обычном толковании.

Различие это можно формулировать следующим образом: в то время, как обычное толкование явления перехода электрического

¹⁾ ГИТбп, № 37, 282—292, 1926.

смещения через пограничную поверхность рассматривает это явление, как отклонение трубки смещения, мы рассматриваем его, как отражение и преломление. Если сравнить модули падающих лучей в обоих чертежах, то получим

$$OM = OA + OP,$$

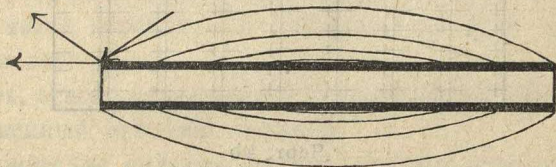
откуда ясно, что в обычном толковании игнорируется именно вектор отраженный. Таким образом, при падении электрического смещения на пограничную поверхность падающий вектор заменяется двумя векторами: отраженным и преломленным.

Первый вектор¹⁾, по нашему толкованию, поляризуется в плоскости падения и является источником магнитного поля, а потому рассмотрение его выходит из рамок настоящей статьи и будет произведено особо. Источником же электрических и тепловых явлений в проводе является второй вектор, к рассмотрению которого и переходим.

Из отношения

$$\frac{tg\alpha}{tg\alpha'} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$$

ясно, что, под каким бы углом ни падала силовая трубка на проводник, преломленная трубка должна иметь направление, параллельное поверхности проводника (черт. 4а). Таким образом, если развернуть проводник,



Черт. 4а

то мы получим как бы лежащий на нем слой поляризованного диэлектрика, направление смещения в котором параллельно поверхности и оси проводника (черт. 4б). Этот слой, входя в контакт с поверхностью проводника, нейтрализуется, причем электрическая энергия переходит в тепловую. Следовательно, по всей поверхности проводника происходит непрерывная нейтрализация и освобождение энергии, и трубка, как явление электрическое, не проникает во всю толщу провода.

Все эти явления, т.е. разрушение силовых трубок, нейтрализация зарядов и освобождение энергии в связи с образованием магнитного поля вокруг провода, и образуют то, что мы называем электрическим током.

Рассмотрим единицу длины провода. Сила тока с нашей точки зрения определяется количеством нейтрализующихся зарядов. Это

¹⁾ Доклад Научно-Исследовательской Кафедры Электротехники в Киеве (8, V, 1927) „Образование электрического и магнитного поля вокруг провода“.

количество прежде всего прямо пропорционально величине смещения (D) в каждой точке вблизи поверхности проводника. Оно равно

$$D = \frac{\varepsilon F}{4\pi},$$

причем F —напряжение электрического поля—равно

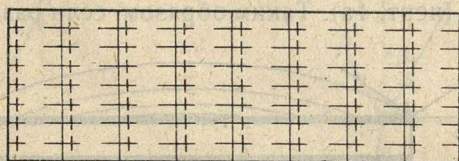
$$F = C \cdot \frac{E}{l} \left(\text{или точнее: } F = C \cdot \frac{dE}{dl} \right),$$

где E —напряжение у концов проводника, l —его длина, C —некоторый коэффициент пропорциональности. Отсюда

$$D = \frac{C \cdot \varepsilon \cdot E}{4\pi l},$$

т.е. смещение в каждой точке у поверхности провода прямо пропорционально напряжению на концах провода и обратно пропорционально его длине.

Такова величина смещения у поверхности провода. Количество же нейтрализующегося смещения определяется не только величиной самого,



Черт. 4б

смещения, но и тепловыми свойствами проводника: его теплопроводностью и теплоемкостью. Образующаяся теплота нагревает провод до тех пор, пока не установится равновесие между поглощением тепла и его рассеянием. Количество поглощаемого в секунду тепла (а следовательно, и нейтрализующегося смещения) пропорционально теплопроводности вещества и теплоемкости единицы длины провода. Так как для обычных температур теплопроводность прямо пропорциональна электропроводности, а теплоемкость пропорциональна объему рассматриваемой единицы длины провода, в результате—площади его поперечного сечения, то количество нейтрализующегося смещения прямо пропорционально электропроводности и площади поперечного сечения проводника. Эту зависимость в связи с зависимостью от длины проводника и напряжения на его концах и дает закон Ома.

Если теперь мы предположим, что провод составлен из различных частей, обладающих разными сопротивлениями, то получим на границах то явление, которое обычно принято называть отражением, но которое правильнее было бы назвать пограничным явлением. Тогда в точках

перехода образуются, кроме основного, падающего напряжения, напряжения отраженные, в результате чего устанавливается 1) непрерывность тока и 2) падение напряжения, прямо пропорциональное сопротивлению провода¹⁾. Отсюда прямая пропорциональность сопротивлению не только падения напряжения, но и поглощаемой энергии.

Таким образом законы Ома и Джоуля вполне оправдываются предлагаемым представлением.

Эти выводы строго справедливы только для установившегося процесса постоянного тока. При переменном токе правильность соотношения между поглощением и рассеянием тепловой энергии нарушается, так как при непрерывном рассеянии поглощение энергии моментами делается равным нулю. Увеличение числа этих моментов в секунду должно привести к тому, что в процессе обмена тепла между проводником и окружающим его пространством (в установлении равновесия этого обмена) принимает активное участие не вся масса провода, а только большая или меньшая часть ее, расположенная у поверхности, т.-е. к так называемому поверхностному эффекту (skin-effect).

В заключение необходимо отметить следующие следствия предлагаемой точки зрения:

1. Предлагаемое представление совершенно отрицает необходимость переноса электричества (электронов) вдоль всего провода от одного полюса к другому²⁾.

2. Отбрасывается также и представление об электрических явлениях во всей массе провода, так как нейтрализация происходит в его поверхностном слое.

3. Энергия, освобождающаяся при разрушении трубки, представляет собою единственный источник теплоты.

4. Электрические явления, происходящие в диэлектрике, кончаются в поверхностном слое проводника, после чего они переходят в тепловые, которые и совершаются в массе проводника. Таким образом, проблема электропроводности сводится к проблеме теплопроводности.

Различие между током смещения и током проводимости с нашей точки зрения заключается в том, что ток смещения представляет собою процесс возникновения и изменения электрического поля в диэлектрике, т.-е. при наличии упругого противодействия, а ток проводимости есть процесс разрушения электрического поля в проводнике, т.-е. при отсутствии упругого противодействия.

¹⁾ Отражение в электрических цепях. Титбп № 31, 1925.

²⁾ На это я указывал еще в 1923 г. в своей статье: „Об электрическом токе“, напечатанной в Известиях Киевск. Полит. Института.

„Перемещение каждого элементарного заряда не выходит за пределы молекулярных расстояний, необходимых для встречи с соседним разноименным зарядом и образования с ним того нейтрального соединения, которое характеризует нейтральное состояние среды“.

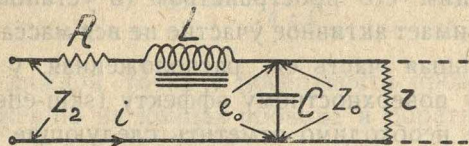
Необходимо отметить, что проф. Л. И. Кордыш, исходя из совершенно других соображений, приходит к аналогичным заключениям и отрицает пробег электронов вдоль всего проводника. См. Л. И. Кордыш: „К теории электропроводности“. Изв. Киевск. Полит. Института, 1926.

Расчет сглаживающих фильтров

Инж. А. М. Кугушев

В настоящей статье рассматривается часть главнейших положений, которые должны быть принимаемы в основу при расчете сглаживающих фильтров мощных выпрямительных установок.

§ 1. **Схема фильтра.**—Вопрос о выборе схемы для мощных установок должен быть решен в пользу однозвенной схемы (черт. 1). Следующие соображения ведут к этому: 1) Нежелательное наличие периодических контуров в многозвенной схеме; при однозвенной схеме,



Черт. 1

благодаря присутствию вентиля, колебания могут продолжаться только в течение одной четверти или половины первого периода. Вред колебательного процесса при телеграфном ламповом передатчике заключается в большой постоянной времени этих контуров, а при радифонной передаче, кроме того, период их может оказаться в резонансе с модулирующей частотой и внести искажения. 2) Экономически, при постройке, многозвенные фильтры не дают никакого преимущества, а в частных случаях могут оказаться и более дорогими по сравнению с однозвенными. 3) Простота однозвенной схемы как в смысле расчета, так и в постройке.

§ 2. **Определение фильтра по степени сглаживания.**—Для вывода формул, определяющих самоиндукцию и емкость фильтра, воспользуемся тем же методом, какой был использован автором¹⁾ в статье: „Радиофонирование выпрямленным током“. Найдем функцию

$$\eta = f(L, C, r, R),$$

где

$$\eta = \frac{e_0}{e_1}. \quad (1)$$

В зависимости от формы питающего переменного тока для радиотелефонного передатчика должны иметь:

¹⁾ ТИТбп № 26, 411, 1924.

при 3-х фазном выпрямлении $\eta =$ от 0,07 до 0,14,

„ 6-ти „ „ „ $\eta =$ от 0,08 до 0,14,

„ 12-ти „ „ „ $\eta =$ от 0,07 до 0,08.

Обозначения применительно к схеме черт. 1 следующие: e_0 —амплитуда переменной слагающей напряжения на сопротивлении r при наличии фильтра, e_1 —тоже, но в отсутствии фильтра. Сопротивление r , равное величине $r = E_M/I_M$, представляет из себя эквивалент нагрузки и считается чисто омическим. Сопротивление R —эквивалент внутреннего сопротивления источника, а именно всей установки, включая вентиля, трансформаторы и линию. Оно может быть вычислено с приближением тем более, что оно незначительно влияет в окончательной формуле, как то будет видно из дальнейшего.

„Внутренней“ самоиндукцией — рассеиванием трансформаторов — пренебрегаем, так как она мала и кроме того этим мы получаем несколько большее значение L , чем требуется, что полезно.

Z_2 полное сопротивление всей цепи с фильтром, а Z_0 только разветвляющей части, так как мы интересуемся лишь переменными слагающими величин тока и напряжения.

Далее $e_0 = P Z_0/Z_2$, где P —эдс переменной слагающей, действующая в нашей цепи.

Без фильтра имеем

$$e_1 = P \frac{r}{r+R},$$

вследствие чего

$$\eta = \frac{r+R}{r} \cdot \frac{Z_0}{Z_2}. \quad (2)$$

Применяя метод комплексных выражений, определяем

$$Z_0 = \frac{r}{1-j \cdot r \cdot \omega_1 C}, \quad (3)$$

$$Z_2 = \frac{R - j \omega_1 R C r + j \omega_1 L + \omega_1^2 C L r + r}{1 - j r \omega_1 C}. \quad (4)$$

На основании ур-ний (3) и (4) уравнение (2) преобразуется так:

$$\eta = \frac{r+R}{\sqrt{(r+R + \omega_1^2 C L r)^2 + (\omega_1 C R r - \omega_1 L)^2}}. \quad (2')$$

В этих формулах круговую частоту ω_1 следует считать равной

$$\omega_1 = 2 \pi \cdot c \cdot \theta,$$

так как частота пульсаций выпрямленного многофазного тока всегда равняется основной частоте, умноженной на число выпрямляемых фаз.

Приведем ур-ние (2') к нормальному виду, заменив сложные выражения из постоянных простыми обозначениями

$$\omega_1^4 \cdot r^2 = M, \quad (5)$$

$$2 \omega_1^2 r^2 = K, \quad (6)$$

$$\omega_1^2 = N, \quad (7)$$

$$\omega_1^2 r^2 R^2 = P, \quad (8)$$

$$\left\{ (R+r)^2 - \left[\frac{r+R}{\eta} \right]^2 \right\} = S, \quad (9)$$

и решим относительно L :

$$L = \frac{-K \cdot C + \sqrt{K^2 C^2 - 4 (PC^2 + S) (M \cdot C^2 + N)}}{2 (MC^2 + N)}; \quad (10)$$

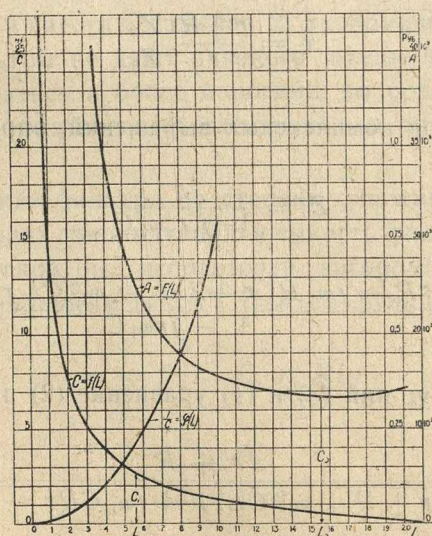
для $C = 0$ имеем

$$L_0 = \sqrt{-\frac{S}{N}}, \quad (10')$$

для $L = 0$ имеем

$$C_0 = \sqrt{-\frac{S}{P}}. \quad (10'')$$

Понятно, что с увеличением L емкость C уменьшается, и наоборот;



Черт. 2

поэтому, желая графически представить зависимость (10), находим вначале по ур-ниям (10') и (10'') предельные значения для L и C .

Далее дадим C ряд значений от 0 до C_0 , для которых соответственно определим значения L по ур-нию (10), и таким образом можем получить кривую $C = f(L)$, как изображено на черт. 2.

§ 3. Экономический выбор L/C . — Чтобы получить допустимую пульсацию, понятно, можно было бы взять любую пару значений из найденной кривой. Однако среди этих решений экономически, в смысле стоимости фильтра, выгодным будет лишь одно, которое определится в виде минимального значения функции

$$A \text{ руб.} = f(L, C);$$

A — стоимость всего фильтра в рублях.

В некоторых случаях эта функция имеет минимум для некоторых значений L и C , находящихся между пределами

$$L = L_0; C = 0$$

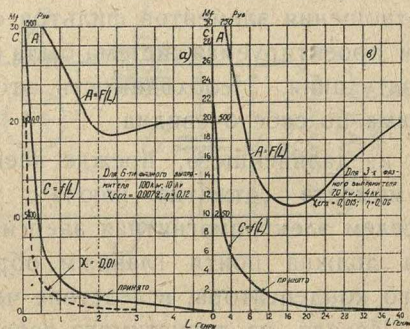
и

$$L = 0; C = C_0.$$

Как пример, на черт. 3 а и 3 в приведены две кривые вида

$$A = F(L).$$

Кривые черт. 3 а относятся к фильтру выпрямительной установки



Черт. 3

100 kW , 10 kV ; кривые черт. 3 в — соответственно к установке 7,0 kW , 4 kV . Прилагаемый материал получен при соответствующих работах в Нижегородской Радиолaborатории.

Стоимость конденсатора для данного постоянного напряжения E_M можно считать прямо пропорциональной его величине в микрофарадах. С изменением напряжения E_M стоимость пропорциональна квадрату его.

Стоимость дросселя можно определить достаточно точно по весу его активного материала, причем последний для железа определяется по нижеследующей формуле:

$$P_{ж} = \frac{I_M^2 L}{\left(av_{ж} + k_0 \frac{B_M}{1,26} \right) B_M} \cdot 7,8 \cdot 10^5 \text{ кг}; \quad (11)$$

здесь I_M —постоянный ток (средн. арифметич.), B_M —магнитная индукция (средн. арифметич.), $av_{ж}$ — $\frac{\text{амп. витки}}{\text{см}}$ для железа при данной B_M , $k_0 = \frac{\text{длина воздушного пути}}{\text{длина железного пути}}$ магнитных линий.

Как видно, в том же расчете магнито-провод делается с воздушным зазором. При всех величинах, равных *const*, вес железа можно считать пропорциональным L .

Теперь полную стоимость всего фильтра можно искать по формуле

$$A = (aC + vL) \text{ руб.}^1) \quad (12)$$

Решаем это уравнение графически, подставляя L и C из кривой $C = f(L)$ — черт. 2. Полученные результаты изображены кривой на том же чертеже 2. Наименьшее значение A в данном частном случае будет при фильтре, состоящем из дросселя с коэфф. самоиндукции L_s и конденсатором с емкостью C_s .

§ 4. Выбор L/C по допустимым перенапряжениям. — Для окончательного выбора соотношения элементов фильтра следует еще учесть условие, при котором проектируемая система была бы с возможно большим декрементом затухания. Необходимость этого требования для мощных установок сама по себе очевидна.

Как выяснится из дальнейшего, прежде всего надо исследовать переходный режим момента „отжатия ключа“, так как запасенная сглаживающим дросселем электромагнитная энергия во время исчезновения анодного тока должна пойти главным образом на увеличение заряда сглаживающего конденсатора, вследствие чего потенциал на его зажимах возрастает. Исходя из допустимого перенапряжения на конденсаторе, и следует выбирать соотношение сглаживающих элементов L и C .

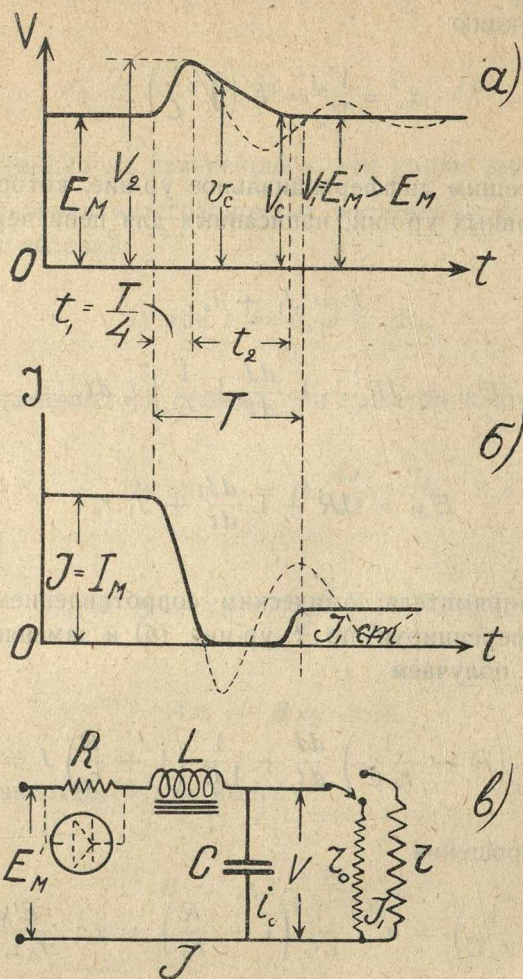
На черт. 4 приведены эквивалентная схема и диаграммы устанавливающегося режима тока и напряжения.

R — по предыдущему эквивалент внутреннего сопротивления источника, r — эквивалент полной нагрузки установки, r_0 — эквивалент холо-

¹⁾ a — стоимость 1 мф конденсатора, v — стоимость 1 генри дросселя.

стого хода установки, т.е. нагрузка на выпрямитель при „отжатом ключе“.

Последняя величина определяется из следующих соображений:
1) сглаживающие конденсаторы при последовательном соединении должны иметь искусственные утечки из специальных сопротивлений



Черт. 4

для равномерного распределения постоянного потенциала, 2) при „отжатом ключе“ в телеграфной работе возбуждение генераторных ламп не прекращается совершенно, вследствие чего потребляемый ими ток уменьшается не до нуля.

Пунктирные кривые на черт. 4 показывают процесс в том виде, в каком он должен был бы протекать, если бы в цепи не было электрических вентилей (выпрямителей), а источником служила бы, например, динамомашина постоянного тока.

Процесс почти всегда будет колебательным. От момента $\frac{T}{4}$, где $T = 2\pi\sqrt{LC}$, конденсатор будет разряжаться по экспоненциальной кривой на безиндукционное сопротивление r_0 , но не через дроссель L , ибо обратного тока в источник—выпрямитель идти не может и колебательный процесс прекратится.

Найдем функцию

$$\alpha_0 = \frac{V_2}{V_1} = F\left(\sqrt{\frac{L}{C}}\right). \quad (13)$$

Для этого решим дифференциальное уравнение, которое может быть получено из основных уравнений, написанных для цепи черт. 4:

$$J = J_1 + i_c, \quad (a)$$

$$E'_M = JR + L \frac{dJ}{dt} + \frac{1}{C} \int i_c dt, \quad (б)$$

$$E'_M = JR + L \frac{dJ}{dt} + J_1 \cdot r_0. \quad (в)$$

E'_M —эдс выпрямителя; омическим сопротивлением дросселя пренебрегаем. Дифференцируя по t уравнение (б) и заменяя i_c через J из уравнений (а) и (в), получаем

$$\frac{d^2 J}{dt^2} + \frac{1}{L} \left(R + \frac{1}{r_0 C} \right) \frac{dJ}{dt} + \frac{1}{LC} \left(1 + \frac{R}{r_0} \right) J = \frac{E'_M}{r_0 LC}; \quad (14)$$

заменяем для упрощения

$$\frac{1}{L} \left(R + \frac{1}{r_0 C} \right) = a, \quad \frac{1}{LC} \left(1 + \frac{R}{r_0} \right) = b, \quad \frac{E'_M}{r_0 LC} = d.$$

Общий интеграл уравнения (14)

$$J = A \cdot e^{x_1 t} + B e^{x_2 t} + \frac{d}{b}. \quad (15)$$

Напряжение на конденсаторе в переходный момент

$$V = E'_M - JR - L \frac{dJ}{dt}; \quad (16)$$

перед составляющей эдс самоиндукции $\left[-L \frac{dJ}{dt} \right]$ стоит знак „плюс“ в силу того, что она при уменьшении тока направлена одинаково с эдс источника.

$$x_1 = -\frac{a}{2} + \sqrt{\frac{a^2}{4} - b}; x_2 = -\frac{a}{2} - \sqrt{\frac{a^2}{4} - b}$$

или

$$x_1 = -\alpha + j\omega, x_2 = -\alpha - j\omega,$$

ибо, как будет видно из дальнейшего, эти корни мнимые.

Для определения интеграционных постоянных исходим из следующих начальных условий:

$$1) \text{ при } t = 0, J = I_M,$$

т.е. току установившегося режима при нажатом ключе, и

$$2) \text{ при } \tau = 0, \frac{dJ}{dt} = 0;$$

поэтому

$$A + B = I_M - \frac{E'_M}{R + r_0} = \Delta I, \quad (\text{I})$$

$$Ax_1 + Bx_2 = 0. \quad (\text{II})$$

Решая совместно, будем иметь:

$$B = \Delta I \frac{x_1}{x_1 - x_2}, \quad (\text{III})$$

$$A = - \left(\Delta I \frac{x_2}{x_1 - x_2} \right). \quad (\text{IV})$$

Подставляя в ур-ние (15), получим:

$$J = \Delta I \cdot e^{-\alpha t} \cdot \sin(\omega t + \varphi) + J_{1cm} \quad (17)$$

и точнее

$$J = \Delta I \cdot e^{-\alpha t} \frac{\sqrt{\omega^2 + \alpha^2}}{\omega} \cdot \sin(\omega t + \varphi) + J_{1cm}. \quad (17')$$

Последнее получается, если обозначить $tg \varphi = \frac{\omega}{\alpha}$; $k = \sqrt{\omega^2 + \alpha^2}$; причем в свою очередь:

$$\alpha = \frac{2}{L} \left(R + \frac{L}{r_0 C} \right); \quad \omega = \sqrt{\frac{1}{LC} \left(1 + \frac{R}{r_0} \right) - \frac{1}{4L^2} \left(R + \frac{L}{r_0 C} \right)^2} \cong \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

и $J_{1cm} = \frac{E'_M}{r_0 + R}$ — стационарный ток через r_0 .

Для разрешения ур-ния (16) находим $-L \frac{dJ}{dt}$ из (17); откуда получаем

$$-L \frac{dJ}{dt} = k L \cdot \Delta I \cdot e^{-\alpha t} \cdot \sin \omega t.$$

Подставляя в ур-ние (16) полученный результат и заменяя J по ур-нию (17), имеем:

$$V = E'_M - R \cdot \Delta I \cdot e^{-\alpha t} \cdot \sin(\omega t + \varphi) + \Delta I \cdot k \cdot L \cdot e^{-\alpha t} \cdot \sin \omega t - J_{1cm} \cdot R. \quad (18)$$

Нас интересует первый максимум V , который при $k \cong \omega$, как это бывает почти всегда, наступит через $1/4$ периода собственных, возникающих колебаний, т.е. V_2 , для которого можно написать

$$V_2 \cong E'_M + \Delta I \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot e^{-\frac{\alpha T}{4}} - J_{1cm} R,$$

или

$$\alpha_0 = \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_2}{E'_M} \cong \left(1 - \frac{J_{1cm} \cdot R}{E'_M} \right) + \frac{\Delta I}{E'_M} \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot e^{-\frac{\alpha T}{4}},$$

и наконец для большинства случаев

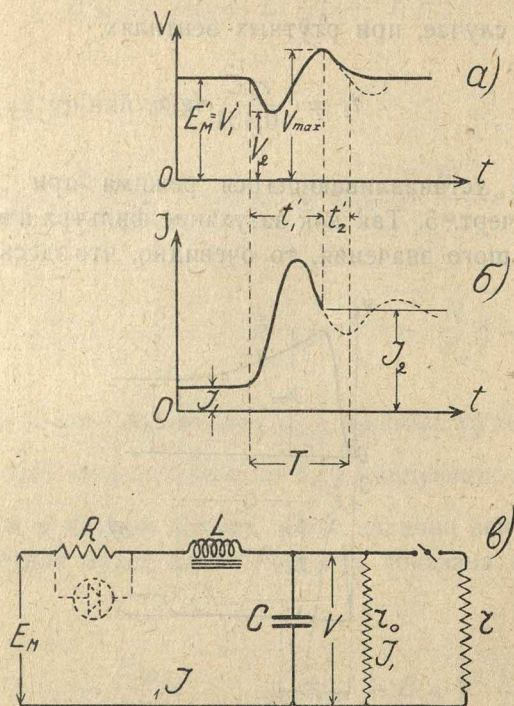
$$\alpha_0 \cong 1 + \frac{\Delta I}{E'_M} \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot e^{-\frac{\alpha T}{4}}. \quad (19)$$

Теперь можно выбрать значения для L и C искомого фильтра, руководствуясь одновременно кривой стоимости $A = F(L)$ и допустимым коэффициентом перенапряжения α_0 . Однако может случиться, что возможное значение для α_0 требует очень дорогого фильтра. В таком случае, при телеграфном передатчике, следует выбрать L и C , руководствуясь главным образом экономическими соображениями, а получающееся при этом большое перенапряжение, которое вредно и для генераторных ламп, умерить искусственным путем. Так, например, возможно установить

связанное с ключем-манипулятором реле, которое замыкало бы сглаживающий дроссель на некоторое балластное сопротивление R_x . Устройство должно быть таково, чтобы это замыкание происходило несколько ранее отжатия ключа и продолжалось бы во все время отжатого ключа. Размыкание же должно наступать немного спустя после нажатия ключа.

Само собой разумеется, что от величины R_x будет зависеть то или иное перенапряжение и то или иное количество энергии, превращающейся в тепло в этом сопротивлении R_x . Понятно также, что, чем меньшее перенапряжение будем допускать, тем больший будет расход энергии в нем.

§ 5. Проверка выбранных элементов фильтра. — Останавливаясь окончательно на определенных таким образом величинах элементов фильтра, проверяем их пригодность еще по другим моментам переходного режима.



Черт. 5

1) Во-первых, должно быть $(t_1 + t_2) \leq \tau$, где τ — время устанавливающегося режима для цепей с токами высокой частоты¹⁾.

Для черт. 4 из дифференц. уравнения разряда конденсатора:

$$\tau_c = -r_0 C \frac{dv_c}{dt} + E'_M$$

1) См. В. К. Виторский, ТИТоп № 34, 3 и № 35, 97, 1926.

можно найти, что

$$v_c = (V_2 - E'_M) e^{-\frac{t}{r_0 C}} + E'_M,$$

$$\frac{v_c}{E'_M} = (\alpha_0 - 1) e^{-\frac{t}{r_0 C}} + 1.$$

Отсюда для данного $\frac{V_c}{E'_M}$ находим

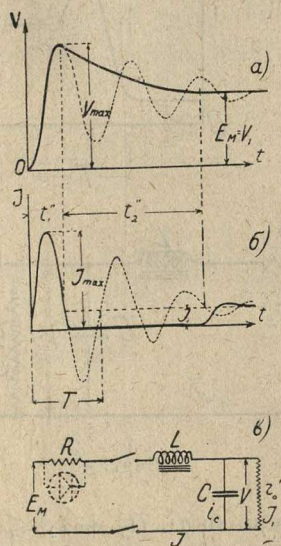
$$t_2 = \frac{r_0 C}{0,434} \lg \frac{\alpha_0 - 1}{V_c / E'_M - 1}. \quad (20)$$

Допуская $V_c / E'_M = 1,1$ и подставляя r_0 , C и α_0 , получаем t_2 , а $t_1 = T/4$ — как видно из черт. 4 а.

В частном случае, при ртутных вентильях,

$$t_2 = \frac{r_0 C}{0,434} \lg \alpha_0. \quad (20')$$

2) Картина устанавливающегося режима при „нажатии ключа“ изображена на черт. 5. Так как затухание фильтра в этом случае достигает очень большого значения, то очевидно, что здесь можно требовать



Черт. 6

проверку лишь на продолжительность времени этого режима, каковое опять соответственно состоит из $t'_1 + t'_2$. При этом ясно, что

$$t'_2 \ll t_2 \text{ и } t'_1 = \frac{3}{4} T. \quad (20'')$$

3) Далее выявим устанавливающийся режим включения высокого напряжения на нагрузку лишь одной утечкой конденсаторов, т.-е. на сопротивление r'_0 , как изображено на схеме черт. 6.

Определяем J_{max} , для чего, подобно предыдущему, составим следующие дифференциальные уравнения и решим их в предположении, что источник не имеет вентилей

$$J = J_1 + i_c, \quad (a)$$

$$E'_M = JR + L \frac{dJ}{dt} + \frac{1}{C} \int i_c dt, \quad (б)$$

$$E'_M = JR + L \frac{dJ}{dt} + J_1 r'_0. \quad (в)$$

Решение этих ур-ний дает

$$J = \frac{E'_M}{r'_0 + R} + \frac{E'_M}{\omega L} e^{-\alpha t} \sin \omega t = J_{1cm} + \frac{E'_M}{\omega L} e^{-\alpha t} \sin \omega t, \quad (21)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{2L} \left(R + \frac{L}{r'_0 C} \right) = \frac{a}{2}; \quad \omega = \sqrt{\frac{1}{LC} \left(1 + \frac{R}{r'_0} \right) - \frac{a^2}{4}} \approx \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Находим по этому выражению J_{max} , которое будет по прошествии $t = \frac{T}{4}$, ибо в этот момент $\sin \omega t = 1$, а следующие амплитуды будут меньше вообще и в данном случае, из-за наличия вентилей, они совсем не появятся; картина будет такой, как она показана на черт. 6 б.

$$J_{max} = J_{1cm} + \frac{E'_M}{\omega L} e^{-\alpha \frac{T}{4}} \approx J_{1cm} + E'_M \sqrt{\frac{C}{L}} e^{-\alpha \frac{T}{4}}. \quad (22)$$

Полученная величина J_{max} должна быть допустима для всех элементов установки—трансформаторов, выпрямительных колб и т. д.

Выявим теперь величину V_{max} при включении (см. черт. 6 а), для чего напишем следующее выражение, которое может быть найдено аналогично предыдущему выводу

$$V = E'_M \left[1 + \frac{e^{-\alpha t}}{\omega \sqrt{LC}} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \right] - \frac{R}{r'_0 + R} E'_M, \quad (23)$$

или

$$V_{max} \cong E'_m (1 + e^{-\alpha \frac{T}{2}}), \quad (24)$$

т.-е. V_{max} будет при $\frac{T}{2}$, как то и показано на черт. 6 а.

Для данного случая допустима бóльшая величина перенапряжения, чем при обрыве тока нагрузки, в силу того, что такого рода включения бывают сравнительно редко.

Если оказывается, что принятый фильтр дает недопустимое перенапряжение, необходимо поставить пусковое сопротивление в цепи постоянного тока высокого напряжения перед сглаживающим конденсатором, независимо от того, где будет происходить включение—масляным выключателем (в линии переменного тока высокого напряжения) или треншальтером (в линии постоянного тока).

Величина этого пускового сопротивления R_{II} определяется из условия (24) и равенства

$$\alpha T = \delta = \left(\frac{L}{r'_0 C} + R + R_{II} \right) \pi \sqrt{\frac{C}{L}}, \quad (25)$$

причем V_{max} следует выбирать:

$$V_{max} \cong \alpha_0 E'_m.$$

Следует отметить, что во всех предыдущих рассуждениях не было принято во внимание увеличение затухания вследствие потерь в сердечнике дросселя на гистерезис и токи Фуко, возникающих в переходное время. Однако, если их учесть (приближенно), то можно убедиться, что обычно они мало влияют на α_0 .

Далее мы полагали эдс выпрямителя $E_m = const$; в действительных же условиях эта величина имеет обычно небольшую пульсацию, которой можно пренебречь, тем более, что здесь мы интересуемся только переходными моментами.

Наконец, отметим еще, что собственная частота фильтра C_ϕ должна быть меньше частоты пульсаций выпрямленного тока, т.-е. $50 \cdot \theta > C_\phi^{-1}$). Это условие обычно само собой осуществляется при однозвенной схеме фильтра.

§ 6. Конструктивный расчет фильтра.—Чтобы иметь возможность в дальнейшем произвести конструктивный расчет дросселя с найденным коэффициентом самоиндукции, кроме постоянной слагающей тока,

1) См. В. П. Вологдин, ТиТбп, № 41, 193, 1927.

проходящего через него, I_M , необходимо еще знать величину и переменной слагающей. Для определения ее воспользуемся формулой (4) § 1 и найдем модуль кажущегося сопротивления всей цепи (см. черт. 1)

$$Z_2 = \frac{V[(R+r) + \omega^2 CLr]^2 + (\omega CRr - \omega L)^2}{V1 + \omega^2 C^2 r^2}. \quad (4')$$

Пусть относительная величина амплитуды переменной слагающей выпрямленного тока без фильтра, идущая от источника, равна β_1 ; тогда при наличии фильтра она будет

$$\beta_3 = \beta_1 \frac{R+r}{Z_2};$$

абсолютная же величина ее

$$i\sqrt{2} = \beta_3 I_M.$$

Касаясь указаний для конструктивного расчета конденсатора, следует отметить, что для уверенности в равномерном распределении постоянного потенциала на каждой, последовательно соединенной группе конденсаторов, им необходимо создать искусственные, равные между собой, утечки с расчетом, чтобы потеря постоянного тока при этом была бы невелика.

Величина рабочего тока (эффективное значение), идущая в конденсаторы и их утечки, находится из:

$$i_0 = J_{1cm} \sqrt{1 + \frac{m^2}{2}},$$

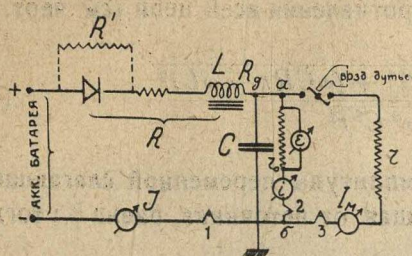
где m — отношение амплитуды переменной слагающей к постоянной; первая равна $i_c = E_M \beta_2 \omega C$, а вторая — $J_{1cm} \cong \frac{E_M}{r'_0}$, где $\beta_2 = \gamma_1 \beta_1$.

Успокоительное сопротивление для рогового предохранителя конденсаторов от перенапряжений должно быть таково, чтобы оно, будучи подставлено в формулу (25) под обозначением r'_0 , при $R_{II} = 0$, дало нужное затухание для принятого ранее α_0 .

§ 7. Экспериментальная проверка основных положений. — С целью проверить некоторые вышеизложенные положения и выводы мною была предпринята экспериментальная работа (в Нижегородской радиолaborатории). Специально была собрана модель некоторой выпрямительной установки и засняты интересовавшие осциллограммы. Схема модели изображена на черт. 7.

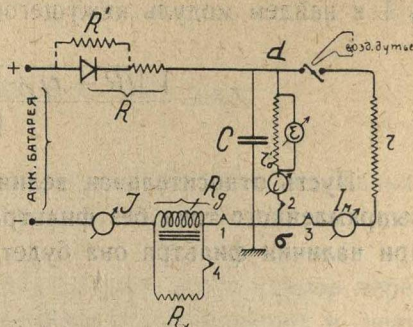
В качестве вентиля служил ртутный выпрямитель фирмы Глейхрихтер. Специальное реле с воздушным обдуванием служило для мгновенного включения и выключения нагрузки. Источником постоянного напряжения являлась большая аккумуляторная батарея. Все по-

стоянные (сопротивления, самоиндукция и емкость) подобраны равными тем, как они должны быть по некоторому проекту.



Черт. 7

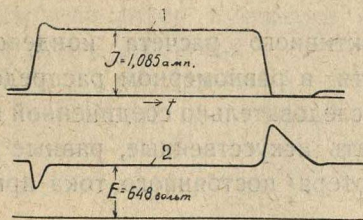
Схема № 1. R — эквивалент внутреннего сопротивления источника и дросселя $= 30,2 \Omega$;
 $L = 0,88 \text{ H}$; $C = 1,5 \mu\text{F}$; $r_0 = 10500 \Omega$; $r = 635 \Omega$;
 R' — эквивалент вентиля.



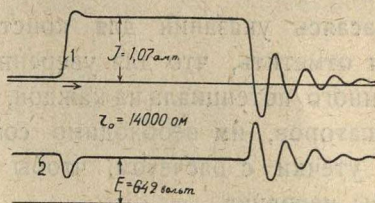
Черт. 7 а

Схема № 2. $r_0 = 28000 \Omega$, $R_x = 950 \Omega$

На фот. 8 даны полученные осциллограммы.



Фот. 8 а



Фот. 8 б

Осциллограмма *а* показывает включение и выключение нагрузки по схеме № 1 (черт. 7). Осциллограммы *б* — тоже, но при замкнутом накоротко „ртутнике“, причем сопротивление R было соответственно увеличено, чтобы внешняя характеристика источника у зажимов *а* — *б* осталась прежняя.

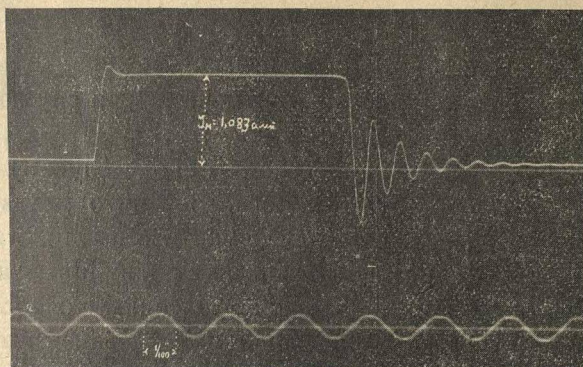
Эти осциллограммы подтверждают справедливость предусмотренных картин устанавливающегося режима (черт. 4 и 5) и роль, при этом, электрического вентиля.

Осциллограмма *в* показывает ток в сопротивлении R_x и напряжение на конденсаторе C ; снято по схеме № 2.

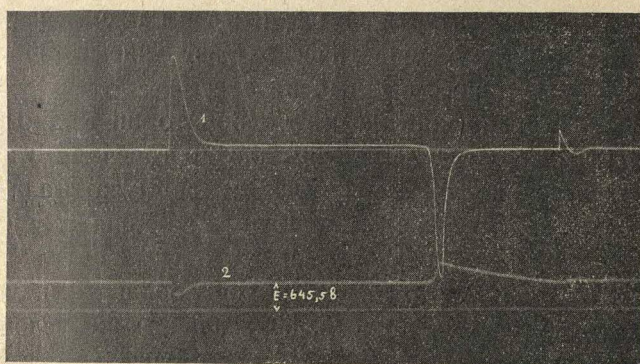
Осциллограмма *г* дает ток J и напряжение E по схеме № 2, т.е. когда дроссель зашунтован сопротивлением R_x .

Обе последние осциллограммы в достаточной степени показывают примерно ту картину явлений, которую можно ожидать в действительности. Величина эффективного тока через R_x , измеренная тепловым, легко подвижным (по стрелке) прибором, при более или менее значительном числе включений и выключений нагрузки, с небольшим отклонением, подтверждает его расчет, произведенный аналогично указанным выше методам. Надо сказать, что последние две осциллограммы не

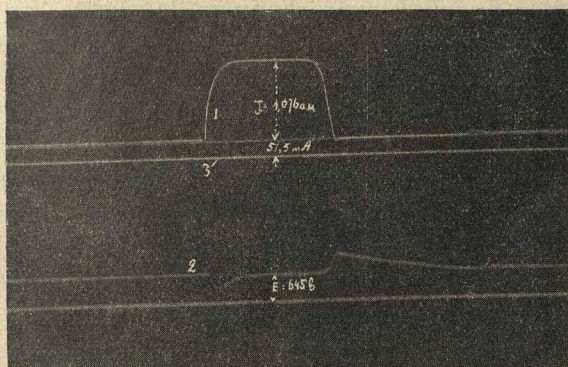
могут быть совершенно точны уже по тому, что потери в сердечнике модели дросселя не пропорционально больше, чем должно быть.



Фот. 8 б



Фот. 8 в



Фот. 8 г

Письма в редакцию журнала „Телеграфия и Телефония без проводов“

I

По поводу статьи инж.-эл. М. М. Ситникова „Срок службы вольфрамового катода“¹⁾.

Исследования С. А. Векшинского²⁾ о сроке службы усилительных ламп привели к установлению нового понятия о „наивероятнейшей“ долговечности, непосредственно получаемой из опыта над партией ламп. Анализируя причины отклонения долговечностей индивидуальных ламп от наивероятнейшей, нетрудно придти к заключению, что последняя весьма близко совпадает с расчетной величиной, идеализирующей условия и не учитывающей разных случайных факторов. С этой точки зрения расчетная долговечность приобретает уже реальный смысл, в то время как раньше ею пользовались лишь для иллюстрации резкой зависимости срока службы от температуры, не рассчитывая на ее экспериментальное подтверждение. Поэтому теоретическое изучение вопроса о долговечности представляет несомненный интерес.

Занимаясь разработкой ламп в лаборатории Радиозавода М. В., я вывел в 1918 г. простую формулу для долговечности катода, работающего при постоянной температуре. Эта формула стала известна по моим лекциям в Морской Академии (1924 г.) и вошла в курсы инж. А. И. Берга (1925 г.).

В мае 1927 г. инж. М. М. Ситников сообщил мне о выводе им аналогичной формулы [ур. (3), стр. 532] для тех-же условий, методом конечных разностей. Тогда же ему был указан более простой вывод ссылкой на курсы А. И. Берга.

Сущность рассуждений М. М. Ситникова сводится к совместному решению ур. (3) и эмпирических формул Лангмюра (6) и (7), приближенно выражающих скорость испарения, силу тока и пр. в виде показательных функций температуры.

Применение эмпирических формул накладывает, однако, существенное ограничение на результаты, которое не нашло себе отражения в разбираемой статье. В то время, как излучение, удельное сопротивление, сила тока и напряжение могут выражаться одними и теми же формулами в довольно широких пределах, напр., для вольфрама 2000—3000° K, эмиссия и испарение допускают это лишь в более узких пределах 100—300° K. Поэтому, приводя численные значения показателей, необходимо указывать и пределы их применения. Для иллюстрации рассмотрим скорость испарения для вольфрама. По упрощенному способу наименьших квадратов можно получить из данных Джонса и

¹⁾ М. М. Ситников, ТиТбп, № 44, 531—554, октябрь 1927.

²⁾ ТиТбп № 46, 32—42, 1928.

Лангмюра¹⁾ следующие формулы для испарения единицы длины и диаметра вольфрамовой проволоки

$$M' = 3,51 \cdot 10^{-138} T^{38} \text{ g/cm. cm. s} \quad (2000-3000^\circ \text{ K}),$$

$$M' = 4,69 \cdot 10^{-138} T^{38} \quad \text{„} \quad (2300-2600^\circ \text{ K}).$$

Если вычислить по этим формулам M' для крайних пределов температуры и сравнить их с экспериментальными данными, то в первом случае получится ошибка 75 и 56% (1), во втором лишь 4,9 и 1,8%.

В сентябре 1927 г. я послал в редакцию ТиТбп статью²⁾, в которой для долговечности дана общая формула, пригодная для любых режимов катода:

$$t = \frac{\Delta D_0}{2 m_0} \cdot \frac{1 - q^2}{\beta},$$

где Δ — плотность, D_0 — начальный диаметр, m_0 — начальная скорость испарения, $q = \frac{D}{D_0}$ и β — величина, зависящая от режима и области температур.

Инж. В. И. Волюнкин, чл.-учр. РОРИ

2. XII. 1927.

II.

По поводу письма инж. В. И. Волюнкина в редакцию ТиТбп от 2/XII—27 г.

Весною прошлого года, работая в Исследов. лаборатории Электровакуумного завода с торированными катодами, я пришел к заключению, что прежде, чем выяснять вопрос о сроке службы торированного катода, целесообразно предварительно изучить условия о сроке службы чисто вольфрамового катода.

Обычные расчеты срока службы катода в предположении постоянства скорости испарения вольфрама или постоянства температуры не соответствуют ни одному из обычных условий практики эксплуатации катода. Оказалось, что условия постоянства тока накала или постоянства напряжения и т. п. каждое особым образом влияет на скорость испарения и, следовательно, на срок службы катода.

В апреле месяце прошлого года мною были сделаны вычисления для определения диаметра нити в лампах „Микро“ и составлены соответствующие этому кривые, аналогичные черт. 8 моей статьи.

Чертеж для расчета диаметра нити как нельзя лучше решает вопрос об изменении всех величин (тока накала, температуры, напряжения

1) H. Jones and I. Langmuir, Gen. El. Rev., 30, p.p. 310—319, 1927.

2) Напечатана в этом номере, стр. 16—31. Доложено в РОРИ (Москва) 27 дек. 1927.

и диаметра) с течением времени или с продолжительностью жизни катода (см. об этом в моей статье¹⁾). Это графическое изображение срока службы катода, в различных условиях его эксплуатации, и послужило началом исследования срока службы вообще вольфрамового катода.

В курсе Берга Волюнкиным не дано полного решения задачи для случая постоянной температуры. Для полного решения задачи в общем виде необходимо перейти к нахождению *изменения скорости испарения вольфрама в функции изменения диаметра при различных режимах катода*—к нахождению функций вида (5), что являлось возможным произвести, исходя из уравнений (7), (6) и тех условий, в какие поставлен катод ($T = \text{const.}$, $I = \text{const.}$ и т. д.), и, найдя эту связь, выразить скорость испарения в функции изменения диаметра.

Конечно, применением приближенных формул (6) на решение вопроса накладываются некоторые ограничения; однако эти ограничения не выходят из рамок, какие пред'являет практика. Но это слишком большая тема. Ограничусь сравнением численных значений для эмиссии.

Если взять пределы изменения температуры от 2500°K до 2800°K , то получается следующее расхождение с опытными данными работы Worthing'a.

$T^{\circ}\text{K}$	Worthing $I_e = \frac{\text{amp}}{\text{cm}^2}$	Инж. Волюнкин ²⁾			А в т о р ³⁾	
		$I_e \cdot 10^{-9} =$ $= 1,477 \cdot 10^{-\frac{24400}{T}}$	$I'_e = I_e \cdot \frac{648}{616}$	Ошибка	$I_e = k_1 \cdot T^{22}$	Ошибка
2500	0,267	0,256	0,269	0,749%	0,2755	+ 3,37
2600	0,648	0,616	0,648	0	0,648	0
2800	3,21	2,815	2,96	- 7,79%	3,38	+ 5,3%

Таблица показывает, что всегда можно взять правильный показатель e , исходя из опытных данных Worthing'a, формулы (6) и тех условий, в какие будет поставлен катод; при этом ошибка не выходит за пределы, допустимые требованиями практики. Обычно (см. кривые моей работы) колебание температуры незначительно за время срока службы катода и не превышает 200° .

Будет ли температура катода повышаться или понижаться с течением времени, от этого будет зависеть выбор той или другой величины показателя e . В моей работе значения показателей p , r , e , и вычислены для интервала температуры от 2500° до 2800°K .

¹⁾ ТиТбп № 44, стр. 531—554, 1927.

²⁾ В. И. Волюнкин, ТиТбп № 44, стр. 506, 1927.

³⁾ М. М. Ситников, ТиТбп № 44, стр. 533, 1927.

Общая формула срока службы катода, которую дает инж. Волюнкин в своем письме,

$$t = \frac{\Delta D_0}{2 m_0} \frac{1 - q^\beta}{\beta},$$

или в моих обозначениях:

$$H = \frac{\gamma D_0}{2 v_0} \frac{1 - k^\beta}{\beta}$$

может быть усмотрена в формулах (48) на стр. 551 моей работы.

Действительно легко видеть, что $K_I = \frac{1 - k^{31,9}}{31,9}$, т.е. $\beta = 31,9$; затем следует: $\beta = 2,57; 1,0; -5,06$.

30 I. 28.

Инж. М. М. Ситников

III

В редакцию журнала ТиТбп

В № 6 (45) журнала помещено письмо в редакцию Н. И. Волюнкина по поводу моей статьи о производстве бакелита на радиозаводе имени Коминтерна. В этом письме Н. И. Волюнкин сообщает что „из смысла [моей] статьи можно заключить, что описанный в ней кустарный способ работы является неизбежным в процессе производства бакелита и применение научных методов и механизации не в состоянии обеспечить хороших результатов“.

Статья моя давала лишь фотографическое описание производства бакелита на радиозаводе в той стадии, которая там была к моменту написания статьи, и конечно никоим образом статья не имела смысла, приписываемого ей Н. И. Волюнкиным. Странно было бы отрицать пользу научных методов и механизации в любом производстве, в том числе и бакелитовом.

14. I 28.

Г. Н. Макаревский

Х р о н и к а

ТиТбп № 46.—В настоящем выпуске помещается статья *В. И. Волынкина*: „Долговечность идеального катода“ очень близкая по своей теме и по своим выводам к статье *М. М. Ситникова*: „Срок службы вольфрамового катода“, помещенной в № 44 ТиТбп за истекший год.

Такое повторение темы при одинаковости развития ее совершенно противоречит общему стремлению редакции к сокращению размеров статей (за обилием материала и недостатком места в журнале); редакция согласилась на него в виде исключения, усматривая особый интерес в этом новом вопросе—теоретическом подсчете срока службы катода—столь важном для практической радиотехники.

Статья инж. Волынкина появляется вторую (она была доставлена в редакцию 30 сентября 1927 г.; доложена в заседании РОРИ в Москве 27 дек. 1927 г.). Но следует отметить, что исходное уравнение (форм. 3 статьи Ситникова), ставящее вопрос в математической форме, было дано (для постоянной температуры) Волынкиным в 1918 г., и что им впервые был указан общий вид выражения для срока службы вольфрамового катода при всех режимах.

Что же касается до всего хода рассуждений при развитии темы, то на заседании в редакции 26 янв. с. г., на котором присутствовали *В. И. Волынкин*, *М. М. Ситников*, *С. А. Векшинский* и редактор ТиТбп *В. К. Лебединский*¹⁾, по обсуждении

вопроса о том, как протекала работа обоих авторов по решению этой, одной и той же задачи, было постановлено: оба автора решали ее вполне независимо один от другого; каждый работал по своей идее, своими методами и получил свои результаты совершенно самостоятельно.

Ниже мы помещаем статью, излагающую исследование диэлектриков в Ленингр. физ.-техн. институте; эти исследования завершились одним из замечательнейших изобретений последнего времени в области электротехники: изобретен изолятор из дешевого материала, обладающий необыкновенной электрической прочностью. Подробности относительно изготовления и свойств этого изолятора еще неопубликованы, но и из того, что уже известно, становится ясною история этого современного изобретения: академик *А. Ф. Иоффе*, руководитель ЛФТИ, изучая течение более, чем 20 лет (сначала—в лаборатории Рентгена), механизм и свойства электропроводности изоляторов, строгим логическим путем, основываясь на новейших научных теориях, пришел к мысли о новом типе изолирующего вещества. Редкий пример важного усовершенствования в технике, в области материаловедения, сделанного большим ученым.

Изобретение *А. Ф. Иоффе* интересно еще тем, что доказывает возможность изменения в желаемом направлении свойств материала не примесями, как это делалось с древнейших времен (бронзы), но подбором его геометрических размеров.

¹⁾ Проф. Петровский находился в заграничной командировке.

Сотая лабораторная беседа в Нижегородской радиолaborатории. — В Нижегородской радиолaborатории 23-го декабря 1927 г. состоялось сотое заседание лабораторных научно-технических бесед, организованных профессором В. К. Лебединским в 1923 г. после реформы РЛ. Со времени же основания РЛ это было 139-е открытое заседание, посвященное обсуждению научно-технических проблем.

Лабораторные беседы оказались весьма удачной формой организации научного общения и с самого начала приобрели в Радиолaborатории традиционное значение, сохранив до настоящего времени тот же характер, который придали В. К. Лебединский. Участниками бесед являются обычно все научные сотрудники РЛ и посторонние лица, интересующиеся тем или иным обсуждаемым научным вопросом. Доклады делаются как по поводу оригинальных работ, выполненных докладчиками, так и информационные, освещающие ту или иную научную или техническую проблему по литературным источникам.

На состоявшихся ста заседаниях было заслушано всего 177 докладов, из которых 89 было посвящено оригинальным работам и являлось первым опубликованием достигнутых докладчиками результатов с фиксированием содержания и их даты доклада в протоколах беседы.

На сотом заседании было заслушано письмо, присланное В. К. Лебединским, и отправлена ему приветственная телеграмма. После этого были сделаны два сообщения: Б. А. Остроумова — „Лабораторные беседы НРЛ“ и М. А. Бонч-Бруевича — „Об отрицательном сопротивлении“. Первый докладчик дал общую характеристику лабораторных бесед и отметил, как изменились за истекший промежуток времени содержание докладов и подбор тем в соответствии с быстрым развитием радиотехники. По мнению докладчика лабораторные беседы являются довольно

точным отражением современной эволюции в радиотехнике. М. А. Бонч-Бруевич показал, насколько плодотворно явилось понятие отрицательного сопротивления не только для уяснения самих явлений, протекающих в цепях переменного и постоянного тока, но и для конкретных расчетов при конструировании различных ламповых приборов, т. к. оно позволяет непосредственно пользоваться эмпирическим материалом в форме всякого рода кривых и характеристик, графически связывая их с результатами, полученными путем строго математического анализа. Докладчик указал, что он выбрал эту тему доклада для сотой лабораторной беседы с целью уяснить, сколь успешно и разносторонне продвигается разработка проблемы при одновременном исследовании ее разными лицами различными методами и с различных точек зрения при условии объединения всех этих работ в общую коллективную работу. Введение понятия отрицательного сопротивления играет видную роль среди других теоретических вопросов, разъяснению которых была посвящена за последнее время работа РЛ. Теперь, когда этот метод описания явлений уже достаточно разработан и показал свою целесообразность при рассмотрении целого ряда практических задач, трудно указать, кто из сотрудников РЛ, интересовавшихся теоретическими вопросами, не принял участия в его разработке. Подобного рода коллективная работа является характерной для НРЛ и залогом ее успеха.

Б. О.

Новое о диэлектрике (результаты работ в лаборатории акад. Иоффе в Ленингр. Физ.-техн. институте). — 1. В настоящее время можно считать установленным, что при пропускании тока через твердый диэлектрик внутри его нарастает противоздс поляризации, сравнимая по величине с приложенной к диэлектрику внешней разностью потенциалов. Меха-

низм прохождения тока через такой диэлектрик приобретает „электrolитический характер“, т.-е. его следует представлять себе как происходящее под влиянием эл. поля перемещение диссоциированных тепловым движением ионов.

При отсутствии поля, число ионов обоих знаков в каждом объеме, в среднем, одинаково; при действии же эл. поля ионы начинают перемещаться и образуют скопления у электродов, причем положительному электроду будет соответствовать скопление отрицательно-заряженных ионов, и наоборот; так возникает обратная эдс поляризации (P).

В первый момент включения, пока эдс поляризации еще не успела возникнуть, мы имеем силу тока:

$$j = \frac{V}{R_0},$$

где R_0 — „истинное“ сопротивление диэлектрика, а V — приложенная разность потенциалов.

По истечении-же некоторого времени (0,1 сек. и короче), когда эдс поляризации P успела уже возникнуть полностью, сила тока упадет во много раз, и мы получим величину „остаточного тока“ через диэлектрик:

$$i = \frac{V - P}{R_0} = \frac{V}{R},$$

где R — так наз. сопротивление поляризованного диэлектрика.

Исследования показали, что величина R_0 — истинное сопротивление диэлектрика не меняется от приложенной разности потенциалов вплоть до очень больших величин градиента, и проводимый многими экспериментаторами закон зависимости сопротивления диэлектрика от градиента (X):

$$\lg R = AX + B,$$

относится на самом деле к сопротивлению поляризованного диэлектрика.

Опыт показывает, что расположение ионов у электродов при поляризации не во всех диэлектриках одинаково:

1) у одной группы диэлектриков, представителем которой является кварц, ионы распределены вдовольно значительном пространстве. Распределение потенциала внутри такого диэлектрика — криволинейно, и наиболее резко — в середине; 2) из другой группы диэлектриков, представителем которой является кальцит, ионы распределены очень тонким слоем около электродов (толщиной порядка 5×10^{-4} мм). Распределение потенциала у них — прямолинейно.

Наконец, могут быть диэлектрики, у которых расположение ионов таково, что на один из краев приходится почти полное напряжение.

2. В свете изложенной теории электропроводности твердых диэлектриков пробой последних может быть представляем следующим образом: перемещающиеся под влиянием эл. поля свободные ионы сталкиваются на своем пути со связанными ионами или молекулами, и могут выбить с мест ионы, или расщепить молекулы, т.-е. произвести ионизацию, если скорость ионов между двумя столкновениями достигнет достаточной величины. Образовавшиеся новые свободные ионы будут способствовать дальнейшей ионизации, ток будет сильно расти, и диэлектрик окажется пробитым. Этот тип пробоя наз. „ионизационным пробоем“.

Если скорость свободных ионов недостаточна чтобы ионизировать диэлектрик, то они все-же будут раскачивать связанные ионы, т.-е. повышать температуру диэлектрика, что увеличит ток через него, т.-е. опять повысит температуру и в конце концов может вызвать пробой — „тепловой пробой“.

В обычных условиях, при низких температурах имеет место, повидимому, ионизационный пробой, при более-же высоких — тепловой.

Из сказанного очевидно, что если толщина диэлектрика столь невелика, что становится сравнимой с длиной свободного пути ионов, то последние не будут иметь возможность произвести ионизацию, ибо общее число освобождающихся от столкновения ионов слишком незначительно. Этим объясняется исключительно большая эл. крепость весьма тонких слоев диэлектрика; наступающий в конце концов пробой объясняется непосредственным вырыванием ионов из решетки от действия эл. поля. Так, слой стекла в 0.5μ выдерживал до $1,5 \times 10^8$ в/см! Столь громадное повышение эл. крепости тонких изолирующих прокладок, если они состоят из очень тонких слоев (напр. особым образом обрабатываемой олифы), вызвало большой интерес в электротехнических кругах Европы и Америки.

По внешнему виду, тепловой пробой отличается повреждением значительной части образца, лежащей у центра, где больше всего нагрев, и имеет следы плавления, в то время как при ионизационном пробое повреждение имеет вид маленькой трещины или пятнышка, и всегда по краям, где градиент больше.

Тепловой пробой поддается математическому описанию. Теория такого пробоя была разработана главным образом нашим соотечественником В. А. Фоком и немцами—Роговским с Карманом: рассматривается состояние равновесия между выделенным током и ушедшим через теплопроводность диэлектрика количеством тепла, определяющим температуру внутри диэлектрика. При невозможности такого теплового равновесия, температура будет расти и наступит пробой.

По этой теории, зависимость пробивного напряжения V от температуры следует закону:

$$\lg V = -\frac{a}{2} T + c,$$

где a и c —постоянные.

Зависимость его от толщины (d) образца:

$$V = A \sqrt{d},$$

где A —постоянная.

Экспериментальная проверка дала вполне благоприятные результаты.

При ионизационном пробое, большую роль играет сгущение силовых линий у краев электродов—краевой эффект. Устранить краевой эффект удалось двумя способами: 1) делая образец более толстым по краям, или 2) погружая его с электродами в полупроводящую среду, которая в силу своей проводимости сглаживает неравномерности поля.

Влияние краевого эффекта на пробойное напряжение сказывается не только в непосредственном повышении градиента по краям—тут создаются благоприятные условия для короны, которая, с одной стороны, увеличивает проводимость по краям, и тем уменьшает краевой эффект, т.-е. повышает пробивное напряжение, а с другой стороны, она раз'едает поверхность диэлектрика, и тем понижает пробойное напряжение.

Различие между тепловым и ионизационным пробоем легко наблюдать по температурным кривым: при ионизационном пробое, пробивное напряжение от температуры не зависит, а при тепловом—зависит, и очень сильно.

При отсутствии краевого эффекта, переход от одного пробоя к другому происходит плавно; при наличии последнего—значительно более резко.

Вообще, области теплового и ионизационного пробоя не могут быть резко разграничены. Например для стекла, при сильном краевом эффекте (напряжение подается импульсами) области теплового пробоя (температурной зависимости) не получается, в то время как при постоянном напряжении при тех-же температурах наблюдается резко выраженный тепловой пробой.

При ионизационном пробое, в случае отсутствия краевого эффекта, пробивное напряжение пропорционально толщине, а при наличии краевого эффекта — чем образец толще, тем резче выражен этот эффект — и пропорциональности здесь не наблюдается.

3. Теория поляризации дает также очень простое выражение для диэлектрических потерь.

Дело в том, что, чем больше частота питающего тока, тем меньше скажется эдс поляризации, ибо для своего возникновения она требует времени. Этим, между прочим, объясняется, почему при постоянном токе пробивное напряжение выше, чем при переменном.

В выражении для энергии, выделяемой внутри диэлектрика, питаемого переменным током:

$$W = \int_0^{\tau} V(t) I(t) dt$$

под величиной $I(t)$ нужно учитывать закон спада тока $[\varphi(\tau)]$, происходящего вследствие нарастающей в диэлектрике противо-эдс поляризации.

Итак:

$$I(t) = \sigma \int_0^t \frac{dV}{d\tau} \varphi(t-\tau) d\tau,$$

где σ — истинная проводимость диэлектрика $\left(\frac{1}{R_0}\right)$. Эксперимент пока-

зывает, что вид функции $\varphi(\tau)$ близко подходит к ур-нию разряда конденсатора

$$\varphi(\tau) = e^{-\frac{\sigma}{c} \tau}.$$

Подставляя все это и интегрируя, получаем для синусоидального напряжения ($V = V_0 \sin \omega t$) выражение для энергии внутри диэлектрика:

$$W = \frac{V_0^2 \omega \sigma c^2}{2(\omega^2 c^2 + \sigma^2)}.$$

Для угла потерь нетрудно получить:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\omega \sigma c^2}{\omega^2 c^2 + \sigma^2 (c + c)},$$

где c обозначает геометрическую емкость образовавшегося конденсатора.

Эти два выражения были получены в предположении, что потерями в диэлектрике, вызываемыми остаточным током, можно пренебречь. Если же учесть и это, то ф-лы получаются несколько сложнее.

Анализ этих выражений дает хорошее совпадение с опытными данными.

Итак, диэлектрические потери могут быть рассматриваемы как „джоулевы потери“, причем следует только учесть влияние эдс поляризации.

А. С.

Библиография

Техническая энциклопедия. Том I. А — Аэродинамика. 852 столбца, 543 иллюстрации в тексте, 2 карты и четыре вклады.

Громадное распространение, которое получила „Больш. Советская Энциклопедия“, показывает спрос на

издания этого рода. То же Акц. О-во, которое издает „БСЭ“, предприняло издание „Техническ. Энциклопедии“. Целью этого словаря является изображение всей громадной области прикладной науки и техники по всем специальностям, „описать новейшие

методы и установки, оттенить с точки зрения современных социальных форм экономику и динамику промышленных предприятий“.

В „Т. Э.“ принимают участие как отдельные специалисты, так и научные и учебные учреждения. Большое внимание обращено на библиографические указания, весьма ценные для читателя. К каждому тому прилагается 3 печ. листа „Справочника физических, химических и технологических величин“, который по выходе всего издания составит отдельный том.

Главным редактором „Т. Э.“ состоит Л. К. Мартенс; ряд выдающихся, всем известных наших специалистов образуют редакционный совет. Отдел радиотехники редактируется В. И. Баженовым, отдел физики — акад. Иоффе и проф. Лебединским.

Можно предвидеть, что при современном подъеме интереса к технике и при том серьезном и тща-

тельном выполнении задачи словаря, какое видно и по первому тому, это издание встретит очень хороший прием в среде инженеров и хозяйственников нашей страны.

Электричество № 11. 1927. Изд. НТУ ВСНХ.

Отмечаем этот, юбилейный выпуск ж. „Электричество“; он заключает в себе обзоры достижений в области электростроительства, электроснабжения и электропромышленности СССР за десятилетие 1917—1927 г. Обзоры эти составлены 27-ью авторами и содержат в себе весьма много ценного материала в виде таблиц, график и других сводок. Инж. Шорин Л. Н., Макаревский и Лехельт в статье: „Электротехническая промышленность слабого тока за 10 лет“ (стр. 415—422) касаются и радиопромышленности Треста электросвязи, начиная с 1922 г.

Из иностранной литературы

Новый электронный прибор. — В журнале „Zeitschrift für Technische Physik“ № 11 1927 г. стр. 445 E. Lübeck поместил статью о ртутной усилительной лампе. Автор описывает устройство этого нового электронного прибора, отличающегося от обычных усилительных ламп, но предназначенного для тех же целей. Прибор состоит из стеклянной цилиндрической вертикальной трубки, диаметром около 8 см и длиной до 70 см. В нижней части ее находится обычный ртутный катод, а в верхней — угольный или металлический анод. Непосредственно над поверхностью ртути расположен змеевик холодильника, по которому протекает вода. Над змеевиком в средней части трубки около самой стенки помещается металлический цилиндр высотой равный радиусу трубки, играющий в усилителях ту же роль,

как анод усилительной лампочки. В непосредственной близости к его поверхности у него внутри помещен другой цилиндр из сетки, играющий роль сетки. Сетка опирается двумя своими основаниями на два стеклянных цилиндра, препятствующих непосредственному доступу электронов и ионов к аноду помимо отверстий сетки.

Действие прибора можно представить себе так: между электродами на противоположных концах трубки зажигается обычная ртутная дуга постоянного тока, потребляющая от 7 до 10 ампер. Неионизированные пары ртути конденсируются у холодильника и не поднимаются до сетки. Поэтому над холодильником образуется столб разряда, состоящий только из заряженных ионов и электронов, вдоль которого имеет место плавное падение потенциала.

Сетка при определенном смещении отсасывает из этого столба часть ионов, а часть электронов пропускает к анодному цилиндру. Ионизации между сеткой и цилиндром не происходит, так как расстояние между ними меньше длины свободного пробега. Количество электронов, проникших сквозь сетку, есть функция потенциала сетки. Ими легко управлять и изменять анодный ток в пределах от одного до четырех ампер, что соответствует, насколько можно судить, полезной мощности от 100 до 400 ватт. Хотя характеристика и не совсем прямолинейна, но опыты с громкоговорителями дали, по словам автора, весьма хорошие воспроизведения звука. Падение потенциала вдоль трубки препятствует увеличению высоты анодного и сеточного цилиндров и ограничивает полезную мощность. Бороться с этим можно, расположив вдоль трубки последовательно несколько пар цилиндров, до пяти пар, на расстоянии от 3—4 см друг от друга и удливив соответственно всю трубку. Аноды соединяются вместе, а сеткам дают каждой отдельное смещение, соответствующее ее положению в трубке. Тогда мощность можно увеличить в несколько раз, не перегружая прибора. К сожалению, для поддержания ртутной дуги необходимо значительное количество энергии.

Б. О.

О мегоммах.— В номере 11 журнала „Zeitschrift für Technische Physik“ за 1927 г. стр. 491 помещена интересная статья А. Guemant'a, в которой автор пытается рационально разрешить на почве электрохимии проблему создания больших сопротивлений. Автор исходит из того положения, что для постоянства электролитического сопротивления необходимо иметь в растворе большой запас недиссоциированных молекул растворенного вещества, который быстро выравнивал бы всякое изменение в концентрации диссоциированных ионов,

при нагрузке сопротивления током. Этому условию удовлетворяют растворы сильных электролитов в смесях, обладающих слабой диссоциирующей способностью, из двух органических растворителей—одного с возможно большой и другого с возможно малой диэлектрической постоянной. Автор берет однопроцентный раствор пикриновой кислоты в смеси бензола с химическим чистым этиловым спиртом. При этом получают сопротивления от 10^4 до 10^{12} ома в зависимости от состава смеси, следующие закону Ома до громадных нагрузок в 3000 вольт на см, чего нельзя достигнуть с другими сопротивлениями. Сопротивление электролита при одном и том же количестве пикриновой кислоты сильно меняется с изменением процентного отношения бензола и спирта. Мало того, от этого же процентного отношения в большой зависимости находится температурный коэффициент электропроводности раствора, и можно подобрать такую смесь, температурный коэффициент которой будет близок к нулю, а следовательно сопротивление будет лишь слабо зависеть от нагрузок. Опыт показал, что смеси эти не обнаруживают вредного влияния поляризации электродов и отличаются большой стойкостью—только через несколько месяцев обнаруживается изменение сопротивления на несколько процентов, которое повидимому обуславливается медленным образованием сложных органических соединений из составных частей смеси и установлением какого то определенного химического равновесия. Вопрос этот еще не выяснен и требует внимательного изучения.

Сопротивление этого рода автор рекомендует употреблять для измерения ионизационных токов, для мостика Нернста в качестве эталона и, наконец, для устройства делителей напряжения в высоковольтных установках. В последнем случае можно изготовлять сопротивления, пропускающие до 10^{-4} ампера, при не-

посредственном включении напряжения до 200.000 вольт, и пользоваться любым статическим вольтметром для измерения сколь угодно высоких как постоянных, так и переменных напряжений. Автор подчеркивает, что указанные им смеси не являются единственными, и что вероятно можно подобрать другие органические вещества, которые удовлетворяют условиям формулированным выше. Его выбор обуславливается, главным образом, наличием указанных реактивов в достаточно чистом виде.

Было бы весьма желательно продолжить детальное исследование электролитических мегомов в направлении указанном автором, хотя и тот материал, который уже опубликован им, следует считать весьма важным для радиотехники, даже если выяснится непригодность сопротивлений этого рода при высоких частотах и коротких волнах; для низких частот в усилителях и передатчиках они безусловно могут найти себе применение.

Б. О.

Распространение эл.м. волн и погода.—В декабрьском номере „The Wireless Engineer“ F. Charman сообщает результаты годичных опытов наблюдения над изменениями силы приема (эл.-м. поля), под влиянием различных атмосферных условий, от весьма удаленных передающих радиций, на длинах волн от 30—45 м. Измерения производились по методу шунта, на двухламповом приемнике (детекторная лампа и одна ступень усиления низкой частоты).

Из приведенных кривых колебаний силы приема прежде всего можно видеть, что при внезапных изменениях барометрического давления сила приема изменяется, причем иногда изменение ее предшествует изменению давления, а иногда — сопутствует ему. Затем, хорошие сигналы получаются зимой при преобладающей снежной погоде, а летом — при ясной, сухой погоде; очень

сырая погода влияет на силу приема ослабляющим образом.

Для объяснения колебаний в силе приема от атмосферных условий указывается на зависимость положения слоя Хивизайда от этих условий; колебания в степени ионизации этого слоя можно представить себе, как искажение поверхности того зеркала, от которого отражаются волны; изменчивость путей отражения и влияет на силу приема. Автор объясняет целый ряд случаев, когда характер изменения поверхности этого „зеркала“ то усиливает, то ослабляет прием; обобщая, автор находит, что во всех случаях, когда „зеркало“ слоя Хивизайда получает наклон к земле в направлении передачи, наступает ослабление приема. Далее, изучение изобар, циклонов и антициклонов приводит к выводу, что, в связи с колебаниями силы приема, следует заключить, что отражающий слой выше нормального — при высоком давлении, и наоборот, ниже — при низком атмосферном давлении. Влияние на отражающий слой восхода и захода солнца заключается в том, что в первом случае этот слой опускается; это и влечет за собой ослабление сигналов; во втором случае происходит постепенное „поднятие“ этого слоя, также влекущее за собой изменение силы сигналов.

Наконец, основываясь на высказанных выше положениях зависимости отражающего слоя от давления, следует прийти к заключению, что положение изобар влияет и на направление передачи, причем это изменение направления имеет противоположный характер при циклонах и антициклонах.

Г. Н. Макаревский

22/1 28.

Опыт осуществления эталона малой емкости. Ф. Бедо.—Развитие радиотехники требует все более и более точного измерения малых емкостей, порядка нескольких сантиметров.

Мост Витстона хотя и дает очень большую чувствительность, но для точного измерения и, особенно, для определения абсолютных величин емкости требует целый ряд предосторожностей, которые очень осложняют все измерения.

Мост Кэри-Фостера осуществляется при помощи эталона самоиндукции и переменного эталона взаимной индукции. Точность метода — при измерении емкости порядка $0,001 \mu F$ равна $0,0002$. Малые емкости порядка $10 \mu F$ измеряются с точностью до $0,01 \mu F$.

В измерениях при высокой частоте Бедо рассматривает прежде всего метод волномера, заключающийся в замещении неизвестной емкости — известной. Этот метод употребляется в Америк. Бюро Стандартов для эталонирования емкостей. Далее идет ряд методов, основанных на изменении анодного тока электронной лампы.

Наиболее чувствительным методом автор считает метод биений, причем он рекомендует пользоваться для измерений моментом совпадения двух интерферирующих частот, т. е. моментом исчезновения тока биений в телефоне. Этот момент является чувствительнейшим указателем резонанса. Само измерение проводится по методу замещения. Как пример чувствительности метода биений можно привести опыты Виддингтона, который определял изменения расстояния между пластинками конденсатора на $5 \cdot 10^{-5} \mu$. Зюксмит при помощи этого метода отмечал изменение температуры на $1/16000^\circ C$. Такая чувствительность метода вполне достаточна; точность же его ограничивалась до сего времени трудностью построения эталона малой емкости.

Автор задался целью построить эталон очень малой емкости, который в достаточной степени удовлетворял бы расчету. Рассматривая употребляемые до сего времени эталоны емкости, можно разделить

их на три группы: плоские, сферические и цилиндрические. Плоские конденсаторы с охранными кольцами можно применять только для измерений при постоянном потенциале (электростатические). В случае сферического конденсатора очень затруднено измерение между двумя сферами и, кроме того, невозможно сконструировать эталон переменной емкости. Большое неудобство эталонов постоянной емкости заключается в наличии неучитываемой емкости соединительных проводов, кот. вводит ошибку. Но если эталон плавно изменяет свою емкость, то во все время измерения как арматура эталона, так и соединительные провода остаются в постоянном положении друг относительно друга и их емкость не влияет на результат измерения. В виду этого автор остановился на цилиндрическом типе эталона, причем емкость могла меняться путем выдвижения одного цилиндра из другого.

Изменение емкости вычислялось по формуле:

$$C = \frac{l}{2 \log \frac{R_2}{R_1}},$$

где C — изменение емкости эталона, l — длина, на которую выдвигается внутренний цилиндр и R_2 и R_1 радиусы внешнего и внутреннего цилиндров.

Особое внимание пришлось обращать на определение геометрических размеров эталона. Длина l определялась следующим образом. На поверхность внутреннего цилиндра наносились отметки, расстояния между которыми промерялись при помощи делительной машины. Затем сама делительная машина выверялась при помощи эталона длины. Относительная ошибка, вычисленная по многим измерениям, не превышала 10^{-4} от измеряемой величины.

Следующая величина, подлежащая измерению—отношение $\frac{R_2}{R_1}$. Относительная погрешность вычисленной величины емкости на единицу длины имеет следующую зависимость от погрешности измерения $\frac{R_2}{R_1}$:

$$\frac{dc_1}{c_1} = -\frac{dZ}{Z} \frac{1}{\text{Log } Z},$$

где $Z = \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2$.

Можно измерять или отдельно R_1 и R_2 , или сразу отношение $\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2$. В первом случае относительная ошибка $\frac{R_2}{R_1}$ будет:

$$\frac{d\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}{\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} = \frac{dR_1}{R_1} + \frac{dR_2}{R_2}.$$

Если необходимо, чтобы эта ошибка не превышала 0,001, то ошибка каждого измерения не должна превышать 0,0005. При обычной величине R_1 , равной 6 см, мы должны измерять с точностью до 30 μ . Измерить с такой точностью, особенно внутренний радиус цилиндра, почти невозможно. Во втором случае наливают водой внешний цилиндр до любой высоты и определяют вес этой воды (P). Затем, вставив внутренний цилиндр, заполняют водой промежуток между двумя цилиндрами до той-же высоты и определяют вес этого количества воды (P_1). Тогда

$$Z = \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 = \frac{P}{P - P_1}.$$

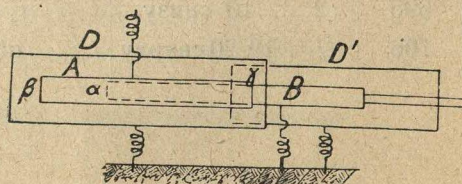
Этот метод имеет два преимущества: 1) измеряется квадрат искомой величины, что дает большую точность; 2) получается сразу сред-

нее значение величин $\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2$. Как показал опыт, ошибка при этом способе не превышала 0,001 измеряемой величины.

Для того, чтобы относительная, ошибка, в определении емкости при той же точности измерения была меньше, отношение $\frac{R_2}{R_1}$ выгодно делать как можно больше.

Увеличение этого отношения, однако, ограничивается во первых тем, что емкость на единицу длины делается очень малой, и во вторых сильным увеличением влияния краев. В применяемых автором конденсаторах $\frac{R_2}{R_1}$ равнялось в одном случае 1,53572, в другом 1,2331. Это давало, при точности измерения $\frac{R_2}{R_1}$ до 0,001, ошибку в определении емкости на единицу длины в первом случае на 0,0023, а во втором 0,0047 от определяемой величины.

В определение емкости могут вносить ошибку следующие причины: 1) Цилиндры имеют параллельные оси, но не концентричны. 2) Оси цилиндров расположены под некоторым углом. 3) Радиусы цилиндров не постоянны по всей их длине. Чтобы исключить влияние краев, применялась конструкция эталона (черт. 1). Радиусы цилин-



Черт. 1.

дров A и B тщательно измерялись, как это было указано выше, и емкость менялась выдвиганием цилиндра A из цилиндра B. Наружные заземленные цилиндры D и D' служили в качестве экрана от посторонних влияний. Длина l , на которую выдвинут цилиндр B из ци-

линдра A , измерялась посредством окуляра M , которым визируются сперва одна, потом другая отметка на поверхности цилиндра B .

Емкость на единицу длины получилась равной: $1,16554 \text{ cgs}_e$, абсолютная ошибка не превышала $0,00106 \text{ см}$ и относительная $9 \cdot 10^{-4}$. Для другого конденсатора получи-

лось $\frac{R_2}{R_1} = 1,2319$ с относительной точностью около $0,0006$ и емкость на 1 см длины $2,3974 \text{ cgs}_e$ с относительной ошибкой около $0,003$.

Н. Петров

L'onde électrique.

1/III 27.

ИСПРАВЛЕНИЯ И ОПЕЧАТКИ

В указателе к журналу ТиТбп том VIII, на стр. 699 № 45 пропущена статья В. И. Волюнкина: „Эмпирическая зависимость электронной эмиссии от температуры“ ТиТбп № 44, стр. 495.

Исправления в ТиТбп № 45

Страница	Столбец	Строка	Напечатано	Должно быть
627	1	Пат. № 837	Кл. 21a	Кл. 21a и 21g
631	2	„ „ 1052	в патенте № 1051	в патенте № 1050
635	1	„ „ 1182	в момент воздействия	в момент бездействия
642	2	„ „ 1620	рычага 24	рычаги 24
644	2	„ „ 1763	11 февраля 1224	11 февраля 1924
647	2	„ „ 1926	от 30 ноября 1925	от 30 ноября 1926
649	1	„ „ 1823 и 1824	повторный выключатель	поворотный выключатель
656	2	1 сверху	Класс 73b	Класс 37b
657	1	Пат. № 1367	Заявл. 24 февраля 1924	Заявл. 27 февраля 1924
695	2	10 снизу	$i_v = Ae^{-bT}$	$i_v = Ae^{-b/T}$
706	1	19,20 сверху	повторный	поворотный

Издание Нижегородской Радиолaborатории имени В. И. Ленина

Тираж 1000 экз. — Гублит № 502

Печатание ТиТбп № 1 (46) закончено 28 февраля 1928 года

Н.-Новгород, Радионабережная, 8

ПРИНИМАЕТСЯ ПОДПИСКА НА 1928 ГОД
НА НОВЫЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
**„ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЙ
ВЕСТНИК“**

ИЗДАВАЕМЫЙ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЙ СЕКЦИЕЙ ВСЕУКРАИНСКОЙ АССОЦИАЦИИ ИНЖЕНЕРОВ (ВУКАИ).

ГОД ИЗДАНИЯ ТРЕТИЙ.

ПОДПИСНАЯ ЦЕНА ЗА ШЕСТЬ НОМЕРОВ

С ДОСТАВКОЙ и ПЕРЕСЫЛКОЙ—3 р. 50 к.

ЦЕНА № В ОТДЕЛЬНОЙ ПРОДАЖЕ 60 к.

— ПОДПИСКА ПРИНИМАЕТСЯ —

в г. Харькове—Харьковск. отделением ВУКАИ

— Харьков, Провиантский пер., № 3, —

а также всеми местными отделениями ВУКАИ

и ВАИ в тех городах, где они имеются.

Уполномоченный по сбору объявлений за границей:

Е. Murawkin. Berlin NW 6. Marienstrasse 30.

Издатель: ВУКАИ .

Ответств. редактор: инж. Л. ГЕЙЛЕР.
