

ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНИЯ  
БЕЗ  
ПРОВОДОВ

325. Р 60/3

Том IX, № 6 (51), ДЕКАБРЬ 1928

ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ

---

ПРОДОЛЖАЕТСЯ ПОДПИСКА НА ЖУРНАЛ

# ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНИЯ БЕЗ ПРОВОДОВ

(Т и Т бп)

ОДИННАДЦАТЫЙ ГОД ИЗДАНИЯ

Издание Нижегородской Радиолaborатории имени В. И. Ленина

РЕДАКЦИЯ и КОНТОРА ЖУРНАЛА „Т и Т бп“

ЛЕНИНГРАД, УЛ. ЖЕЛЯБОВА, 9. ПРАВЛЕНИЕ ТРЕСТА ЭЛЕКТРОСВЯЗЬ

СКЛАДЫ ИЗДАНИЯ „Т и Т бп“

ЛЕНИНГРАД, УЛ. ЖЕЛЯБОВА, 9.

МОСКВА, МОСКОВСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ ПРАВЛЕНИЯ ТРЕСТА ЭЛЕКТРОСВЯЗЬ,  
МИЛЮТИНСКИЙ ПЕР., 10.

НА СКЛАДАХ ИМЕЮТСЯ „Т и Т бп“ №№ 21—51.

ЦЕНА ОТДЕЛЬНОГО НОМЕРА 1 руб. 25 коп.

УСЛОВИЯ ПОДПИСКИ на 1929 год: НА ГОД—6 Р., НА 1/2 ГОДА—3 Р. 50 К.

---

---



# „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

№ 6 (51) ДЕКАБРЬ

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. Petrovsky*

Volume IX

№ 6 (51), December 1928

### C O N T E N T S:

#### A. Original papers

D. A. Vicker, Eng., Moscow. Calculation of Mutual Inductance.—I. G. Kliatskin, Eng., Moscow. Anode Resistance of an Electron Tube.—S. N. Kakurin, Eng., Moscow. Checking of Modulation on Radio Telephone Stations.—G. A. Kiandsky, Eng., Leningrad. On Measurement of Capacity by means of Piezo-quartz.—V. V. Shirkov, Eng., Moscow. A Multiple «Push-Pull» Short Wave Oscillator.—S. I. Zilitinkevitch, Eng., Leningrad. Electrical Torch.—A. A. Petrovsky, Prof., Leningrad. Electric Field and Capacity of Bodies Situated in a Laminated Dielectric.—A. A. Shaposhnikov, Leningrad. Alternating Current Heating of Receiving Tubes.—I. G. Kliatskin, Eng., and A. L. Minz, Eng., Moscow. Some Points of Calculation of Radio Broadcasting Stations.—I. M. Rubinstein, Moscow. Extention of Application of Vector Diagrams.

B. Letters to the Editors. Chronicle. Bibliography. Errata.

Author Index of T. i T. b. n., Vol. IX, №№ 1 (46) — 6 (51), 1928.

Subject Index of T. i T. b. n., Vol. IX, №№ 1 (46) — 6 (51), 1928.

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—Nizhni-Novgorod,  
U. S. S. R. Radionaberezhnaia, 8, Radiolaboratoria.

---

## Содержание ТиТбп № 51

---

|                                                                                                                          |     |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Д. А. Виккер, инж. (Москва). Расчет коэффициентов взаимной индукции (Некоторые общие положения) . . . . .                | 611 |
| И. Г. Кляцкин, инж. (Москва). Сопротивление электронной лампы                                                            | 626 |
| С. Н. Какурин, инж. (Москва). Контроль модуляции на радиотелефонных станциях . . . . .                                   | 633 |
| Г. А. Кьяндский, инж. (Ленинград). Об измерении емкости при помощи пьезокварца . . . . .                                 | 644 |
| В. В. Ширков (Москва). Коротковолновый генератор, собранный по двухкратной двухтактной схеме . . . . .                   | 647 |
| С. И. Зилитинкевич, инж. (Ленинград). Электрическое факельное истечение . . . . .                                        | 652 |
| А. А. Петровский, проф. (Ленинград). Электрическое поле и емкость тел, помещенных в слой диэлектрика . . . . .           | 658 |
| А. А. Шапошников (Ленинград). Питание приемных ламп переменным током . . . . .                                           | 676 |
| И. Г. Кляцкин, инж., и А. Л. Минц, инж. (Москва). Некоторые особенности расчета сетей радиовещательных станций . . . . . | 688 |
| Я. М. Рубинштейн (Москва). Расширение области применения векторных диаграмм . . . . .                                    | 693 |
| Письма в редакцию . . . . .                                                                                              | 712 |
| Хроника . . . . .                                                                                                        | 715 |
| Библиография . . . . .                                                                                                   | 723 |
| Исправления . . . . .                                                                                                    | 724 |
| Указатель ТиТбп № 46-51 (1928) именной . . . . .                                                                         | 725 |
| Указатель ТиТбп № 46-51 (1928) предметный . . . . .                                                                      | 728 |

---

## Расчет коэффициентов взаимоиנדукции

(Некоторые общие положения)

*Инж.-эл. Д. А. Виккер, д. чл. Рори*

К предлагаемым в настоящей работе «общим положениям» автор пришел в процессе разработки метода расчета коэффициентов самоиндукции плоских одновитковых контуров<sup>1)</sup>. В той последовательности, в какой эти «положения» (теоремы) изложены, они представляют как бы введение к этому методу расчета.

Однако автор полагает, что эти положения, независимо от указанного их применения, не лишены и общепринципиального, теоретического значения, и что даже в предлагаемом здесь виде они представляют опыт общего учения о взаимоотношениях магнитных полей, создаваемых электрическими контурами, — опыт построения некоторой системы общего характера.

Автор имеет в виду в дальнейшем добавить к предлагаемым шести теоремам еще некоторые другие, и тогда, может быть, окажется более удобным расположить эти положения в несколько ином порядке.

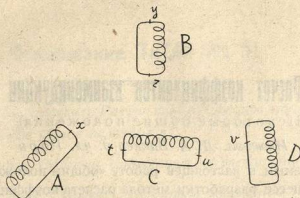
1. Теорема о «сложении» электрических контуров и их магнитных полей. *Всякий ряд замкнутых электрических контуров, каковы бы ни были их размеры, форма и взаиморасположение в пространстве, всегда может быть «сложен» в один «результрующий» контур, посредством последовательного соединения контуров между собой, таким образом, что магнитное поле, производимое совокупностью указанных отдельных контуров, во всех своих точках будет по величине и направлению идентично магнитному полю, производимому «результирующим» контуром.*

Как в «составляющих» контурах, так и в «результирующем» контуре токи предполагаются равными между собой.

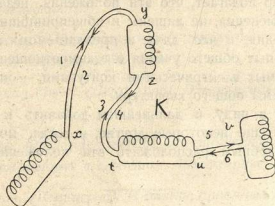
Доказательство.

Пусть нам даны в пространстве какие-то замкнутые электрические контуры  $A, B, C, D \dots$  (черт. 1). Разомкнем эти контуры в точках  $x, y, z, t, u, v \dots$  и при помощи соответствующего числа пар проводников 1—2, 3—4, 5—6... (черт. 2) соединим все контуры последовательно между собой так, чтоб получить один замкнутый

<sup>1)</sup> Этот метод расчета будет изложен в особой статье.



Черт. 1



Черт. 2

контур  $K$ . При этом проводники 1—2, 3—4, 5—6... должны быть подобраны попарно равной длины и должны быть расположены попарно достаточно близко друг к другу. Очевидно, что производимые этими проводниками магнитные поля будут попарно друг друга уничтожать. Поэтому, магнитное поле, которое создавалось совокупностью раздельно существовавших замкнутых контуров  $A, B, C, D, \dots$ , несколько не изменится после разрыва этих контуров в точках  $x, y, z, t, u, v, \dots$  и введения в цепь проводников 1—2, 3—4, 5—6... Следовательно, если обозначим через  $A + B + C + \dots = K$  — контур, получающийся в результате последовательного соединения («сложения») контуров  $A, B, C, \dots$  указанным способом <sup>1)</sup>, а через

<sup>1)</sup> Знаком  $A + B + C + \dots$  мы и во всем дальнейшем изложении будем обозначать контур, получающийся в результате последовательного соединения каких-либо контуров  $A, B, C, \dots$  проводниками, собственным магнитным полем которых (собственной самоиндукцией которых) можно пренебречь.



$H_A, H_B, H_C, \dots H_{\overline{A+B+C+\dots}} = H_K$  — силы магнитных полей соответствующих контуров, то будем иметь:

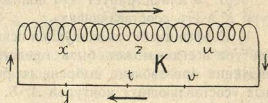
$$H_A + H_B + H_C + \dots = H_{\overline{A+B+C+D+\dots}} = H_K, \quad (I)$$

что и требовалось доказать.

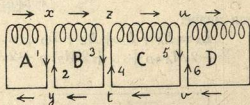
2. Теорема о «разложении» электрических контуров и их магнитных полей. *Всякий замкнутый электрический контур всегда может быть «разложен» на произвольное число однозначных с ним <sup>1)</sup> «составляющих» контуров таким образом, чтобы магнитное поле, производимое данным электрическим контуром, во всех своих точках было бы по величине и по направлению идентично магнитному полю, производимому совокупностью «составляющих» контуров.* Токи «составляющих» контуров предполагаются все равными току данного контура.

Доказательство.

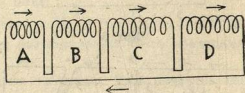
Пусть нам дан некоторый замкнутый многовитковый контур  $K$  (черт. 3), в котором циркулирует ток, равный  $I$ . Разомкнем этот контур в произвольных точках  $x-y, z-t, u-v, \dots$  и замкнем раз'единенные части при помощи соответствующего числа пар проводников произвольной длины и формы 1—2, 3—4, 5—6, ... (черт. 4); при этом проводники 1—2, 3—4, 5—6, ... должны быть попарно равной длины и должны быть расположены попарно достаточно близко друг к другу. Таким образом, на месте данного контура  $K$  мы будем иметь ряд гальванически независимых замкнутых контуров  $A, B, C, D, \dots$ . Если в этих контурах будут циркулировать токи, также равные  $I$  и в направлениях, указанных на черт. 4 стрелками, то, очевидно, что тем, что мы разрезали контур  $K$  в точках  $x-y, z-t, u-v, \dots$  и приклю-



Черт. 3



Черт. 4



Черт. 5

<sup>1)</sup> «Однозначными» электрическими контурами будем называть такие контуры, в которых токи циркулируют в одном и том же направлении; как здесь, так и в дальнейшем изложении стрелки на чертежах обозначают направления токов.

чили проводники 1—2, 3—4, 5—6, ... с токами, равными  $I$  и попарно прямо-противоположных направлений, мы ничего не изменили в магнитном поле, первоначально производимом контуром  $K$ . Но вместо одного замкнутого контура  $K$  перед нами ряд отдельных замкнутых контуров  $A, B, C, D$ , однозначных между собой и с контуром  $K$ , что и требовалось доказать.

Доказанное положение может быть выражено следующим ур-нием:

$$H_K = H_A + H_B + H_C + H_D + \dots, \quad (\text{II})$$

где  $H_K$  есть сила магнитного поля данного контура  $K$ , а  $H_A, H_B, H_C, H_D, \dots$  — силы магнитных полей соответствующих «составляющих» контуров.

Из теоремы (II) следует:

а) Всякий замкнутый электрический контур может быть замещен контуром, получающимся от последовательного соединения его «составляющих» контуров—без какого-либо изменения магнитного поля данного контура:

$$K = \overline{A+B+C+\dots}. \quad (\text{II}^a)$$

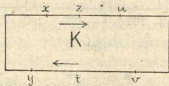
Черт. 5 иллюстрирует это положение для многовиткового контура  $K$  и его «составляющих».

б) Коэффициент самоиндукции всякого замкнутого электрического контура всегда может быть представлен как коэффициент самоиндукции произвольно выбранного ряда последовательно соединенных «составляющих» контуров  $A, B, C, D, \dots$ , на которые данный контур может быть «разложен»:

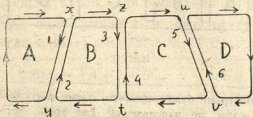
$$L_K = L_{\overline{A+B+C+D+\dots}}, \quad (\text{II}^b)$$

или иначе:

$$L_K = L_A + L_B + L_C + L_D + \dots + 2M_{A \cdot B} + 2M_{A \cdot C} + \dots + 2M_{A \cdot D} + \dots + 2M_{B \cdot C} + 2M_{B \cdot D} + \dots + 2M_{C \cdot D} + \dots \quad (\text{II}^c)$$



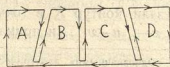
Черт. 6



Черт. 7

Для случаев одновитковых контуров доказательство, конечно, то же, что для случаев многовиткового контура, — см. черт. 6 и 7.

Следствия из теоремы (2)—формулы (II<sup>a</sup>) и (II<sup>b</sup>)—сохраняют, конечно, свою полную



Черт. 8

силу и для одновитковых контуров. Черт. 8 иллюстрирует это в отношении одновиткового контура  $K$  и его «составляющих».

3. Магнитная связь между одним каким-либо электрическим контуром и рядом других электрических контуров. Теорема. *Между электрическими контурами  $A, B, C, D, \dots$ , каковы бы ни были их размеры, форма и взаиморасположение в пространстве, всегда существует следующее взаимоотношение:*

$$M_{A \cdot [B+C+D+\dots]} = M_{A \cdot B} + M_{A \cdot C} + M_{A \cdot D} + \dots^1) \quad (\text{III})$$

Доказательство.

«Сложим» все рассматриваемые контуры  $A, B, C, D, \dots$

На основании формул (II<sup>a</sup>) и (II<sup>c</sup>) мы можем написать:

$$L_{\frac{A+B+C+D+\dots}{A+B+C+D+\dots}} = L_A + L_B + L_C + L_D + \dots + 2M_{A \cdot B} + 2M_{A \cdot C} + 2M_{A \cdot D} + \dots + 2M_{B \cdot C} + 2M_{B \cdot D} + \dots + 2M_{C \cdot D} + \dots \quad (1)$$

Но результат «сложения» контуров  $A, B, C, D, \dots$  может быть представлен и в виде  $\frac{A+[B+C+D+\dots]}{A+[B+C+D+\dots]}$ , и на основании формулы (II<sup>c</sup>) мы можем написать:

$$L_{\frac{A+[B+C+D+\dots]}{A+[B+C+D+\dots]}} = L_A + L_{\frac{B+C+D+\dots}{B+C+D+\dots}} + 2M_{A \cdot \frac{B+C+D+\dots}{B+C+D+\dots}} \quad (2)$$

Левые части ур-ний (1) и (2), очевидно, равны между собой. Приравняв, на этом основании, правые части этих ур-ний и приняв во внимание, что

$$L_{\frac{B+C+D+\dots}{B+C+D+\dots}} = L_B + L_C + L_D + \dots + 2M_{B \cdot C} + 2M_{B \cdot D} + \dots + 2M_{C \cdot D} + \dots,$$

мы после сокращений получим:

$$M_{A \cdot \frac{B+C+D+\dots}{B+C+D+\dots}} = M_{A \cdot B} + M_{A \cdot C} + M_{A \cdot D} + \dots, \quad (\text{III})$$

что и требовалось доказать.

Из теоремы (III) следует:

Коэффициент взаимной индукции пары электрических контуров  $A$  и  $B$  всегда может быть представлен в виде:

$$M_{A \cdot B} = M_{A \cdot X} + M_{A \cdot Y} + M_{A \cdot Z} + \dots \quad (\text{III}^a)$$

где  $X, Y, Z, \dots$  суть контуры, на которые может быть «разложен» контур  $B$ .

4. Магнитная связь между двумя группами электрических контуров. Теорема. *Между группой электрических контуров  $A, B, C, D, \dots$  и группой других электрических контуров  $P, Q, R, S, \dots$*

<sup>1)</sup> Как здесь, так и в дальнейшем изложении индексы  $A, [B+C+D+\dots], A \cdot B, A \cdot C, \dots$  при символе  $M$  означают те пары контуров, о взаимной индукции которых идет речь.







В правой части ур-ия (IV) один и тот же символ  $M$  повторяется много раз разными индексами. Для сокращения письма вынесем условно и символически букву  $M$  за группу индексов, и формула (IV) примет более упрощенный вид:

$$M_{\overline{A+B+C+D+\dots} \cdot \overline{P+Q+R+S+\dots}} = M \begin{bmatrix} A \cdot P + A \cdot Q + A \cdot R + \dots \\ B \cdot P + B \cdot Q + B \cdot R + \dots \\ C \cdot P + C \cdot Q + C \cdot R + \dots \\ \dots \end{bmatrix} \quad (IV^a)$$

Из теоремы (IV) следует:

Коэффициент взаимоиנדукции пары электрических контуров  $A$  и  $B$  всегда может быть представлен в виде:

$$M_{A \cdot B} = \begin{bmatrix} M_X \cdot P + M_X \cdot Q + M_X \cdot R + \dots \\ M_Y \cdot P + M_Y \cdot Q + M_Y \cdot R + \dots \\ M_Z \cdot P + M_Z \cdot Q + M_Z \cdot R + \dots \\ \dots \end{bmatrix}, \quad (IV^b)$$

где  $X, Y, Z, \dots$  суть контуры, на которые может быть «разложен» контур  $A$ , а  $P, Q, R, \dots$  — контуры, на которые может быть «разложен» контур  $B$ .

Если в формуле (IV<sup>b</sup>) вынести символ  $M$  условно за группу индексов, то написанная формула примет более упрощенный вид:

$$M_{A \cdot B} = M \begin{bmatrix} X \cdot P + X \cdot Q + X \cdot R + \dots \\ Y \cdot P + Y \cdot Q + Y \cdot R + \dots \\ Z \cdot P + Z \cdot Q + Z \cdot R + \dots \\ \dots \end{bmatrix} \quad (IV^c)$$

5. Теорема о трех контурах. *Между тремя замкнутыми электрическими контурами  $A, B, C$ , каковы бы ни были их размеры, форма и взаиморасположение в пространстве, всегда имеет место следующее взаимоотношение:*

$$M_{A \cdot B} = \frac{1}{2} \left\{ \left[ L_{\overline{A+B+C}} + L_C \right] - \left[ L_{\overline{A+C}} + L_{\overline{B+C}} \right] \right\} \quad (V)$$

Доказательство.

Из данных в пространстве контуров составим соединения:

$$\overline{A+B+C} \quad (\alpha)$$

$$\overline{A+C} \quad (\beta)$$

$$\overline{B+C} \quad (\gamma)$$

Очевидно, что

$$\boxed{A + C} + \boxed{B + C} = \boxed{A + B + C} + C \quad ^1).$$

Поэтому

$$L \boxed{\boxed{A + C} + \boxed{B + C}} = L \boxed{\boxed{A + B + C} + C} \quad (1)$$

Определим значение левой части ур-ия (1) и затем значение правой части этого же ур-ия:

$$L \boxed{\boxed{A + C} + \boxed{B + C}} = L \boxed{A + C} + L \boxed{B + C} + 2M \boxed{A + C} \cdot \boxed{B + C}, \quad (2)$$

$$L \boxed{\boxed{A + B + C} + C} = L \boxed{A + B + C} + L C + 2M \boxed{A + B + C} \cdot C \quad (3)$$

На основании ур-ия (1) правые части ур-ий (2) и (3) должны быть равны между собой:

$$\begin{aligned} \boxed{A + C} + L \boxed{B + C} + 2M \boxed{A + C} \cdot \boxed{B + C} &= \\ &= L \boxed{A + B + C} + L C + 2M \boxed{A + B + C} \cdot C \end{aligned} \quad (4)$$

На основании теоремы (IV) имеем:

$$M \boxed{A + C} \cdot \boxed{B + C} = M_{A.B} + M_{A.C} + M_{C.B} + M_{C.C}, \quad (5)$$

а на основании теоремы (III):

$$M \boxed{A + B + C} \cdot C = M_{A.C} + M_{B.C} + M_{C.C}. \quad (6)$$

Подставив в ур-ие (4) вместо  $M \boxed{A + C} \cdot \boxed{B + C}$  и  $M \boxed{A + B + C} \cdot C$  соответствующие им выражения (5) и (6), мы после сокращений получим:

$$L \boxed{A + C} + L \boxed{B + C} + 2M_{A.B} = L \boxed{A + B + C} + L C,$$

откуда:

$$M_{A.B} = \frac{1}{2} \left\{ \left[ L \boxed{A + B + C} + L C \right] - \left[ L \boxed{A + C} + L \boxed{B + C} \right] \right\}, \quad (V)$$

что и требовалось доказать<sup>2)</sup>.

В формуле (V) один и тот же символ  $L$  повторяется несколько раз при разных индексах. Для сокращения письма вынесем условно и символически букву  $L$  за группу индексов, и формула (V) примет более упрощенный вид:

<sup>1)</sup> Физически невозможно, чтоб контур  $A$  входил одновременно в соединения (α) и (β), чтоб контур  $B$  входил одновременно в соединения (α) и (γ), а контур  $C$ —в соединения (α), (β) и (γ). Но мы можем себе представить, что соединения (α), (β) и (γ) образуются один после другого, последовательно во времени

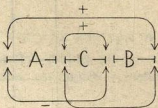
<sup>2)</sup> Если в формуле (V) сделать  $C = 0$ , т.е. предположить контур  $C$  отсутствующим, то получим общеизвестную формулу:

$$M_{A.B} = \frac{1}{2} \left\{ L \boxed{A + B} - [L_A + L_B] \right\}.$$

$$M_{A.B} = \frac{1}{2} L \left\{ \left[ \overline{A+B+C} + c \right] - \left[ \overline{A+C} + \overline{B+C} \right] \right\}. \quad (V^a)$$

Черт. 9 представляет в легко запоминаемой форме схему образования индексов при  $L$ , порядок их следования, а также порядок чередования знаков  $+$  и  $-$  при  $L$  в формулах (V) и (V<sup>a</sup>)<sup>1)</sup>.

6. Взаимоиндукция между двумя прямоугольными контурами, лежащими в одной плоскости. Теорема. Коэффициент взаимной индукции двух однозначных одновитковых прямоугольных контуров  $A$  и  $B$ , расположенных в одной плоскости так, что стороны их расположены по двум взаимно перпендикулярным направлениям (черт. 10), равен<sup>2)</sup>:



Черт. 9

$$M_{A.B} = \frac{1}{4} L \left\{ \left[ (\overline{ad} + \overline{bc}) - (\overline{ac} + \overline{bd}) \right] \left[ (\overline{eh} + \overline{fg}) - (\overline{eg} + \overline{fh}) \right] \right\}. \quad (VI)$$

Индексы при  $L$  — суть размеры, проставленные на черт. 10.

1) Вполне аналогичная схема образования индексов при символах  $L$  или при функциях от них, а также вполне аналогичный порядок следования индексов и чередования знаков  $+$  и  $-$  при  $L$  были в свое время установлены автором при выводе формулы коэффициентов связи для ряда случаев катушек, круглых или прямоугольных сечений, расположенных на одной прямой. См. Berechnung der Koppelungskoeffizienten für einige besondere Fälle der gegenseitigen Induktion, von D. Wicker, Jahrb. d. dr. Tel. u. Tel. Jun. 1923 u. Febr. 1924. Рассмотренные в названных статьях случаи связи являются лишь частными случаями более общего закона, выражаемого «теоремой о трех контурах».

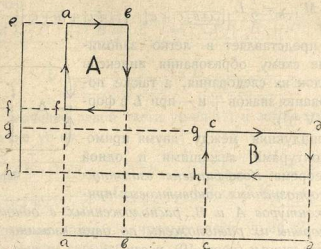
2) Индексы при  $L$  в ур-ии (VI) представлены в виде произведения двух четырехчленов первого порядка. Легко заметить, что образование каждого из этих четырехчленов, схема следования их частей, порядок чередования знаков плюс и минус при них представляют определенную закономерность: см. две идентичные схемы — черт. 11 и 12; каждая из этих схем аналогична схеме построения индексов в формуле (V) теоремы о трех контурах (черт. 9).

Таким образом, формула (VI) может быть представлена в следующем схематическом, легко запоминаемом виде:

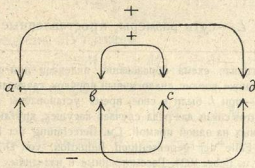
$$M_{A.B} = \frac{1}{4} L \left[ \begin{array}{c|c|c|c} \overline{a} & \overline{b} & \overline{c} & \overline{d} \\ \hline \uparrow & \uparrow & \uparrow & \uparrow \\ \hline \end{array} \right] \times \left[ \begin{array}{c|c|c|c} \overline{e} & \overline{f} & \overline{g} & \overline{h} \\ \hline \uparrow & \uparrow & \uparrow & \uparrow \\ \hline \end{array} \right], \quad (VI^a)$$

где длина  $\overline{ad}$ ,  $\overline{bc}$  и т. д. см. на черт. 10.

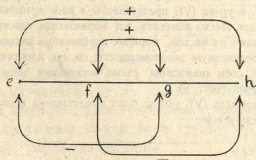
Формула (VI<sup>a</sup>) показывает, что схема образования индексов при  $L$  в формуле (VI) соответствует произведению двух схем, аналогичных схеме «теоремы о трех контурах» и взятых в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Интересно отметить еще то обстоятельство, что коэффициент  $\frac{1}{4}$  в формулах (VI) и (VI<sup>a</sup>) есть квадрат коэффициента  $\frac{1}{2}$  формулы (V).



Черт. 10



Черт. 11



Черт. 12

Уравнение (VI) надо понимать как символически-сокращенно написанное выражение:

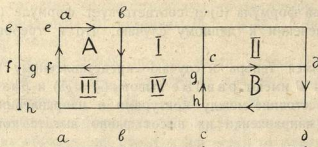
$$M_{A.B} = \frac{1}{4} \left| \begin{array}{l} (L_{ad} \overline{eh} + L_{bc} \overline{eh}) - (L_{ac} \overline{eh} + L_{bd} \overline{eh}) \\ + (L_{ad} \overline{fg} + L_{bc} \overline{fg}) - (L_{ac} \overline{fg} + L_{bd} \overline{fg}) \\ - (L_{ad} \overline{eg} + L_{bc} \overline{eg}) + (L_{ac} \overline{eg} + L_{bd} \overline{eg}) \\ - (L_{ad} \overline{fh} + L_{bc} \overline{fh}) + (L_{ac} \overline{fh} + L_{bd} \overline{fh}) \end{array} \right|$$



[Толщина проводников контуров  $A$  и  $B$  предполагается одинаковой и в то же время практически достаточно малой по сравнению с размерами контуров].

Доказательство.

а) Начнем со случая, представленного на черт. 13: контуры  $A$  и  $B$  имеют равные высоты ( $ef = gh$ ) и разные длины ( $ab \neq cd$ ); расстояние между контурами в направлении их длин — любое, а в направлении их высот равно нулю ( $fg = 0$ ).



Черт 13

Дополним данную пару контуров  $A$  и  $B$  однозначными с ними контурами I, II, III, IV и найдем коэффициент взаимной индукции между образованиями  $[A + III]$  и  $[II + B]$ .

На основании теоремы о трех контурах имеем:

$$M_{[A+III] \cdot [II+B]} = \frac{1}{2} \left\{ L_{[A+III+I+IV+II+B]} + L_{[I+IV]} - L_{[A+III+I+IV]} - L_{[I+IV+II+B]} \right\}, \quad (1)$$

а на основании теоремы (IV) имеем:

$$M_{[A+III] \cdot [II+B]} = M_{A, II} + M_{A, B} + M_{III, II} + M_{III, B}. \quad (2)$$

Входящие в уравнение (2) величины  $M_{A, II}$  и  $M_{III, B}$ , на основании теоремы о трех контурах, могут быть представлены в виде:

$$M_{A, II} = \frac{1}{2} \left[ (L_{[A+I+II]} + L_I) - (L_{[A+I]} + L_{[I+II]}) \right], \quad (3)$$

$$M_{III, B} = \frac{1}{2} \left[ (L_{[III+IV+B]} + L_{IV}) - (L_{[III+IV]} + L_{[IV+B]}) \right]. \quad (4)$$

Приравняв между собой правые части ур-ний (1) и (2), введя вместо  $M_{A, II}$  и  $M_{III, B}$  найденные для них выражения (3) и (4), введя затем обозначения разных контуров и их образований — через их размеры согласно черт. 13 <sup>1)</sup> и заметив, что по симметрии  $M_{A, B} = M_{III, II}$ , мы получим:

<sup>1)</sup> Так  $[A + III + I + IV + II + B] = ad \cdot eh$ ,

$[I + IV] = bc \cdot eh$ ,

$[A + I + II] = ad \cdot ef$ ,

и т. д.

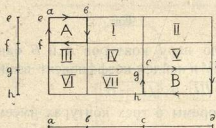
$$M_{A..B} = 1/4 \left\{ \begin{array}{l} L_{\bar{a}\bar{d}. \bar{e}\bar{h}} + L_{\bar{b}\bar{c}. \bar{e}\bar{h}} - L_{\bar{a}\bar{c}. \bar{e}\bar{h}} - L_{\bar{b}\bar{d}. \bar{e}\bar{h}} \\ - L_{\bar{a}\bar{d}. \bar{e}\bar{f}} - L_{\bar{b}\bar{c}. \bar{e}\bar{f}} + L_{\bar{a}\bar{c}. \bar{e}\bar{f}} + L_{\bar{b}\bar{d}. \bar{e}\bar{f}} \\ - L_{\bar{a}\bar{d}. \bar{g}\bar{h}} - L_{\bar{b}\bar{c}. \bar{g}\bar{h}} + L_{\bar{a}\bar{c}. \bar{g}\bar{h}} + L_{\bar{b}\bar{d}. \bar{g}\bar{h}} \end{array} \right\} \quad (5)$$

В уравнении (5) вынесем букву  $L$  условно и символически за группу индексов, а самую группу индексов представим в виде произведения двух многочленов. Таким образом мы получим:

$$M_{A..B} = 1/4 L \{ (\bar{a}\bar{d} + \bar{b}\bar{c}) - (\bar{a}\bar{c} + \bar{b}\bar{d}) \} [ \bar{e}\bar{h} - (\bar{e}\bar{f} + \bar{g}\bar{h}) ]. \quad (6)$$

Полученная формула (6) и соответствует формуле (VI) и схеме (Vla) в применении к данному случаю, что и требовалось доказать.

б) Обратимся теперь к случаю, представленному на черт. 14 контуры  $A$  и  $B$  имеют равные высоты ( $\bar{e}\bar{f} = \bar{g}\bar{h}$ ) и разные длины ( $\bar{a}\bar{b} \neq \bar{c}\bar{d}$ ); расстояние между контурами в направлении их длин — любое, а в направлении их высот равно высоте контуров ( $\bar{f}\bar{g} = \bar{e}\bar{f} = \bar{g}\bar{h}$ ).



Черт. 14

Дополним данную пару контуров однозначными с ними контурами I, II, III, IV, V, VI и VII и найдем коэффициент взаимной индукции между образованиями  $[A + III + VI]$  и  $[II + V + B]$ .

На основании теоремы о трех контурах получим:

$$M_{\frac{[A + III + VI] \cdot [II + V + B]}{[I + IV + VII]}} = 1/2 \left\{ L_{\frac{[A + III + VI + I + IV + VII + II + V + B]}{[I + IV + VII]}} + L_{\frac{[A + III + VI + I + IV + VII]}{[I + IV + VII]}} - L_{\frac{[II + V + B]}{[I + IV + VII + II + V + B]}} \right\}, \quad (7)$$

на основании теоремы (IV), имеем:

$$M_{\frac{[A + III + VI] \cdot [II + V + B]}{[I + IV + VII]}} = \left\{ \begin{array}{l} M_{A..II} + M_{A..V} + M_{A..B} \\ + M_{III..II} + M_{III..V} + M_{III..B} \\ + M_{VI..II} + M_{VI..V} + M_{VI..B} \end{array} \right\}. \quad (8)$$

Входящие в ур-ние (8) величины  $M_{A..II}$ ,  $M_{III..V}$  и  $M_{VI..B}$  могут быть на основании теоремы о трех контурах представлены в виде:

$$M_{A..II} = 1/2 \left[ L_{\overline{A+I+II}} + L_I - L_{\overline{A+I}} - L_{\overline{I+II}} \right], \quad (9)$$

$$M_{III..V} = 1/2 \left[ L_{\overline{III+IV+V}} + L_{IV} - L_{\overline{III+IV}} - L_{\overline{IV+V}} \right], \quad (10)$$

$$M_{VI..B} = 1/2 \left[ L_{\overline{VI+VII+B}} + L_{VII} - L_{\overline{VI+VII}} - L_{\overline{VII+B}} \right]. \quad (11)$$

Входящие в то же уравнение (8) величины  $M_{A..V}$ ,  $M_{III..II}$ ,  $M_{III..B}$ ,  $M_{VI..V}$  — суть коэффициенты взаимной индукции для случая уже рассмотренного и, как уже доказано, выражаются по формуле (VI) и схеме (VIa), согласно соответствующим обозначениям чертежа 14. Входящие в уравнение (8) величины  $M_{A..B}$  и  $M_{VI..II}$  по симметрии равны между собою.

Приравняв между собой правые части уравнений (7) и (8), введя вместо  $M_{A..II}$ ,  $M_{III..V}$  и  $M_{VI..B}$  найденные для них выражения (9), (10) и (11), а вместо  $M_{A..V}$ ,  $M_{III..II}$ ,  $M_{III..B}$  и  $M_{VI..V}$  — соответствующие им выражения по формулам (VI) и (VIa), введя затем для всех контуров и их образований обозначения через их размеры согласно чертежа 14, получим:

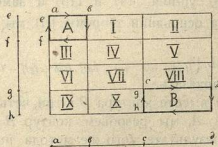
$$M_{A..B} = 1/4 \cdot \left\{ \begin{array}{l} L_{\overline{ad..eh}} + L_{\overline{bc..eh}} - L_{\overline{ac..eh}} - L_{\overline{bd..eh}} \\ + L_{\overline{ad..fg}} + L_{\overline{bc..fg}} - L_{\overline{ac..fg}} - L_{\overline{bd..fg}} \\ - L_{\overline{ad..eg}} - L_{\overline{bc..eg}} + L_{\overline{ac..eg}} + L_{\overline{bd..eg}} \\ - L_{\overline{ad..fh}} - L_{\overline{bc..fh}} + L_{\overline{ac..fh}} + L_{\overline{bd..fh}} \end{array} \right\}. \quad (12)$$

В полученном уравнении (12) вынесем знак  $L$  условно и символически за группу индексов, а самую группу индексов представим в виде произведения двух многочленов:

$$M_{A..B} = 1/4 L \{ [(\overline{ad} + \overline{bc}) - (\overline{ac} + \overline{bd})] \cdot [(\overline{eh} + \overline{fg}) - (\overline{eg} + \overline{fh})] \}. \quad (13)$$

Полученное для  $M_{A..B}$  выражение (13) вполне соответствует формуле (VI) и схеме (VIa), что и требовалось доказать.

с) Обратимся к случаю, черт. 15, когда перед нами те же контуры  $A$  и  $B$ , что были в случаях черт. 13 и 14, но расстояние между контурами в направлении их высот равно двойной вы-

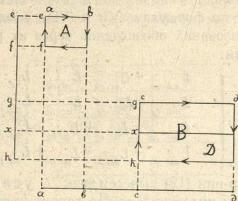


Черт. 15

те контуров ( $\overline{fg} = 2\overline{ef} = 2\overline{gh}$ ). Ход доказательства тот же, что в случае чертежа 14: дополняем данную пару контуров однозначными с ними контурами I, II, III, IV, V, VI, VII, VIII, IX и X; находим коэффициент взаимной индукции между образованиями  $A + III + VI + IX$  и  $II + V + VIII + B$ , и т. д., как в предыдущем случае. В результате всех действий получим для  $M_{A.B}$ , черт. 15, формулу, тождественную с формулой (VI) и построенную по схеме (VIa).

Для случая, когда расстояние между контурами в направлении их высот равно тройной высоте контуров — метод доказательства тот же, и результат, очевидно, получится тот же.

д) Обратимся теперь к случаю черт. 16, когда контуры A и B имеют разные высоты, разные длины и расстояние между ними — любое, как в направлении длин, так и в направлении высот.



Черт. 16

Допустим, что высота контура B в два раза больше высоты контура A. Разобьем контур B на два контура C и D, из которых каждый будет иметь ту же высоту, что контур A.

Тогда на основании предыдущего получим:

$$M_{A.C} = \frac{1}{4} L \{ [(ad + bc)] - (ac + bd) \} \cdot [(ex + fg) - (eg + fx)] \quad (14)$$

$$M_{A.D} = \frac{1}{4} L \{ [(ad + bc) - (ac + bd)] \cdot [(eh + fg) - (eg + fh)] \} \quad (15)$$

Сложивши почленно уравнения (14) и (15) и заметив, что  $M_{A.C} + M_{A.D} = M_{A.B}$  (на основании теоремы III), мы после сокращений получим:

$$M_{A.B} = \frac{1}{4} L \{ [(ad + bc) - (ac + bd)] \cdot [(ex + fg) - (eg + fh)] \},$$

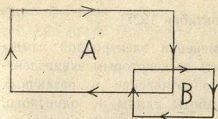
что и требовалось доказать.

е) В случае, если высота контура B в три, четыре и т. д. раз больше высоты контура A, мы разобьем контур B на три, четыре и т. д. контура, и в результате того же метода получим ту же формулу (VI).

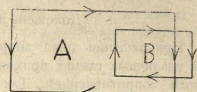


Таким образом теорема (VI) доказана для всех возможных случаев взаимной индукции плоских одновитных прямоугольных контуров, лежащих в одной плоскости, со сторонами, направленными по двум взаимно перпендикулярным направлениям, когда контуры не покрывают друг друга.

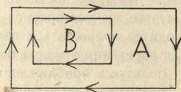
В случае, если контуры  $A$  и  $B$  разнозначны, меняется только знак при формуле (VI) и схеме (VIa).



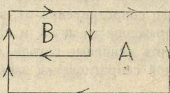
Черт. 16a



Черт. 16b



Черт. 16c



Черт. 16d

Так как формула (VI) есть формула общего характера, то при ее помощи определимы коэффициенты взаимной индукции плоских прямоугольных контуров и для случаев, представленных на черт. 16a, 16b, 16c, 16d и т. п. Правильность этого заключения нетрудно доказать, основываясь на теоремах I — V.

## Сопротивление электронной лампы

Инж. И. Г. Кляцкин, д. ч. РОРИ

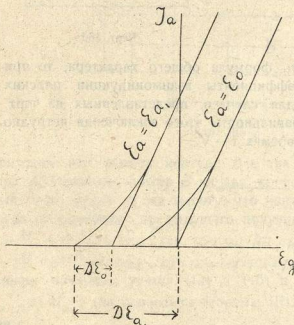
(Доложено в РОРИ в октябре 1927)

При решении ряда вопросов о применении электронной лампы в различных схемах приходится заменять ее некоторым эквивалентным сопротивлением. Так как это сопротивление в различных случаях и при различных режимах работы лампы не одинаково, необходимо оговариваться каждый раз, что понимать под сопротивлением электронной лампы и какова функциональная зависимость этого сопротивления от параметров лампы, а также от постоянного напряжения на аноде и на сетке. В этой статье мы постараемся отметить основные случаи, в которых приходится пользоваться величиной сопротивления электронной лампы, и определим эту величину,

пользуясь приближенным уравнением характеристики лампы. При этом мы заменяем действительную характеристику прямолинейной и полагаем, что ее уравнение можно написать в следующем виде:

$$J_a = S \mathcal{E}_g + \frac{1}{R_i} (\mathcal{E} - \mathcal{E}_o), \quad (1)$$

где  $J_a$  — сила тока в анодной цепи,  $\mathcal{E}_g$  и  $\mathcal{E}_a$  — напряжение на сетке и на аноде (сумма постоянного и переменного),  $\mathcal{E}_o$  — то напряжение на аноде, которое надо дать, чтобы прямолинейная часть характеристики проходила



Черт. 1

через начало координат (черт. 1). При применяющемся часто написании уравнения (1) без величины  $\mathcal{E}_o$  оно принимает более простой вид, но правильно лишь для точки  $J_a = 0$ , для прямолинейной же части характеристика дает некоторую ошибку, которая при расчете затрудняет применение полученных формул к действительным случаям.

Силу анодного тока в том случае, когда переменные слагающие напряжений на сетке и на аноде равны нулю, мы назовем током покоя и будем обозначать  $J_n$ . Следовательно:

$$J_n = SE_g + \frac{1}{R_i} (E_a - \mathcal{E}_o), \quad (2)$$

где  $E_g$  и  $E_a$  — постоянные слагающие напряжения на сетке и на аноде. Вычитая уравнение (2) из уравнения (1), мы получим известное уравнение Валлаури для переменной составляющей анодного тока:

$$i_a = Se_g + \frac{e_a}{R_i}, \quad (3)$$

где  $i_a$ ,  $e_g$ ,  $e_a$  — мгновенные значения переменных слагающих анодного тока и напряжения на сетке и на аноде.

**Сопротивление постоянному току**  $R_n$  необходимо учитывать тогда, когда лампа является нагрузкой. Примером может служить включение лампы в качестве утечки сетки, генераторная схема при отсутствии генерации (ток покоя) и т. д. Во всех этих случаях сопротивление постоянному току равно согласно ур-нию (1):

$$R_n = \frac{\mathcal{E}_a}{J_a} = R_i + \frac{\mathcal{E}_o - k\mathcal{E}_g}{J_a}, \quad (4)$$

где  $k = SR_i$  — коэффициент усиления лампы. Исследование уравнения (4) показывает, что  $R_n$  меняется очень сильно и зависит главным образом от изменения силы тока. При малых значениях силы анодного тока оно сильно возрастает (при этом уменьшается обычно и  $\mathcal{E}_g$ ). Уменьшаться же оно может лишь до определенного предела, характеризующегося током насыщения лампы.

**Внутреннее сопротивление лампы**  $R_i$  является параметром лампы и, собственно говоря, представляет собой дифференциальное сопротивление

$$R_i = \frac{\partial e_a}{\partial i_a}. \quad (5)$$

Однако, благодаря тому, что характеристика лампы не прямолинейна, дифференциальное сопротивление меняется и в качестве параметра приходится брать дифференциальное сопротивление в средней точке характеристики, которое и называется внутренним сопротивлением лампы. Внутреннее сопротивление лампы следует принимать во внимание, когда лампа является генератором или усилителем колебаний первого рода. Действительно, согласно уравнению Валлаури

$$R_i Se_g = i_a R_i - e_a; \quad (6)$$

так как

$$e_a = -i_a z, \quad (7)$$

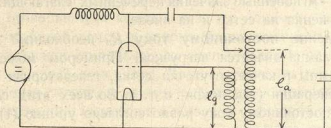
то уравнение (6) может быть написано так:

$$i_a = \frac{ke_g}{R_i + z}, \quad (8)$$

из чего следует, что  $R_i$  действительно внутреннее сопротивление генератора переменного тока (которым является в данном случае лампа).

При самовозбуждении колебаний при индуктивной связи (черт. 2):

$$e_g = -\frac{M}{L} e_a = \frac{M}{L} i_a z; \quad (9)$$



Черт. 2

поэтому, согласно уравнению (6),

$$\frac{M}{L} = D + \frac{1}{SZ},$$

что представляет собой уравнение Баркгаузена, дающее условие для возбуждения колебаний.

Однако, при всех наших рассуждениях мы применяли равенство (7), которое справедливо лишь при колебаниях первого рода; поэтому лишь при этом случае можно применять в расчетах внутреннее сопротивление  $R_i$ .

**Сопротивление переменному току  $R_\infty$**  есть сопротивление лампы как генератора или усилителя переменного тока. При колебаниях второго рода переменное напряжение на сетке вызывает переменную слагающую анодного тока с амплитудой  $J$ . Однако, при работе у нижнего сгиба характеристики эта амплитуда может быть достигнута лишь при положительном полупериоде. Величина  $J$  может быть определена согласно уравнению Валлаури по амплитудным значениям  $\mathcal{E}_{gm}$  и  $\mathcal{E}_{am}$  переменных слагающих напряжений на сетке и на аноде:

$$J = S\mathcal{E}_{gm} + \frac{\mathcal{E}_{am}}{R_i}.$$



Так как при настроенном контуре в анодной цепи с сопротивлением  $Z$   $\mathcal{E}_{am} = -J_1 z$ , где  $J_1$  — амплитуда основной частоты, то

$$J = S\mathcal{E}_{gm} - J_1 \frac{z}{R_i}.$$

Таким образом

$$J_1 = \frac{k \mathcal{E}_{gm}}{Z + R_i \frac{J}{J_1}}. \quad (9)$$

При сравнении с ур-нием (8) мы видим, что внутренним сопротивлением генератора или усилителя для основной частоты является

$$R_\infty = R_i \frac{J}{J_1} \quad (10)$$

Отношение  $\frac{J}{J_1}$  определяется так<sup>1)</sup>:

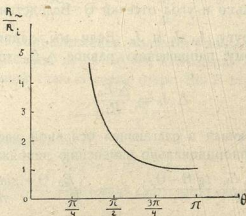
$$\frac{J}{J_1} = \frac{\pi}{\Theta - \sin \Theta \cos \Theta},$$

где  $\Theta$  — угол отсечки. Поэтому сопротивление лампы переменному току равно:

$$R_\infty = R_i \frac{\pi}{\Theta - \sin \Theta \cos \Theta}. \quad (11)$$

При  $\Theta = \pi$ , т. е. при колебаниях первого рода  $R_\infty = R_i$ .

С уменьшением угла отсечки сопротивление переменному току увеличивается, как это показано на черт. 3. При  $\Theta = \frac{\pi}{2}$ , т. е. при работе на нижнем сгибе характеристики  $R_\infty = 2R_i$ . Это сопротивление необходимо иметь в виду при расчете модулятора и генератора. Например, при самовозбуждении



Черт. 3

<sup>1)</sup> См. И. Г. Кляцкин и А. Л. Минц, «Основания для расчета модуляции на аноде» ТИТбп, № 42, стр. 259. 1927

$$\frac{M}{L} = D + \frac{1}{SZ_n} = D \left( 1 + \frac{R_{\infty}}{Z} \right), \quad (12)$$

т. е. при колебаниях второго рода связь необходимо брать больше, чем при колебаниях первого рода.

**Динамическое сопротивление постоянному току**  $R_{\infty}$  есть отношение между постоянным напряжением на аноде и постоянной слагающей анодного тока лампы, находящейся в генераторном режиме. Эту величину надо принимать во внимание в том случае, когда ламповый генератор является нагрузкой для какой-либо цепи постоянного тока или частоты ниже генерируемой, например, при модуляции на аноде. Постоянная слагающая анодного тока генераторной лампы равна <sup>1)</sup>

$$J_0 = J \frac{\sin \Theta - \Theta \cos \Theta}{\pi},$$

а сила тока покоя согласно уравнению (2)

$$J_n = J \cos \Theta = SE_g + \frac{1}{R_i} (E_a - \mathcal{E}_0).$$

Поэтому

$$SE_g + \frac{E_a}{R_i} - \frac{\mathcal{E}_0}{R_i} = J_0 \frac{\pi}{\tan \Theta - \Theta}. \quad (13)$$

Следовательно, динамическое сопротивление постоянному току должно быть равно

$$R_{\infty} = \frac{E_a}{J_0} = R_i \frac{\pi}{\tan \Theta - \Theta} + \frac{\mathcal{E}_0 - k E_g}{J_0}. \quad (14)$$

Интересно отметить, что при самовозбуждении, согласно уравнению (12), при постоянной связи сетки остается постоянным отношение  $\frac{J}{J_1}$ , а следовательно и угол отсечки  $\Theta$ . Вследствие этого пропорциональны друг другу  $J_0$ ,  $J_1$  и  $J_n$ . Если мы дадим какое-нибудь приращение анодному напряжению равное  $\Delta E_a$ , то ток покоя изменится на

$$\Delta J_n = \frac{\Delta E_a}{R_i}$$

и постоянная слагающая и слагающая основной частоты анодного тока изменяется пропорционально изменению напряжения на аноде

$$\Delta J_0 = \frac{\Delta E_a}{R_i} \cdot \frac{\tan \Theta - \Theta}{\pi}; \quad \Delta J_1 = \frac{\Delta E_a}{R_i} \frac{\Theta - \sin \Theta \cos \Theta}{\pi \cos \Theta} \quad (15)$$

Уравнения (15) показывают, что модуляционная характеристика, при модуляции на аноде, дающая зависимость между силой тока

<sup>1)</sup> См. там же.

в антенне и напряжением на аноде генераторной лампы, будет прямой линией, что и обеспечивает чистоту передачи даже при большом коэффициенте модуляции. Кроме того смещение, даваемое на сетку генераторной лампы при помощи утечки сетки, в широких пределах пропорционально силе тока в антенне или в контуре, а следовательно, и постоянной слагающей анодного тока  $J_0$ . Следовательно, пренебрегая величиной  $E_0$ , которая невелика по сравнению с  $E_a$ , мы можем согласно уравнению (14) написать

$$R = \text{Const}, \quad (16)$$

т. е. модуляционная характеристика не только прямая линия, но и проходит через начало координат. Это обстоятельство было проверено целым рядом опытов, которые дали полное подтверждение сказанному выше.

Разобранными случаями можно было бы ограничиться, но применение лампы, как генератора, заставляет обратить внимание на то, что лампа может быть и отрицательным сопротивлением.

**Отрицательное сопротивление** есть сопротивление переменному току.

Взяв производную от напряжения по силе тока, мы получаем положительное сопротивление, если эта производная положительна, и отрицательное, если она отрицательна. Чаще всего отрицательное сопротивление получается при характеристиках

$$\mathcal{E} = a - bJ, \quad \mathcal{E} = a_1 + \frac{b_1}{J},$$

так как производные в этом случае

$$r = \frac{d\mathcal{E}}{dJ} = -b, \quad r = \frac{d\mathcal{E}}{dJ} = -\frac{b_1}{J^2}.$$

Отрицательное сопротивление получает лампа при схеме с самовозбуждением. Разберем лишь случай колебаний первого рода при схеме с индуктивной связью сетки (черт. 2). В этом случае

$$e_g = -\frac{M}{L} e_a. \quad (17)$$

Согласно уравнению (3)

$$ke_g = i_a R_i - e_a.$$

Подставляя значение из уравнения (17), получаем

$$\left(1 - k \frac{M}{L}\right) e_a = i_a R_i,$$

или

$$E_a - E_a = -(J_a - J_n) \frac{R_i}{k \frac{M}{L} - 1}. \quad (18)$$

Совершенно очевидно, что сопротивление (дифференциальное) в этой схеме равно

$$\frac{d\mathcal{E}_a}{dJ_a} = -\frac{R_i}{k\frac{M}{L}-1} = -r, \quad (19)$$

т. е. лампа имеет отрицательное сопротивление, равное

$$r = \frac{R_i}{k\frac{M}{L}-1}. \quad (20)$$

Согласно уравнению самовозбуждения

$$\frac{M}{L} = D + \frac{1}{SZ}, \text{ или } k\frac{M}{L} = 1 + \frac{R_i}{L}.$$

Подставляя это выражение в уравнение (20), получаем  $r=z$ , т. е. колебания возникают тогда, когда отрицательное сопротивление лампы равно ваттному сопротивлению нагрузки, как это и нужно было ожидать. Здесь мы разобрали лишь частный случай но это условие остается справедливым, как это легко вывести, во всех случаях, когда возникает генерация.

Итак, мы разобрали ряд встречающихся в практике случаев и установили, что [нужно понимать под сопротивлением электронной лампы при различных ее применениях. Не считая вопрос исчерпанным, мы полагаем, что приведенные краткие замечания уяснят сущность вопроса.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность А. Л. Минц, обсуждение с которым вопросов генерации колебаний и модуляции привело к постановке и решению вопросов, указанных в настоящей статье.

Отдел Радиопередатчиков  
Научно-Испытательного Института  
Связи РККА  
Москва



## Контроль модуляции на радиотелефонных станциях

Инж. С. Н. Какурин, д. ч. РОРИ

Основным требованием, выдвигаемым при проектировании современных радиостанций, предназначенных для ответственной эксплуатационной работы (например, обслуживания коммерческой и транспортной радиосвязи), является обеспечение определенной дальности действия станции, для которой должен получаться вполне устойчивый прием ее работы при помощи простого приемного устройства.

Вопрос обеспечения определенной дальности действия передающей радиотелеграфной станции при работе незатухающими колебаниями разрешается выбором ее мощности. При правильном выборе мощности передатчика в месте приема создается градиент поля, характеризваемый величиной  $50-100 \frac{\mu V}{m}$ , обеспечивающий надежный

прием. Совершенно иные условия приходится принимать во внимание для обеспечения определенной дальности действия радиотелефонной станции. Выбор мощности радиотелефонного передатчика, создающего в месте приема достаточный по величине градиент поля, еще ни в какой степени не гарантирует надежности радиотелефонной связи на требуемом расстоянии, т. к. слышимость телефонной работы находится в сильной зависимости от глубины модуляции, с которой работает передатчик.

Зависимость дальности действия от глубины модуляции устанавливается характером модулированной волны, действующей в месте приема.

Мгновенное напряжение  $e$  модулированной волны при синусоидальных колебаниях выражается следующим образом:

$$e = A \sin \omega t + B \sin pt \cdot \sin \omega t, \quad (1)$$

где  $\omega$  есть угловая частота несущей волны, а  $p$  — угловая частота передаваемого звука.

В месте же приема мгновенное напряжение приемной модулированной волны соответствует формуле:

$$e_{np} = A_1 \sin \omega t + B_1 \sin pt \cdot \sin \omega t, \quad (2)$$

где  $A_1$  и  $B_1$  амплитуды несущей и звуковой волны в месте приема. Последняя формула может быть преобразована следующим образом:

$$e_{np} = A_1 \sin \omega t + \frac{B_1}{2} \cos(\omega - p)t - \frac{B_1}{2} \cos(\omega + p)t, \quad (3)$$

откуда следует, что модулированная волна может рассматриваться, как состоящая из основной волны, обладающей частотой  $\frac{\omega}{2\pi}$  и двух боковых составляющих, обладающих частотами  $\frac{\omega-p}{2\pi}$  и  $\frac{\omega+p}{2\pi}$ .

Ток от модулированной волны в приемной антенне при ее сопротивлении, равном  $R$ , может быть представлен в виде

$$i_{np} = \frac{1}{R} \left\{ A_1 \sin \omega t + B_1 \cos \varphi \sin (pt - \varphi) \sin \omega t \right\}, \quad (4)$$

где угол  $\varphi$ , характеризующий сдвиг между током и напряжением, определяется формулой:

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4p^2 L^2}{R^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4\pi^2 \frac{p^2}{\delta^2} \cdot \frac{1}{\omega^2}}}. \quad (5)$$

Из формулы (5) следует, что ток модулированной волны в приемном контуре имеет угол сдвига фаз  $\varphi$ , зависящий от декремента приемного контура  $\delta$ .

Коэффициент модуляции  $k$ , выражающий отношение между амплитудами несущей и звуковой волны и характеризующий глубину модуляции определяется так:

$$k = \frac{B}{A} = \frac{B_1}{A_1}. \quad (6)$$

Подставляя величину  $k$ , получим:

$$e_{np} = A_1 \sin \omega t (1 + k \sin pt). \quad (7)$$

Мгновенное значение мощности модулированной волны выражается формулой:

$$w = \frac{e_{np}^2}{R} = \frac{A_1^2}{R} \sin^2 \omega t (1 + k \sin pt)^2. \quad (8)$$

Интегрируя  $w$  в пределах периода, получаем:

$$\begin{aligned} W_E &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{e_{np}^2}{R} dt = \frac{A_1^2}{2R} (1 + k \sin pt)^2 = \\ &= \frac{A_1^2}{2R} \left( 1 + 2k \sin pt + \frac{k^2}{2} \cos 2pt \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Мощность в приемной сети, соответствующая магнитному полю, определяется из выражения (4). Интегрируя его, получим:

$$W_M = i_{np}^2 R = \frac{A_1^2}{2R} \left[ 1 + k \cos \varphi \cdot \sin (pt - \varphi) \right]^2. \quad (10)$$

Сопоставляя условия (9) и (10), можем определить общую мощность модулированной волны:

$$W = W_E + W_M = \frac{A_1^2}{2R} \left\{ (1 + k \sin pt)^2 + \left[ 1 + k \cos \varphi \cdot \sin(pt - \varphi) \right]^2 \right\}. \quad (11)$$

Полагая угол сдвига фаз между напряжением и током в приемной сети  $\varphi = 0$  из выражения (11) имеем:

$$W = \frac{A_1^2}{R} (1 + k \sin pt)^2. \quad (12)$$

Ток, протекающий через цепь телефона приемника, по данным Блаттерман<sup>1)</sup> может считаться пропорциональным половине полной мощности  $\frac{W}{2}$  и приближенно выражается формулой:

$$i_T = D \cdot R \frac{W}{2}, \quad (13)$$

где  $D$  — некоторый коэффициент, являющийся постоянным для данного приемника.

Сопоставляя условия (12) и (13), получаем:

$$i_T = \frac{DA_1^2}{2} \left( 1 + 2k \sin pt + \frac{k^2}{2} - \frac{k^2}{2} \cos 2pt \right). \quad (14)$$

1) При отсутствии модуляции, когда  $k = 0$

$$i_T = \frac{DA_1^2}{2}, \quad (15)$$

через телефон протекает постоянный ток, зависящий только от напряжения поля в месте приема;

2) при полной модуляции, когда  $k = 1$ ,

$$i_T = \frac{DA_1^2}{2} \left( \frac{3}{2} + 2 \sin pt - \frac{1}{2} \cos 2pt \right). \quad (16)$$

Выражение (16) показывает, что ток  $i_T$  состоит из постоянной составляющей  $i_0 = \frac{3}{4} DA_1^2$  и переменной составляющей:

$$i_{T1} = \frac{DA_1^2}{2} \left( 2 \sin pt - \frac{1}{2} \cos 2pt \right).$$

<sup>1)</sup> Blatterman. Radio Review. March 1921.

Имея ввиду, что действие телефона зависит только от переменной составляющей звуковой волны, мы можем на основании формулы (14) представить общее выражение, определяющее ток, действующий на телефон в виде

$$i_{T1} = \frac{DA_1^2}{2} \left( 2k \sin pt - \frac{k^2}{2} \cos 2pt \right). \quad (17)$$

Полагая  $pt = \frac{\pi}{2}$ , определяем амплитудное значение звуковой волны

$$J_T = \frac{DA_1^2}{2} \left( 2k - \frac{k^2}{2} \right). \quad (18)$$

Формулы (17) и (18) дают возможность установить зависимость между дальностью действия передатчика и глубиной модуляции. Предположим, что величина  $A_1$  выражает градиент поля от передатчика в месте приема. Не рассматривая сначала влияния модуляции, амплитуду тока в телефоне можем определить из условия (15), предполагая воздействие полной амплитуды несущей волны:

$$J_T = \frac{DA_1^2}{2}. \quad (19)$$

Коэффициент слышимости  $T$  определяется известным условием:

$$T = 1 + \frac{R_T}{R_m} = 1 + \frac{J_m}{J_{T1}}, \quad (20)$$

где  $R_T$  — сопротивление телефона;  $R_m$  — шунтирующее сопротивление, соответствующее порогу слышимости;  $J_{T1}$  и  $J_m$  — ток, протекающий через телефон и через шунт.

Принимая во внимание условие  $J_T = J_m + J_{T1}$ , можем преобразовать выражение (20) так:

$$T = \frac{J_T}{J_{T1}} = \frac{D A_1^2}{2 J_{T1}}. \quad (21)$$

С другой стороны, связь между слышимостью  $T$  и градиентом поля  $A$ , устанавливается общеизвестной формулой Остина:

$$10 \times 10^{-6} \sqrt{T} = \frac{A_1 h_{2g}}{R}, \quad (22)$$

где  $h_{2g}$  — действующая высота приемной сети,  $R$  — сопротивление приемной сети.

Сопоставляя формулы (21) и (22), получаем постоянную  $D$  приемника в виде:

$$D = 2 \times 10^{10} \frac{h_{2g}^2}{R^2 J_{T1}}. \quad (23)$$



Подставляя полученное значение  $D$  в равенство (18) и принимая во внимание выражение (21), устанавливаем зависимость коэффициента слышимости  $T$  от глубины модуляции:

$$T = 10^{10} A_1^2 \frac{h_{1g}^2}{R^2} \left( 2k - \frac{k^2}{2} \right). \quad (24)$$

Градиент поля  $A_1$  находится в определенной зависимости от расстояния между передающей и приемной станциями, устанавливаемой общими формулами радиосвязи. Принимая формулу радиосвязи, предложенную Остином, можем преобразовать условие (24) так

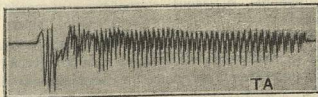
$$2k - \frac{k^2}{2} = \frac{T \lambda^2 R^2}{3,77 \times 10^3 J_1^2 h_{1g}^2 h_{2g}^2 d^2} e^{\frac{0,008d}{\lambda}} \quad (25)$$

откуда, принимая постоянным коэффициент слышимости  $T$ , обеспечивающий надежную связь, и зная ток  $J_1$  и действующую высоту антенны  $h_{1g}$  передатчика, можно установить зависимость дальности действия  $d$  радиостанции от глубины модуляции  $k$  при телефонии.

### Измерение глубины модуляции

Для обеспечения надежной телефонной связи, как показывает произведенный расчет, необходимо достижение в передатчике коэффициента модуляции, не меньшего некоторой определенной величины  $k$ , на основании чего возникает необходимость периодического контроля модуляции в процессе эксплуатационной работы передатчика.

Для измерения глубины модуляции в настоящее время существует несколько различных способов. Наиболее точным является способ, основанный на применении осциллографа: снимается осциллограмма звуковой волны (фот. 1), по которой непосредственно вычисляется коэффициент модуляции  $k$ .



Фот. 1

Практическое применение осциллографа для измерений связано с необходимостью весьма точной регулировки последнего для каждого отдельно измеряемого сигнала, например, отдельной буквы или слога, произносимого перед микрофоном передатчика с одной и той же силой звука продолжительное время. Опыт показывает,

что измерение модуляции осциллографом возможно только в лабораторной обстановке, при чем для каждого измерения требуется значительное время.

Затруднения, встречающиеся при пользовании осциллографом для измерения модуляции на передающей станции, заставили искать способы косвенного определения модуляции: при помощи измерения напряжения на модулирующем дросселе посредством электростатического вольтметра или при помощи применения специальных ламповых схем.

В последнее время предложено несколько схем такого рода, разработанных, например, Тернером<sup>1)</sup>, Ван дер Полем<sup>2)</sup> и другими.

Указанные схемы дают возможность контролировать глубину модуляции передатчика на некотором расстоянии от такового, при чем коэффициент модуляции относится не к одному какому-либо сигналу, а является средним для целого ряда сигналов, соответствующих тому или иному режиму работы микрофона, например, передаче речи, пения, музыки и пр.

Для практических целей контроля передатчика измерение коэффициента  $k$ , соответствующего определенному режиму работы микрофона, является более существенным, нежели определение коэффициента модуляции для отдельного сигнала.

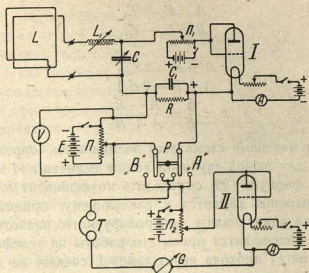
Учитывая необходимость контроля модуляции на транспортных радиостанциях, в Электротехнических лабораториях научно-технического комитета НКПС были произведены работы по экспериментальной проверке различных способов косвенного измерения глубины модуляции радиотелефонных передатчиков.

Предварительное изучение существующих измерительных схем показало, что наиболее простой и применимой для практического контроля передатчиков является схема измерения модуляции, предложенная Ван дер Полем, каковая в несколько измененном виде и применена для разработанного, в результате произведенных работ, специального прибора, описание устройства которого приводится в дальнейшем.

Принципиальная схема прибора для контроля модуляции приведена на черт. 2. Как видно из чертежа, прибор состоит из приемной рамки  $L$  и удлинительной катушки  $L_1$ , составляющих с конденсатором  $C$  настраиваемый контур. Параллельно контуру включена выпрямительная лампа  $I$ , в анодной цепи которой находится конденсатор  $C_1$ , шунтированный сопротивлением  $R$ . В цепи, параллельной сопротивлению  $R$ , находится потенциометр  $P$ , к которому подводится дополнительное напряжение от батареи  $E$ . Последовательно

<sup>1)</sup> L. B. Turner. E. W. a. W. E. January 1927, № 40, p. 3.

<sup>2)</sup> Van der Pol. E. W. a. W. E. March 1927, № 42, p. 140.



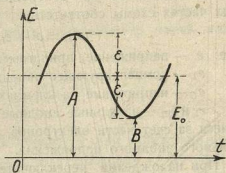
Черт. 2

с потенциометром в цепи находится двухполюсный переключатель  $P$  включающий при двух положениях «А» и «В» в прямом или обратном направлении часть схемы, состоящую из катодной лампы  $II$ , телефона  $T$  и гальванометра  $G$ .

Напряжение, прилагаемое к схеме от потенциометра  $П$ , измеряется вольтметром  $V$ . Потенциометры  $П_1$  и  $П_2$ , показанные на схеме, служат для подведения к лампам напряжения, компенсирующего начальное напряжение, получаемое за счет электронов, достигающих анода при отсутствии внешнего анодного напряжения.

Измерение глубины модуляции при помощи такой схемы происходит на следующих основаниях.

Предположим, что на приемную рамку воздействует какая-либо модулированная волна, образующая после выпрямления в I-й лампе звуковую волну, имеющую характер, представленный на черт. 3.



Черт. 3

Проводя осевую линию данной кривой, определяем постоянную составляющую звуковой волны  $E_0$  и амплитуду  $\epsilon$ . Коэффициент модуляции, характеризующий глубину модуляции, есть  $k = \frac{\epsilon}{E_0}$ .

Из рассмотрения чертежа 3 следует, что, обозначая наибольшее напряжение звуковой волны через  $A$  и наименьшее через  $B$ , мы можем написать



$$A = E_0 + \mathcal{E}, \quad (26)$$

$$B = E_0 - \mathcal{E}, \quad (27)$$

откуда имеем:

$$\left. \begin{aligned} A + B &= 2E_0 \\ A - B &= 2\mathcal{E} \end{aligned} \right\}, \quad (28)$$

$$k = \frac{\mathcal{E}}{E} = \frac{A - B}{A + B}. \quad (29)$$

Рассматриваемая нами схема дает возможность определить экспериментально для любой звуковой волны величины  $A$  и  $B$  и, следовательно, по формуле (29) определить коэффициент  $k$ .

Процесс измерения сводится к следующему: приемный контур настраивается на длину волны контролируемого радиотелефонного передатчика и производится прием его работы на телефон.

Приемный ток  $i_1$ , проходя через лампу I, создает на концах сопротивления  $R$  пульсирующее напряжение  $e$ , обладающее полярностью указанной на схеме. При помощи потенциометра  $\Pi$  прикладывается компенсирующее напряжение  $e_{\Pi}$ , обладающее обратной полярностью. Величины  $A$  и  $B$  определяются по показаниям вольтметра потенциометра из двух измерений, соответствующих нахождению переключателя  $P$  в положениях „А“ и „В“, отсчеты вольтжа, определяющие значения  $A$  и  $B$ , производятся в моменты сведения к нулю показаний гальванометра.

Рабочий режим в схеме определяется соотношением между напряжениями в отдельных ее частях. При нахождении переключателя  $P$  в положении „А“ соотношение между напряжениями в отдельных частях схемы соответствует равенству:

$$e'_G = e' + e_{I_0} - e'_{\Pi} + e_{\Pi_0}, \quad (30)$$

где:  $e$  — напряжение, прилагаемое от звуковой волны,

$e_{\Pi}$  — компенсирующее напряжение от потенциометра,

$e_G$  — напряжение на клеммах гальванометра,

$e_{I_0}$  и  $e_{\Pi_0}$  — начальные анодные напряжения I и II ламп, получающиеся за счет части электронов, достигающих анода без дополнительного анодного напряжения.

При нахождении переключателя  $P$  в положении „В“ отношение между напряжениями может быть представлено соответственно:

$$e''_G = e''_0 - e'' - e_{I_0} + e_{\Pi_0}. \quad (31)$$

При наличии на клеммах гальванометра напряжения  $e_G$  через таковой протекает ток  $i_G = \frac{e_G}{R_G}$ , где  $R_G$  — сопротивление гальванометра.

При отсутствии сигналов, действующих на колебательный контур (когда напряжение  $e = 0$ ), могут быть сняты статические характеристики, определяющие начальные условия работы прибора.



Статические характеристики, приведенные на черт. 4, выражают зависимость тока в гальванометре  $i_G$ , как функцию напряжения, прилагаемого от потенциометра при двух положениях переключателя «А» и «В».

Как видно из черт. 4 (пунктирные кривые), характеристика, соответствующая положению переключателя «А'», является спадающей линией, определяющей  $i_G = 0$  при некотором отрицательном значении  $e_{II}$ . Характеристика «В'» является возрастающей линией, причем нулевое значение тока  $i_G$  соответствует положительному значению напряжения  $e_n$ .

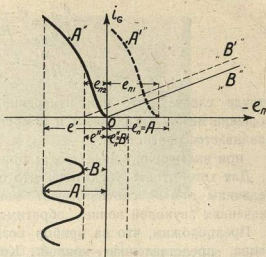
Из равенств (30) и (31) следует, что характеристики А' и В' выражают соотношения:

$$\left. \begin{aligned} i'_{G_0} &= \frac{e'_{G_0}}{R_G} = \frac{e_{I_0} + e_{II_0} - e'_{II}}{R_G} \\ i''_{G_0} &= \frac{e''_{G_0}}{R_G} = \frac{e''_{II} - e_{I_0} + e_{I_0}}{R_G} \end{aligned} \right\}, \quad (32)$$

откуда видно, что при  $e_{II} = 0$  ток через гальванометр имеет некоторую конечную величину:

$$i'_{G_0} = \frac{e_{I_0} + e_{I_0}}{R_G}; \quad i''_{G_0} = \frac{e_{II_0} - e_{I_0}}{R_G}.$$

Наличие начального тока в гальванометре, при отсутствии звуковой волны и нулевом компенсирующем напряжении от потенциометра, может внести некоторую неточность в измерения, во избежание чего и производится предварительная компенсация напряжений  $e_{I_0}$  и  $e_{II_0}$  при помощи дополнительных напряжений, приложенных от потенциометров  $P_1$  и  $P_2$ . Практически такое компенсирование сводится к достижению показаний гальванометра  $i_G = 0$  при  $e = 0$  и  $e_{II} = 0$ . Характеристики прибора, соответствующие указанным условиям компенсации напряжений  $e_{I_0}$  и  $e_{II_0}$ , показаны на черт. 4 сплошными линиями. Полагая в равенствах (30) и (31) величины  $e_{I_0}$  и  $e_{II_0}$  равными нулю, можно представить условия тока в гальванометре, соответствующие компенсированному режиму, в виде:



Черт. 4

$$\left. \begin{aligned} i'_G &= \frac{e'_G}{R_G} = \frac{e' - e'_\Pi}{R_G} \\ i''_G &= \frac{e''_G}{R_G} = \frac{e''_\Pi - e''}{R_G} \end{aligned} \right\}, \quad (33)$$

откуда следует, что при измерениях, когда  $i'_G = i''_G = 0$ , соотношение между сигнальным и компенсирующим напряжением устанавливается равенством:

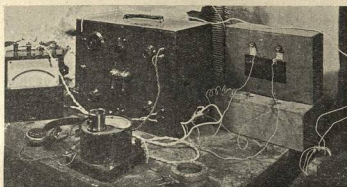
при включении «А»,  $e' = e'_\Pi$ ; при включении «В»,  $e'' = e''_\Pi$ .

Для того чтобы убедиться, что определяемые в данном случае величины  $e'$  и  $e''$  соответствуют максимальному и минимальному значениям звуковой волны, обратимся снова к графику на черт. 4.

Предположим, что на прибор воздействует некоторая звуковая волна, представленная кривой. Кривая этой волны отложена в положительной части графика, т. е. ее напряжение обладает обратной полярностью, по сравнению с напряжением потенциометра. Рассмотрим сначала процесс при включении «А». В данном случае при нулевом значении напряжения  $e_\Pi$  ток в гальванометре равен нулю. При наложении звуковой волны создается некоторое пульсирующее напряжение, амплитуда которого соответствует максимальному значению звуковой волны А; при этом через гальванометр протекает пульсирующий ток и стрелка гальванометра получает отклонение. Для того, чтобы привести стрелку гальванометра в нулевое положение, необходимо от потенциометра приложить некоторое отрицательное напряжение  $e'_\Pi$ , равное А; следовательно, в данном случае величина  $e'_\Pi$  определяет максимальное значение звуковой волны.

При включении переключателя прибора в положение «В», напряжение потенциометра  $e_\Pi$  является положительным по отношению к лампе II, а сигнальное напряжение является отрицательным. Измерение прибором при включении «В» производится в условиях, когда стрелка гальванометра занимает устойчивое нулевое положение. Этот момент соответствует случаю увеличения напряжения на потенциометре до величины  $e''_\Pi$ , равной минимальному значению звуковой волны, т. е. при большем увеличении компенсирующего напряжения появляются уже пульсации тока в гальванометре. Отсюда следует, что величина  $e''_\Pi$  определяет минимальное значение В звуковой волны.

Общий вид разработанного на основании вышеуказанных условий прибора для измерения модуляции представлен на фот. 5. Как видно из рисунка, прибор состоит из ящика, в котором находятся отдельные элементы, соответствующие схеме черт. 2, и из измерительных приборов, включаемых отдельно. В качестве измерительных приборов применяются точный вольтметр со шкалой 50 V и



Фот. 5

гальванометр со шкалой на  $50^\circ$ , обладающий чувствительностью  $5 \mu A$  на  $1^\circ$ . Наиболее соответствующими для работы данного прибора оказались лампы типа «Микро» Треста Заводов Слабого Тока. Монтаж прибора произведен так, что устраняется воздействие проводов, несущих высокочастотный ток, на измерительную часть схемы, что достигается экранированием. Прибор может работать как от антенны, так и от рамки. Колебательный контур имеет сменные катушки и может настраиваться на длине волны от 300—7000 м.

Измерения глубины модуляции, произведенные указанным прибором для различных станций при различных режимах их работы, показали достаточную близость измеряемых величин коэффициента модуляции к действительным.

В следующей таблице приводятся данные нескольких измерений, произведенных помощью описываемого прибора, для транспортных радиостанций.

| № измерения | Название радиостанции | $\lambda$ | Режим микрофона | A    | B    | $k = \frac{A-B_0}{A+B} \%$ |
|-------------|-----------------------|-----------|-----------------|------|------|----------------------------|
| 1           | Вагонная № 1 НКПС     | 900       | Звук „а“        | 2,8  | 1,08 | 63                         |
| 2           |                       |           | „о“             | 2,6  | 0,82 | 52                         |
| 3           |                       |           | Речь            | 2,6  | 1,2  | 37                         |
| 4           |                       |           | Чтение          | 2,2  | 1,2  | 29                         |
| 5           | Вагонная № 2 НКПС     | 900       | Звук „а“        | 6,9  | 2,48 | 47                         |
| 6           |                       |           | „о“             | 6,5  | 2,92 | 38                         |
| 7           |                       |           | Речь            | 6,5  | 3,42 | 31                         |
| 8           |                       |           | Чтение          | 6,25 | 3,59 | 27                         |



## Об измерении емкости при помощи пьезо-кварца

Г. А. Кьяндский, чл.-учр. РОРИ в Ленинграде

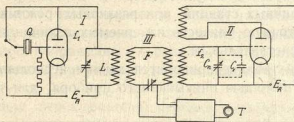
Большое постоянство частоты собственных колебаний пьезо-кварца дает основание пользоваться им в качестве эталона частоты. В настоящее время это свойство пьезо-кварца широко используется при измерении длин волн.

Пьезо-кварцевые генераторы и резонаторы могут быть применены также и в других случаях измерений по резонансному методу, например, при измерениях емкости, самоиндукции, взаимной индукции.

Ограничимся изложением некоторых способов измерения емкости при помощи кварца или других пьезо-электрических кристаллов.

**1. Метод биений.** Пьезо-кварц может быть применен для измерения емкости по известному методу биений.

На черт. 1 цифрой I обозначена одна из схем пьезо-кварцевых генераторов, где пластинка кварца Q может быть включена как



Черт. 1

между сеткой и анодом, так и между сеткой и катодом лампы.

Колебания пьезо-кварцевого генератора ( $i_1 = I_1 \sin \omega_1 t$ ) интерферируют с колебаниями лампового генератора II ( $i_2 = I_2 \sin \omega_2 t$ ), давая в III контуре ток:

$$i_3 = i_1 + i_2 = 2I_2 \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t + (I_1 - I_2) \sin \omega_1 t;$$

подбором связи I и II генераторов с III контуром можно легко достичь равенства амплитуд  $I_1$  и  $I_2$ , тогда:

$$i_3 = 2I \sin \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \cos \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t.$$

В различные моменты времени  $t_1 = 0$ ;  $t_2 = \frac{\pi}{\omega_1 - \omega_2}$ ;  $t_3 = \frac{2\pi}{\omega_1 - \omega_2}$ ;



$t_4 = \frac{3\pi}{\omega_1 - \omega_2}$  амплитуды результирующего колебания получают со-

ответственно значения 21,0,—21,0, т.е. изменение амплитуд результирующего колебания представляет собою функцию с периодом

$T = \frac{2\pi}{\omega_1 - \omega_2}$  и частотой  $F = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2\pi}$ , где  $\omega_1 = 2\pi f_1$  и  $\omega_2 = 2\pi f_2$ ;

отсюда

$$F = f_1 - f_2.$$

Колебания в III контуре частоты  $F = f_1 - f_2$  наблюдаются при помощи телефона  $T$  с предварительным усилением.

Измерение производится по нулевому методу. Эталонным конденсатором  $C_n$  устанавливают равенство частот  $f_2 = f_1$ , что узнается по пропаданию звука в телефоне (отсчет  $C_n'$  по эталонному конденсатору).

Измеряемая емкость  $C_x$  присоединяется параллельно  $C_n$ . Эталонная емкость должна быть, очевидно, уменьшена до нового исчезновения звука в телефоне (отсчет  $C_n''$ ). Отсюда  $C_x = C_n' - C_n''$ .

Преимуществом введения кварца в измерение по методу биений является уменьшение ошибки в определении частот, так как из двух частот  $f_1$  и  $f_2$  первая, как генерируемая пьезо-кварцем, может быть принята постоянной.

**2. Измерение малых емкостей.** Для измерения малых емкостей схема, приведенная на черт. 1, потребует добавления лампового генератора тональной частоты ( $f_i$ ), тогда в III контуре будут наблюдаться сложные биения частоты  $f_s$ .

$$f_s = (f_1 - f_2) - f_i.$$

В этом случае мы имеем дело с применением пьезо-кварца к способу измерения емкости  $L. Pungs$  и  $G. Preuner$ <sup>1)</sup>. Возможны измерения емкости как по способу замещения измеряемой емкости  $C_x$  эталонной емкостью, так и по способу изменения тональной частоты  $f_i$  на величину  $df_i = df_2$  при  $f_1$  постоянной<sup>2)</sup>.

Применение пьезо-кварца в этом случае также приводит к уменьшению ошибки в определении частоты, т.е. повышает точность измерения.

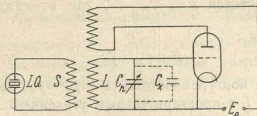
В схемах измерения малых изменений емкости, известных под названием ультрадиометров, пьезо-кварцевый генератор может заменить гетеродин, задающий основную частоту.

**3. Измерение емкости при помощи светящихся кварцевых резонаторов.** Светящиеся пьезо-кварцевые резонаторы  $E. Giebe$  и

<sup>1)</sup> Physik. Zeitschr. S. 543—545. 1919.

<sup>2)</sup> Rein-Wirtz. Radioteleg. Praktikum. 3 Aufl. S. 485, 486. 1922.

А. Scheibe<sup>1)</sup> также могут быть применены к измерению емкости. (Один из подобных резонаторов, изготовляемых фирмой Loewe-Radio, изображен на фот. 9 стр. 683 тома VIII ТИТбп). Светящийся резонатор  $LQ$  (черт. 2) замыкают на катушку  $S$ , связываемую индуктивной связью с контуром  $LC_n$  лампового генератора.



Черт. 2

Изменением емкости эталонного конденсатора  $C_n$  настраивают контур  $LC_n$  в резонанс с кварцем  $LQ$ . Резонанс определяется по вспышке газа в баллоне кварцевого резонатора вблизи кристалла.

Измеряемая емкость присоединяется параллельно эталонному конденсатору  $C_n$ . Изменением  $C_n$  в сторону уменьшения достигают снова резонанса по новой вспышке газа в баллоне резонатора.

Измеряемая емкость и в этом случае будет, очевидно, равна разности двух значений эталонной емкости. Преимуществом способа является точность и простота измерения.

Возможными вариантами метода являются: непосредственная связь резонатора с сеткой лампы (однополюсное включение), применение наряду с кварцем неоновой лампы, погасающей в момент резонанса контура с кварцем, и т. д.

Изложенные способы измерения емкости могут быть применены к измерению самоиндукций и взаимоиндукций.

Главная Палата мер и весов  
Июль 1928

<sup>1)</sup> J. d. d. T. и Т. В. 28, S. 21, 1926.

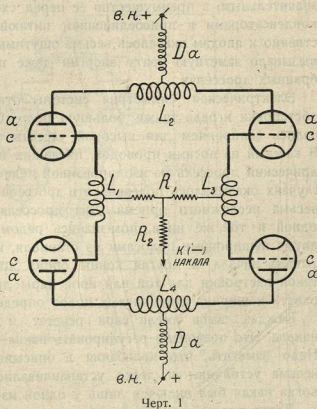
## Коротковолновый генератор, собранный по двухкратной двухтактной схеме

В. В. Ширков, ч.-учр. РОРИ

Как было мной упомянуто в статье об общих свойствах многократных схем<sup>1)</sup>, такая схема была использована в Радиотехнической лаборатории гос. политехнического музея в первый раз для постройки генератора, работавшего на волне ок. 5 м (от 4,8 до 5,3 м<sup>2)</sup>).

Генератор имел четыре лампы и был собран по двухкратной двухтактной схеме, принципиальное изображение которой приведено на черт. 1. Контур генератора состоял из четырех самоиндукций  $L_1, L_2, L_3$  и  $L_4$  и четырех емкостей — анодсетки «а—с», игравших, вместе с присоединенными к ним проводами, роль контурных конденсаторов, чем, как известно, часто пользуются при работах с коротковолновыми схемами.

Соотношение между коэффициентами самоиндукции катушек  $L_1$  и  $L_3$  с одной стороны и  $L_2$  и  $L_4$  с другой стороны, определяющее собой связь сеток с контуром, выбрано после ряда экспериментов и ориентировочных расчетов. Контурные катушки сделаны из голой медной проволоки



<sup>1)</sup> «О многократной схеме». ТГТБ № 46, стр. 8—15. 1928.

<sup>2)</sup> Легко можно было получить волну значительно короче указанной.

Волна порядка 5 м была принята по соображениям общего плана работ лаборатории; на волне короче 5 м можно предполагать более низкую отдачу.



диаметром 3,5 мм. Катушки  $L_2$  и  $L_4$  имели по семь витков при диаметре 5,5 см. Катушки  $L_1$  и  $L_3$  были несколько меньше, их диаметр равнялся 4,3 см. и число витков менялось от семи и ниже.

Сопротивление  $R_1$ , намотанное из изолированной манганиновой проволоки в виде узкого, длинного дросселя, имело ок. 2000 ом, а сопротивление  $R_2$  — ок. 13.000 ом.

Анодное напряжение равнялось 350 вольтам при опытах по телефонии с анодной модуляцией и имело до 500 вольт в остальных случаях. Оно подводилось непосредственно в средние точки самоиндукций  $L_2$  и  $L_4$ , причем оказывалось все же полезным запереть питающие провода для высокой частоты небольшими дросселями  $D_a$  в виде однослойных цилиндрических катушек. Обычное неудобство этой схемы — сообщение высокого анодного напряжения контуру — в данном случае, при 500 вольтах, не могло считаться значительным; а преимущество ее перед схемой с блокировочными конденсаторами и присоединением питающих проводов непосредственно к анодам оказалось весьма ощутимым. Такое присоединение вызывало заметную трату энергии даже при наиболее удачно выбранных дросселях.

Электрическая симметрия системы относительно окружающей обстановки играла также большую роль. Осуществление ее облегчалось запирающим для высокой частоты также и линий накала. В каждый из восьми проводов, питавших накал, вставлялся цилиндрический дроссель из изолированной медной проволоки. Во многих случаях оказывалось полезным эти дросселя настраивать при помощи весьма несложного приема. Два дросселя, включенные в концы одной и той же нити, помещались рядом и плотно охватывались двумя неширокими полосами из станиоля, из которых первая охватывала начала, а другая концы обоих дросселей. Необходимость такой настройки для той или иной пары дросселей, а также место охвата и ширина станиолевых полос определялись опытом.

Каждая лампа имела свой реостат и выключатель для цепи накала. Это позволяло регулировать накал каждой лампы отдельно. Надо заметить, что колебания в описываемом генераторе были весьма устойчивы и легко устанавливались даже в том случае, когда накал был включен лишь у одной из четырех ламп.

Длина волны измерялась при помощи системы Лехера.

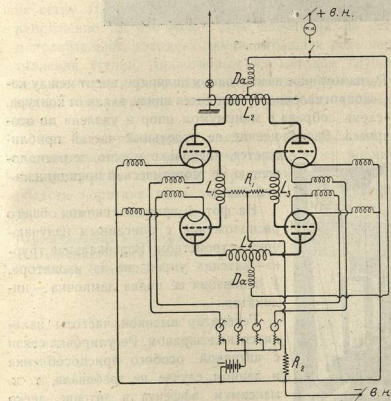
При экспериментах были испробованы различные антенны и различные способы связи антенны с контуром. Одним из наиболее удобных для дальнейших опытов устройств была признана антенна в виде вертикального стержня, длиной немного менее четверти длины волны. Для удобства настройки антенна была сделана раздвижной: состояла из трубки и вдвигавшегося в нее прута, то и другое из красной меди.



Противовес—экран, представлял собой деревянную раму, размерами  $1500 \times 1500$  мм; затянутую густой бронзовой сеткой. Противовес был расположен над генератором, на высоте примерно четырех см. Контрольный опыт показал, что такая близость экрана к генератору не отражалась заметным образом на работе схемы.

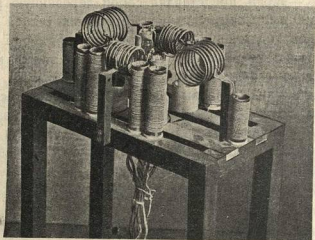
В середине экрана было вырезано небольшое отверстие, в которое проходил толстый голый провод от антенны, загнанный в виде витка и припаянный к экрану. Индикатором силы тока в антенне служила двухцокольная автомобильная лампочка накаливания, включенная в основание антенны.

На черт. 2 приведена полная схема генератора.



Черт. 2

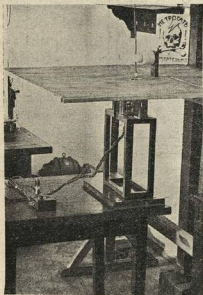
На фот. 3 изображен внешний вид генератора без антенны. Как видно, он смонтирован на легком деревянном каркасе. Самоиндукции укреплены на эбонитовых стойках, держащих катушки в точках нулевого потенциала. С ламп сняты цоколя и самые лампы перевернуты и вставлены в специальные деревянные подставки. Дроссели—анодные и накала—намотаны на картонных цилиндрах и укреплены вертикально поблизости от мест их присоединения.



Фот. 3

Сопротивление  $R_1$ , намотанное на картонном цилиндре, висит между катушками  $L_1$  и  $L_3$ . Сопротивление  $R_2$  находится внизу, вдали от контура.

Вообще вся схема собрана с минимумом опор и удалена по возможности от каркаса. Расположение ее отдельных частей приближается, насколько можно, к расположению ее теоретической принципиальной схемы.



Фот. 4

На фот. 4 приведен снимок общего расположения с описанным излучающим устройством. Вертикальная трубка—антенна укреплена на изоляторе. У основания ее видна лампочка — индикатор.

Генератор высокой частоты находится под экраном. Регулировка связи с антенной особого приспособления в данном случае не требовала, т. к. максимум эффекта в антенне легко достигался или отгибанием витка связи в антенне, или перестановкой всего генераторного каркаса целиком.

Панель, на которой монтированы реостаты и выключатели накала, на снимке не видна, т. к. она отнесена от самого генератора примерно на 2 м, чтобы избежать приближения наблюдателя к схеме высокой частоты. На заднем плане виден генератор постоянного тока, питавший аноды. Питание накала производилось от аккумуляторной батареи.

Об отдаче такого передатчика довольно трудно было судить, т. к. сила тока в антенне могла быть оценена лишь приблизительно по степени накала лампы в антенне и была сочтена равной примерно 0,5—0,6 ампера. Эти цифры надо считать средними для различных положений передатчика относительно стен, проводов и др. предметов в лаборатории. Постоянный анодный ток составлял около 50—60 *mA*. Анодное напряжение в этих случаях изменялось в пределах 400—500 вольт.

Таким образом, с большой оговоркой, можно считать, что антенна получает примерно 50% подведенной к анодам мощности.

Передатчик был использован для опытов по телефонированию и телеграфированию. Применялись схемы модуляции на анод и на сетку. При этом в первом случае приходилось понижать анодное напряжение до 350 вольт. Для модуляции на сетку применялась дополнительная катодная лампа, игравшая роль переменного сопротивления утечки. Аналогичным же методом осуществлялось и тональное телеграфирование при помощи зуммера. Дополнительная лампа, монтированная вместе с зуммером, видна на фот. 4 внизу слева.

Так как последние опыты по независимым от лаборатории обстоятельствам к настоящему времени не закончились, а детали их, описанные отдельно, представляют мало характерного для области коротких волн, то описание этих опытов откладывается до полного их окончания.

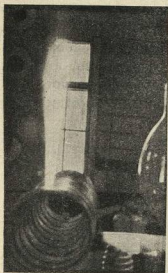
Радиотехническая лаборатория  
гос. политехнического музея  
Москва. Июль 1928 г.

## Электрическое факельное истечение

Инж. С. И. Зилитинкевич, чл.-учр. РОРИ в Ленинграде

Осенью 1927 г. при разработке коротковолновых передатчиков в Центральной радиолaborатории треста Электросвязи мною было получено новое и чрезвычайно эффектное явление, названное «Факельным истечением»<sup>1)</sup>.

Явление это состоит в том, что на проводниках колебательного контура достаточно мощного коротковолнового генератора, в местах с высоким потенциалом, может возникнуть значительное электрическое истечение, имеющее форму большого пылающего факела, достигающего, при благоприятных обстоятельствах, 30—40 и более см.



Фот. 1

Такой факел может оставаться совершенно устойчивым и спокойным неопределенно долгое время, если сохраняются неизменными электрические данные цепи, не происходит плавления излучающего факел проводника и нет посторонних воздушных течений.

Внешний вид спокойно горящего факела приведен на фот. 1. В случае возникновения движения воздуха, факел начинает колебаться и при усилении воздушной струи он может оказаться потушенным (сдутым).

Явления факельного истечения наблюдались у различных коротковолновых передатчиков, но наиболее удобно их можно было получить у передатчика, схема которого приведена на черт. 2. На этом чертеже представлен генератор с самовозбуждением, работающий по двухтактной схеме. Он образован двумя лампами типа Г—300, к анодам которых, в условиях опыта, подводилось постоянное напряжение в 5000—6000 вольт. Связь между цепями сетки и анода

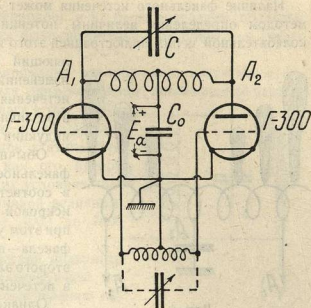
<sup>1)</sup> Обстоятельства не позволили мне заняться подробнее изучением этого процесса, и настоящее сообщение поэтому носит предварительный характер, представляя собой лишь описание отдельных наблюдений, которые имели место в ноябре и декабре месяцев прошлого года.

Факельное истечение тогда же много раз демонстрировалось в ЦРЛ, привлекая большое внимание своей эффектностью.

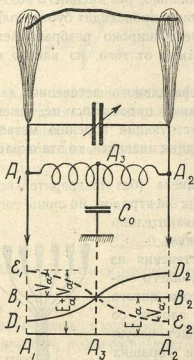


осуществлялась через внутриламповые емкости. Колебательная мощность при этом была порядка 2—3 киловатт.

Как видно на черт. 2, средняя точка самоиндукции анодного колебательного контура заземлялась, через конденсатор большой емкости  $C_0$ . Это обеспечивало такое распределение переменной составляющей анодного напряжения вдоль контурной катушки, при котором узел напряже-



Черт. 2



Черт. 3

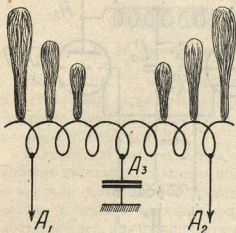
ния всегда оказывался в середине катушки, а пучности напряжения на ее концах.

На черт. 3 вверху приведен отдельно анодный колебательный контур, а внизу показано графически распределение потенциала вдоль него. Здесь прямая  $A_1A_2$  — ось абсцисс.  $B_1B_2$  — постоянное напряжение, подводимое к анодам генераторных ламп от питающего их источника тока. Кривые же  $D_1D_2$  и  $E_1E_2$  — амплитуды фактического (результатирующего) напряжения вдоль катушки самоиндукции. Эти кривые между собой сдвинуты во времени на пол периода.

Факельное истечение может быть создано в различных точках колебательного контура, но наибольшего эффекта оно, естественно, достигает в точках наибольшей амплитуды напряжения, т.е. на концах катушки самоиндукции (точки  $A_1$  и  $A_2$  черт. 2 и 3). Если колебания

в контуре достаточно мощны, то могут существовать одновременно 2 факела. При недостаточной же мощности колебаний возникновение второго факела тушит первый.

Наличие факельного истечения может служить весьма наглядным методом определения величины потенциала в различных точках колебательной цепи. Иллюстрацией этого является черт. 4, представляющий собой обычную картину изменений размеров факельного истечения при его существовании в различных пунктах катушки самоиндукции колебательного контура.



Черт. 4

Обычно, для того, чтобы вызвать факельное истечение, необходимо в соответствующем месте создать искровой или дуговой разряд. Если при этом условия для существования факела—подходящи, то с удалением второго электрода разряд переходит в истечение.

Однако, если соответствующие проводники колебательного контура заострены, то необходимость в возбуждающем разряде отпадает, и истечение возникает самопроизвольно, без внешнего воздействия. В этом случае, вместе с истечением происходит бурное плавление проводника, при чем вокруг него широко разбрасывается окалина. Плавление происходит независимо от того, из какого металла состоит проводник.

Во всех случаях наблюдавшегося факельного истечения, даже тогда, когда никакого видимого обгорания проводника не замечалось, факел принимал оттенок, соответствующий горению металла проводника. Если же излучающий проводник плавился, то эта окраска факела становилась ярче.

Самопроизвольное возникновение факела (без предварительного разряда) происходило и из закругленных электродов, но лишь тогда когда такой электрод был уже предварительно достаточно нагрет (выше красного каления).

Легкость получения факельного истечения из острий можно использовать для следующего эффектного опыта. Если из металлического витого троса приготовить электрод в виде елочки со многими иглами, то такой электрод даст целую серию одновременно вспыхивающих и горящих факелов, бурно разбрасывающих металлическую окалину и представляющих собой весьма красивое зрелище (черт. 5).



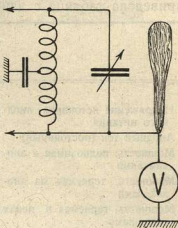
Черт. 5

Явления факельного истечения наблюдались во всем волновом диапазоне описанного выше передатчика, т.е. от  $\lambda = 15$  до  $\lambda = 50$  м

( $f = 20 \cdot 10^6$  до  $f = 5 \cdot 10^6$  периодов), и не было оснований полагать, чтобы этот диапазон нельзя было значительно расширить в любую сторону.

Для измерения того напряжения, которое имеет излучающее факел место проводника, была применена схема, показанная на черт. 6. Цель этой схемы заключалась в том, чтобы создать факельное истечение непосредственно на одном из электродов статического вольтметра в то время, как его второй электрод заземлен. При этих условиях, был получен ряд факелов различной величины, при отсчетах прибора от 4000 до 7000 вольт.

В виду того, что статический вольтметр в этом случае измерял пульсирующее напряжение (отвечающее распределению потенциала черт. 4), и его отсчеты давали эффективные значения исследуемой величины, то получаем следующую зависимость



Черт. 6

$$V_{eff} = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [E_a + V_a \sin \omega t]^2 dt} = \sqrt{E_a^2 + \frac{V_a^2}{2}},$$

где:  $V_{eff}$  — показание вольтметра;  $E_a$  — напряжение источника анодного питания;  $V_a$  — амплитуда переменной составляющей анодного напряжения.

Так как колебательный режим генератора все время оставался нормальным и

$$\xi = \frac{V_a}{E_a} = 0.8 - 0.9,$$

то

$$E_a \cong 0.86 V_{eff} \text{ и } V_a \cong 0.73 V_{eff}$$

и амплитуда пульсирующего напряжения

$$E_a + V_a \cong 1,6 V_{eff}.$$

Таким образом, в условиях нашего опыта, амплитуда пульсирующего напряжения, поддерживающего факельное истечение, была от 6500 до 11000 вольт относительно земли.

Необходимо при этом отметить, что при сохранении неизменным колебательного режима, увеличение напряжения вызывает рост размеров факела. Если же вместе с увеличением напряжения (у факела) одновременно меняется режим контура, то это соотношение может и не сохраниться.



Очень существенным, разумеется, является вопрос о «мощности факельного истечения», т.е., о величине той энергии, которую факел получает от своего генератора. К сожалению, удалось проделать лишь немногие измерения в этом направлении, которые, следовательно, можно рассматривать только, как ориентировочные. Ниже приведена таблица с данными одного из таких измерений.

|                                       |                           | Факела<br>нет | Имеется<br>факел<br>длиной<br>15 см | Имеется<br>факел<br>длиной<br>20 см |
|---------------------------------------|---------------------------|---------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| Напряжение источника анодного питания | $E_a$                     | 5200          | 5100                                | 5400                                |
| Анодный ток (постоянный)              | $I_a$                     | 0,48          | 0,58                                | 0,65                                |
| Мощность, подводимая к анодам ламп    | $W_a = E_a I_a$           | 2,50          | 2,96                                | 3,50                                |
| Мощность, теряемая на анодах ламп     | $W_a'$                    | 1,00          | 1,40                                | 1,50                                |
| Мощность, теряемая в цепях сеток ламп | $W_c' = i_c^2 R_c$        | 0,10          | 0,10                                | 0,10                                |
| Мощность колебаний высокой частоты    | $W_n = W_a - W_a' - W_c'$ | 1,40          | 1,50                                | 1,90                                |
| Ток (эффект.) в цепи контура          | $J_k$                     | 25            | 21                                  | 21                                  |
| Мощность, теряемая в цепи контура     | $W_k = J_k^2 R_k$         | 1,40          | 1,0                                 | 1,0                                 |
| Мощность, поглощаемая факелом         | $W_f = W_n - W_k$         | 0             | 0,5                                 | 0,9                                 |

*Примечание:* Определение  $W_a'$  — производилось обычным термическим методом по оценке мощности нагрева анода.

В таблице напряжение выражено в вольтах, сила тока — в амперах, мощность — в киловаттах.

Таким образом, мощность факела, даже при неособенно больших его размерах, измеряется многими сотнями ватт.

В обычных условиях, при питании ламп постоянным током, факел остается бесшумным. Но его можно заставить звучать, деформируя соответственно режим лампового генератора. Такое звучание факела является результатом быстрых изменений его объема, вызываемых соответствующими изменениями электрических данных колебательного контура. Этим можно воспользоваться для получения говорящего факела, для чего необходимо лишь соответственно модулировать ламповый генератор. Звучающий факел может быть применен в качестве весьма мощного громкоговорителя.

В заключение необходимо указать, что в журнале Radio News, за май 1928 г., в статье K. Baxter'a «Highfrequency magic in the Radiolaboratory» (p. 1204—1205 и 1276) указывается, что в Research-laboratory — General Electric Company, Schenectady, N. J., получено явление факельного истечения при работе с ламповым передатчиком



колебательной мощностью 15 киловатт, на волне 6 м ( $50 \cdot 10^6$  периодов). Автор называет это истечение «Standing electric arc». В сообщении совершенно отсутствуют указания на какие-либо исследования этого явления и не дается никаких его объяснений.

Несмотря на значительно большую мощность и частоту американского генератора, описанное в статье истечение было по своим размерам меньше, чем полученные нами в 1927 г. в Центральной радиолaborатории.

Ленинград

19 сентября 1928

## Электрическое поле и емкость тел, помещенных в слоевом диэлектрике

Проф. А. А. Петровский, поч. чл. РОРИ

Содержание. § 1. Условие, при котором среда является диэлектриком. § 2. Постановка задачи. § 3. Вспомогательная лемма. § 4. Вид функции, выражающей потенциал при точечных зарядах. § 5. Общие правила, по которым пишутся функции, выражающие потенциал в какой-либо из сред. § 6. Частные случаи. § 7. Вид функции, выражающей потенциал при линейных зарядах. § 8. Емкость проволоки, расположенной параллельно плоскостям раздела диэлектрических сред. § 9. Численные примеры.

§ 1. Известно, что емкость антенны, помещенной над поверхностью земли, отличается от емкости, которую она имела бы, будучи помещена в безграничном однородном пространстве. Для того, чтобы учесть влияние земли, обыкновенно прибегают к методу электрических изображений, данному В. Томсоном, причем земля рассматривается, как совершенный проводник. Пока речь идет о статическом состоянии, последнее предположение не встречает возражений; однако, рассчитав таким образом емкость антенны, радиотехника пользуется ею далее, для расчета колебательного процесса, происходящего в антенне при весьма высокой частоте. Так как состояние антенны при этих условиях весьма далеко от статического, то возникает вопрос, имеем ли мы право пользоваться при расчете колебательного процесса величиной емкости, рассчитанной по вышеуказанному способу<sup>1)</sup>.

Легко убедиться, что ответ на поставленный вопрос оказывается сложнее, чем кажется с первого взгляда. Действительно, во время колебательного процесса в среде происходят одновременно два явления: ток проводимости, выражаемый формулой

$$j = \gamma F, \quad (1)$$

и ток смещения, выражаемый формулой

$$j = \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{dF}{dt}. \quad (2)$$

<sup>1)</sup> Коэффициент  $\frac{2}{\pi}$  или иной, переводящий статическую емкость антенны в динамическую, не разрешает поставленного здесь вопроса, так как он учитывает совсем иное обстоятельство, а именно, неравномерность распределения потенциала вдоль антенны.

Здесь  $\gamma$  и  $\epsilon$  суть удельная электропроводность и диэлектрическая постоянная рассматриваемой среды, а  $F$  напряжение э. поля в ней.

Пусть

$$F = F_0 \sin \omega t; \quad (3)$$

тогда

$$j = \gamma F_0 \sin \omega t = J \sin \omega t, \quad (4)$$

$$j = \frac{\epsilon \omega}{4\pi} F_0 \cos \omega t = J' \cos \omega t, \quad (5)$$

и, следовательно, отношение амплитуд обоих составляющих тока равно:

$$n = \frac{J}{J'} = \frac{4\pi\gamma}{\epsilon\omega} = \frac{2\gamma}{\epsilon N} = \frac{2\lambda}{c\epsilon\rho}, \quad (6)$$

где  $N$  число полных колебаний в единицу времен,  $\rho$  удельное сопротивление,  $\lambda$  длина волны и  $c$  скорость света в эфире. Величина  $n$  может служить показателем того, в какой мере ток проводимости преобладает над током смещения, иными словами, с какой степенью точности данная среда может рассматриваться, как проводник. Для краткости мы будем называть ее «электромагнитный коэффициент среды».

Формула (6) содержит несколько величин, которые должны быть выражены в одной системе.

Для удобства дальнейших подсчетов мы видоизменим эту формулу так, чтобы можно было выражать длину волны в метрах, удельное сопротивление в омах на куб. см, а диэлектрическую постоянную в электростатических единицах (т.е. относить к эфиру). Тогда получим

$$n = 6000 \frac{\lambda}{\epsilon\rho}. \quad (6')$$

Так как ток смещения и ток проводимости находятся в квадратуре, то можно принять, что практически:

при  $n = 10$  среда является проводником,

„  $n = 0,1$  „ „ диэлектриком.

Подставляя эти значения в формулу (6'), получаем две границы длин волн:

$$\lambda_{min} = \frac{\epsilon\rho}{60000}, \quad (7)$$

$$\lambda_{max} = \frac{\epsilon\rho}{600}. \quad (8)$$

При длинах волн, меньших, чем  $\lambda_{min}$ , среда ведет себя практически, как диэлектрик; при длинах волн, больших, чем  $\lambda_{max}$ , она имеет свойства проводника, а при промежуточных волнах является полупроводником.

Сделаем подсчеты для некоторых сред.

1. Речная вода:

$$\begin{aligned}\epsilon &= 80; & \lambda_{\min} &= 13,3 \text{ м}; \\ \rho &= 10^4; & \lambda_{\max} &= 1330 \text{ м}.\end{aligned}$$

2. Сырая почва:

$$\begin{aligned}\epsilon &= 10; & \lambda_{\min} &= 1,66 \text{ м}; \\ \rho &= 10^4; & \lambda_{\max} &= 166 \text{ м},\end{aligned}$$

3. Сухая почва:

$$\begin{aligned}\epsilon &= 5; & \lambda_{\min} &= 8,3 \text{ м}; \\ \rho &= 10^5; & \lambda_{\max} &= 830 \text{ м}.\end{aligned}$$

4. Влажный песок:

$$\begin{aligned}\epsilon &= 10; & \lambda_{\min} &= 0,17 \text{ м}; \\ \rho &= 10^8; & \lambda_{\max} &= 17 \text{ м}.\end{aligned}$$

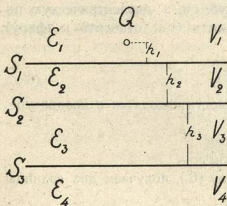
5. Сухой песок:

$$\begin{aligned}\epsilon &= 3; & \lambda_{\min} &= 50 \text{ м}; \\ \rho &= 10^6; & \lambda_{\max} &= 5000 \text{ м}.\end{aligned}$$

Сопоставляя полученные цифры, мы видим, что в диапазоне волн, встречающихся на практике, земля чаще всего является полупроводником; при весьма длинных волнах, посылаемых мощными радиостанциями, она может рассматриваться, как проводник, а при современных коротковолновых установках чаще всего ведет себя, как диэлектрик.

Ясно, что расчет статической емкости антенны в последнем случае должен происходить по совершенно иным формулам, чем принято. Вывод этих формул и составляет задачу настоящей статьи.

§ 2. Пусть имеем  $n$  диэлектрических сред с диэлектрическими постоянными  $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \dots, \epsilon_n$ , отделенных одна от другой  $n-1$  параллельными плоскостями  $S_1, S_2, S_3, \dots, S_{n-1}$ , черт. 1. Поперечные размеры каждого из полученных таким образом слоев диэлектрика назовем  $h_2, h_3, h_4, \dots, h_{n-1}$ . Пусть далее, на расстоянии  $h_1$  от первой плоскости  $S_1$ , в среде, имеющей диэлектрическую постоянную  $\epsilon_1$ , помещен заряд  $Q$ . Спрашивается, каково будет распределение потенциала в каждом из вышеуказанных диэлектриков?



Черт. 1

$S_2, S_3, \dots, S_{n-1}$ , черт. 1. Поперечные размеры каждого из полученных таким образом слоев диэлектрика назовем  $h_2, h_3, h_4, \dots, h_{n-1}$ . Пусть далее, на расстоянии  $h_1$  от первой плоскости  $S_1$ , в среде, имеющей диэлектрическую постоянную  $\epsilon_1$ , помещен заряд  $Q$ . Спрашивается, каково будет распределение потенциала в каждом из вышеуказанных диэлектриков?



Математически это означает следующее: требуется найти ряд функций координат  $V_1, V_2, V_3, \dots, V_n$ , каждая из которых предназначена для обслуживания одной из данных сред и которые определяются следующими условиями.

1. В каждой точке среды, имеющей номер  $k$ , обслуживаемой функцией  $V_k$ , эта функция остается конечной, однозначной и непрерывной

$$V_k = |\infty. \quad (9)$$

2. В каждой точке среды, имеющей номер  $k$ , обслуживаемой функцией  $V_k$ , эта функция удовлетворяет уравнению Лапласа, т.е.

$$\Delta V_k = 0. \quad (10)$$

3. На поверхности  $S_k$  раздела двух сред, имеющих номера  $k$  и  $k+1$ , соответствующие им функции  $V_k$  и  $V_{k+1}$  имеют одинаковые значения<sup>1)</sup> (контактная разность потенциалов не принимается во внимание):

$$V_{k,k+1} = V_{k+1,k}. \quad (11)$$

4. На той же поверхности  $S_k$  касательные производные  $X_{k,k+1}$  и  $X_{k+1,k}$  от обеих функций также принимают одинаковые значения

$$X_{k,k+1} = X_{k+1,k}. \quad (12)$$

5. На той же поверхности  $S_k$  нормальные производные  $Z_{k,k+1}$  и  $Z_{k+1,k}$  от обеих функций принимают значения, обратно пропорциональные диэлектрическим постоянным  $\epsilon_k$  и  $\epsilon_{k+1}$ .

$$\epsilon_k Z_k = \epsilon_{k+1} Z_{k+1} \quad (13)$$

(За положительное направление нормали считаем то, которое соответствует переходу от низшего номера к высшему).

6. В бесконечно удаленных точках среды, имеющей номер  $k$ , соответствующая функция  $V_k$  обращается в ноль.

$$[V_k]_{\infty} = 0 \quad (14)$$

(Вне обслуживаемой ею среды ни одна функция не связывается никакими ограничениями).

<sup>1)</sup>  $V_{k+1,k}$  есть значение функции  $V_{k+1}$ , обслуживающей среду  $k+1$ , взятое в предельном положении, т.е. когда точка, находящаяся в этой среде  $k+1$ , постепенно подходит к поверхности  $S_k$ , отделяющей ее от среды  $k$ ;  $V_{k,k+1}$  есть значение функции  $V_k$ , обслуживающей среду  $k$ , взятое также в предельном положении, т.е. когда точка, находящаяся в этой среде  $k$ , постепенно подходит к той же поверхности  $S_k$ , отделяющей ее от среды  $k+1$ . Аналогичное имеет место относительно двойных значков при  $X$ ,  $Z$  и  $r$  (см. ниже).

§ 3. Если бы все пространство было заполнено однородною средою с диэлектрической постоянной  $\epsilon_1$ , то потенциал в каждой точке выражался бы функцией:

$$V = \frac{Q}{\epsilon_1 r_1}, \quad (15)$$

а проекции электрической силы на направление  $x$ , параллельное воображаемым плоскостям раздела, и на направление  $z$ , перпендикулярное этим плоскостям, имели бы вид:

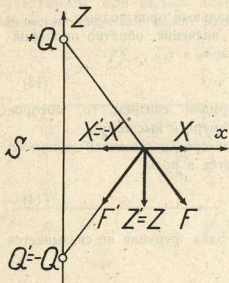
$$X = -\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{Q}{\epsilon_1 r_1^3} \cos(r_1, x), \quad (16)$$

$$Z = -\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{Q}{\epsilon_1 r_1^3} \cos(r_1, z). \quad (17)$$

При наличии сред, имеющих диэлектрические постоянные, отличные от  $\epsilon_1$ , функция, выражающая распределение потенциала, усложняется и притом делается неодинаковой для различных сред.

Для нахождения этих функций напомним сначала следующую лемму.

Если имеются два электрических заряда, равные численно, противоположные по знаку и расположенные симметрично относительно плоскости  $S$ , черт. 2, то:



Черт. 2

а) Потенциалы, создаваемые ими на этой плоскости  $S$ , равны и противоположны по знаку, а след., в сумме дают ноль.

б) Тангенциальные проекции электрической силы, создаваемой ими на данной плоскости  $S$ , равны и противоположны по направлению, след., в сумме дают ноль.

в) Нормальные проекции электрической силы, создаваемой ими на данной плоскости  $S$ , равны и совпадают по направлению, а след., в сумме дают двойное значение нормальной проекции электрической силы, создаваемой положительным зарядом.

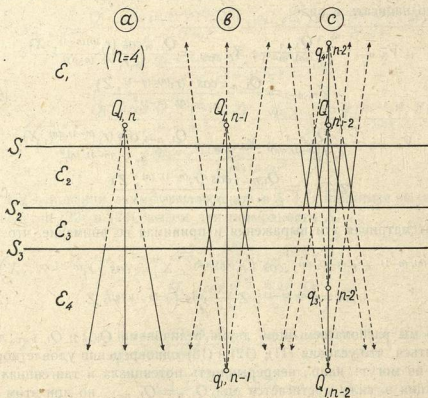
Все положения легко вытекают из рассмотрения черт. 2.

Кроме того сделаем следующее предположение. Потенциал в среде, имеющей номер  $n$ , т.е. наиболее удаленной от заряда  $Q$ , выражается функцией вида

$$V_n = \frac{Q_{1,n}}{\varepsilon_1 r_1^{(n)}}, \quad (18)$$

где  $Q_{1,n}$  есть некоторое постоянное число<sup>1)</sup>, а  $r_1^{(n)}$  расстояние от местоположения заряда  $Q$  до какой-либо точки, находящейся в среде, имеющей номер  $n$ . Физический смысл этого предположения заключается в следующем.

Потенциал в точках среды, наиболее удаленной от заряда  $Q$ , получается при наличии промежуточных сред таким же, каков он был бы, если бы заряд, создающий поле, оставался в прежней точке, но имел некоторую иную величину  $Q_{1,n}$ , отличающуюся от  $Q$ , черт. 3а.



Черт. 3

Ясно само собою, что функция (18) удовлетворяет условиям (9), (10) и (14).

<sup>1)</sup> При обозначении заряда ставятся два значка: первый показывает местоположение заряда, а второй—которую среду обслуживает данный заряд.

§ 4. Переходя к отысканию функции  $V_{n-1}$ , которая должна обслуживать среду, имеющую номер  $n-1$ , мы уже не можем сделать предположения, аналогичного предыдущему; действительно, при таком предположении мы имели бы

$$V_{n-1} = \frac{Q_{1, n-1}}{\varepsilon_1 r_1^{(n-1)}}, \quad (19)$$

где  $Q_{1, n-1}$  некоторое постоянное число, а  $r_1^{(n-1)}$  расстояние от местоположения заряда  $Q_{1, n-1}$  до какой-либо точки в  $(n-1)$  среде. Функция (19) также удовлетворит условиям (9), (10) и (14), но так как между средой  $(n)$  и средой  $(n-1)$  находится поверхность раздела  $S_{n-1}$ , то во всех точках этой поверхности должны быть удовлетворены еще условия (11), (12) и (13).

На поверхности  $S_{n-1}$  величина  $r_1^{(n)}$  принимает некоторое значение  $r_1^{(n), (n-1)}$ , а величина  $r_1^{(n-1)}$  принимает значение  $r_1^{(n-1), (n)}$ ; поэтому для этой поверхности все интересующие нас функции  $V$ ,  $X$  и  $Z$  можно написать в виде:

$$V_{n, n-1} = \frac{Q_{1, n}}{\varepsilon_1 r_1^{(n), (n-1)}}; \quad X_{n, n-1} = \frac{Q_{1, n} \cos(r_1^{(n), (n-1)}, X)}{\varepsilon_1 r_1^{(n), (n-1)^2}}; \\ Z_{n, n-1} = \frac{Q_{1, n} \cos(r_1^{(n), (n-1)}, Z)}{\varepsilon_1 r_1^{(n), (n-1)^2}}, \quad (20)$$

$$V_{n-1, n} = \frac{Q_{1, n-1}}{\varepsilon_1 r_1^{(n-1), (n)}}; \quad X_{n-1, n} = \frac{Q_{1, n-1} \cos(r_1^{(n-1), (n)}, X)}{\varepsilon_1 r_1^{(n-1), (n)^2}}; \\ Z_{n-1, n} = \frac{Q_{1, n-1} \cos(r_1^{(n-1), (n)}, Z)}{\varepsilon_1 r_1^{(n-1), (n)^2}}. \quad (21)$$

Рассматривая эти выражения и принимая во внимание, что

$$r_1^{(n), (n-1)} = r_1^{(n-1), (n)}; \quad \cos(r_1^{(n), (n-1)}, X) = \cos(r_1^{(n-1), (n)}, X); \\ \cos(r_1^{(n), (n-1)}, Z) = \cos(r_1^{(n-1), (n)}, Z) \quad (22)$$

и что мы располагаем лишь двумя величинами  $Q_{1, n}$  и  $Q_{1, n-1}$ , легко убедиться, что условия (11); (12) и (13) одновременно удовлетворены быть не могут: напр., непрерывность потенциала и тангенциальной проекции э. силы достигается при  $Q_{1, n} = Q_{1, n-1}$ , но при этом нормальная проекция э. силы также переходит через поверхность  $S_{n-1}$  непрерывно, тогда как по условию она должна иметь разрыв.

Можно, однако, удовлетворить и последнему условию, если взамен функции (19) принять для обслуживания  $(n-1)$  среды функцию (18), которая обслуживает  $n$ -ую среду, с добавлением двух слагаемых, а именно положить (черт. 2b):



$$V_{n-1} = \frac{Q_{1,n}}{\epsilon_1 r_1^{(n-1)}} + \frac{q_{1,n-1}}{\epsilon_1 r_1^{(n-1)}} + \frac{q_{2,n-1}}{\epsilon_1 r_2^{(n-1)}}, \quad (23)$$

где

$$q_{2,n-1} = -q_{1,n-1} \quad (24)$$

Первое слагаемое представляет по физическому смыслу потенциал, создаваемый в точках  $(n-1)$  среды некоторым добавочным зарядом  $q_{1,n-1}$ , совпадающим с зарядом  $Q_{1,n}$ , а второе есть потенциал, создаваемый в точках  $(n-1)$  среды зарядом  $q_{2,n-1}$ , равным и противоположным по знаку с предыдущим, но расположенным по другую сторону плоскости  $S_{n-1}$  на общей нормали и на том же расстоянии от этой плоскости, как и заряд  $q_{1,n-1}$ ; короче говоря, заряд  $q_{2,n-1}$  есть изображение заряда  $q_{1,n-1}$  в плоскости раздела  $S_{n-1}$ .

В таком случае для точек поверхности  $S_{n-1}$  имеем:

$$V_{n-1,n} = \frac{Q_{1,n}}{\epsilon_1 r_1^{(n-1),(n)}} + \frac{q_{1,n-1}}{\epsilon_1 r_1^{(n-1),(n)}} + \frac{q_{2,n-1}}{\epsilon_1 r_2^{(n-1),(n)}}; \quad (25)$$

$$X_{n-1,n} = \frac{Q_{1,n} \cos(r_1^{(n-1),(n)}, X)}{\epsilon_1 r_1^{(n-1),(n)^2}} + \frac{q_{1,n-1} \cos(r_1^{(n-1),(n)}, X)}{\epsilon_1 r_1^{(n-1),(n)^2}} + \frac{q_{2,n-1} \cos(r_2^{(n-1),(n)}, X)}{\epsilon_1 r_2^{(n-1),(n)^2}}; \quad (26)$$

$$Z_{n-1,n} = \frac{Q_{1,n} \cos(r_1^{(n-1),(n)}, Z)}{\epsilon_1 r_1^{(n-1),(n)^2}} + \frac{q_{1,n-1} \cos(r_1^{(n-1),(n)}, Z)}{\epsilon_1 r_1^{(n-1),(n)^2}} + \frac{q_{2,n-1} \cos(r_2^{(n-1),(n)}, Z)}{\epsilon_1 r_2^{(n-1),(n)^2}}. \quad (27)$$

На основании леммы, изложенной в § 3, и принимая во внимание равенства (22) и (24), имеем для поверхности  $S_{n-1}$ :

$$V_{n-1,n} = \frac{Q_{1,n}}{\epsilon_1 r_1^{(n-1),(n)}} = V_{n,n-1}; \quad (28)$$

$$X_{n-1,n} = \frac{Q_{1,n} \cos(r_1^{(n-1),(n)}, X)}{\epsilon_1 r_1^{(n-1),(n)^2}} = X_{n,n-1}; \quad (29)$$

$$\begin{aligned} Z_{n-1,n} &= \frac{Q_{1,n} \cos(r_1^{(n-1),(n)}, Z)}{\epsilon_1 r_1^{(n-1),(n)^2}} + \frac{2q_{1,n-1} \cos(r_1^{(n-1),(n)}, Z)}{\epsilon_1 r_1^{(n-1),(n)^2}} = \\ &= \left(1 + \frac{2q_{1,n-1}}{Q_{1,n}}\right) Z_{n,n-1}. \end{aligned} \quad (30)$$

Таким образом, условия (11) и (12) удовлетворяются сами собою, а условие (13) удовлетворяется, если назначить  $q_{1,n-1}$  так, чтобы имело место равенство

$$1 + \frac{2q_{1,n-1}}{Q_{1,n}} = \frac{\epsilon_n}{\epsilon_{n-1}} \quad (31)$$

или

$$q_{1, n-1} = \frac{\epsilon_n - \epsilon_{n-1}}{2 \epsilon_{n-1}} Q_{1, n}, \quad (32)$$

т.е. добавочный заряд, обслуживающий  $(n-1)$ -ую среду, пропорционален заряду, обслуживающему  $n$ -ую среду, а коэффициент пропорциональности равен полуразности диэлектрических постоянных  $n$ -ой и  $(n-1)$ -ой сред, деленной на двойную диэлектрическую постоянную  $(n-1)$ -ой среды (разностный коэффициент на поверхности  $S_{n-1}$ ).

При  $\epsilon_n > \epsilon_{n-1}$ ,  $q_{1, n-1}$  имеет тот же знак, что  $Q_{1, n}$ , а также и  $Q$ ; это и соответствует расположению добавочных зарядов, сделанному на чертежах.

При  $\epsilon_n < \epsilon_{n-1}$ ,  $q_{1, n-1}$  имеет знак, противоположный знаку  $Q_{1, n}$ , а также и  $Q$ ; в таком случае заряд того же знака располагается по другую сторону плоскости  $S_{n-1}$ , но, в согласии с леммой, изложенной в § 3, все условия (11), (12) и (13) соблюдаются попрежнему.

Оба заряда  $Q_{1, n}$  и  $q_{1, n-1}$ , находящиеся в одной и той же точке 1, могут быть слиты в один заряд<sup>1)</sup>, равный:

$$Q_{1, n-1} = Q_{1, n} + q_{1, n-1} = \frac{\epsilon_n + \epsilon_{n-1}}{2 \epsilon_{n-1}} Q_{1, n}, \quad (33)$$

причем получаем окончательное выражение потенциальной функции, обслуживающей среду  $n-1$ , в виде:

$$V_{n-1} = \frac{Q_{1, n-1}}{\epsilon_1 r_1^{(n-1)}} + \frac{q_{2, n-1}}{\epsilon_1 r_2^{(n-1)}}. \quad (34)$$

Применяя ту же последовательность рассуждений, найдем, что выражение потенциальной функции  $V_{n-2}$ , обслуживающей  $(n-2)$ -ую среду, состоит из четырех членов:

$$V_{n-2} = \frac{Q_{1, n-2}}{\epsilon_1 r_1^{(n-2)}} + \frac{Q_{2, n-2}}{\epsilon_1 r_2^{(n-2)}} + \frac{q_{3, n-2}}{\epsilon_1 r_3^{(n-2)}} + \frac{q_{4, n-2}}{\epsilon_1 r_4^{(n-2)}}, \quad (35)$$

где

$$\left. \begin{aligned} Q_{1, n-2} &= \frac{\epsilon_{n-1} + \epsilon_{n-2}}{2 \epsilon_{n-2}} Q_{1, n-1}, \\ Q_{2, n-2} &= \frac{\epsilon_{n-1} + \epsilon_{n-2}}{2 \epsilon_{n-2}} q_{2, n-1}, \\ q_{3, n-2} &= \frac{\epsilon_{n-2} - \epsilon_{n-1}}{2 \epsilon_{n-2}} Q_{1, n-1}, \\ q_{4, n-2} &= \frac{\epsilon_{n-2} - \epsilon_{n-1}}{2 \epsilon_{n-2}} q_{2, n-1}. \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

<sup>1)</sup> Из двух значков, стоящих при зарядах  $q$ , первый указывает место заряда, второй—которую среду обслуживает рассматриваемый заряд.

§ 5. Идя тем же путем, можно найти функции, обслуживающие и все дальнейшие среды, причем из вышеизложенного можно вывести следующие правила:

а) Каждая функция представляет сумму, слагаемые которой суть потенциалы, происходящие от точечных зарядов.

в) Число членов суммы для последней, т.е.  $n$ -ой среды равно единице ( $2^0$ ), для предпоследней, т.е.  $(n-1)$ -ой среды равно ( $2^1$ ); по мере перехода в среды, более близкие к источнику поля (заряд  $Q$ ), оно растет в геометрической прогрессии, так что для среды, имеющей номер  $k$ , число членов суммы, выражающей потенциал, равно  $2^{n-k}$ . Для первой среды, где находится заданный заряд  $Q$ , сумма имеет наибольшее число членов, равное  $2^{n-1}$ .

с) Один из зарядов по своему местоположению всегда совпадает с заданным зарядом  $Q$ ; местоположения остальных совпадают с изображениями заряда  $Q$  в плоскостях, разделяющих среды, или же с изображениями изображений. Так как все плоскости раздела параллельны, то все заряды располагаются на общей нормали, проходящей через заряд  $Q$ .

(На черт. 3 для ясности группы изображений, соответствующая каждой среде, сдвинута вбок относительно других групп).

Все заряды, обслуживающие  $k$ -ую среду, занимают, во-первых, места, имеющие номера  $p = 1, 2, 3, \dots, 2^{n-k-1}$ , на которых находятся заряды, обслуживающие  $(k-1)$ -ую среду, и во-вторых, места, имеющие номера  $i = 2^{n-k-1} + 1, 2^{n-k-1} + 2, \dots, 2^{n-k}$ , где размещаются изображения этих зарядов в плоскости, разделяющей обе упомянутые среды.

д) Величина заряда  $Q_{p, k}$ , обслуживающего  $k$ -ую среду с места, имеющего номер  $p \leq 2^{n-k-1}$ , получается умножением величины заряда  $Q_{p, k+1}$ , обслуживающего  $(k+1)$ -ую среду с того же места, на суммовой коэффициент  $\sigma_k$  плоскости  $S_k$  раздела обеих сред

$$\sigma_k = \frac{\varepsilon_k + \varepsilon_{k+1}}{2 \varepsilon_k}. \quad (37)$$

Величина заряда  $q_{i, k}$ , обслуживающего  $k$ -ую среду с места, имеющего номер  $i > 2^{n-k-1}$ , получается умножением величины заряда  $Q_{p, k+1}$ , обслуживающего  $(k+1)$ -ую среду с места, имеющего некоторый номер  $p$ , на разностный коэффициент  $\delta_k$  плоскости  $S_k$  раздела обеих сред:

$$\delta_k = \frac{\varepsilon_k - \varepsilon_{k+1}}{2 \varepsilon_k}. \quad (38)$$

При этом номер  $p$  связан с номером  $i$  соотношением:

$$p = i - 2^{n-k-1}. \quad (39)$$

Полученные выражения удовлетворяют условиям (9), (10), (11), (12), (13), (14) при всяком значении  $Q_{1,n}$ . Однако, величина заряда  $Q_{1,n}$  не вполне произвольна, а определяется на основании следующего соображения.

Предположим, что диэлектрические постоянные двух соседних сред, имеющих номера  $k$  и  $k+1$ , одинаковы и равны  $\epsilon_k$ . В таком случае поверхность раздела между ними  $S_k$  исчезает; исчезают и все соответствующие ее изображения, а следовательно, получается система, состоящая только из  $n-1$  сред. Отсюда следует, что общая формула, выражающая потенциалы в системе из  $n$  сред, должна при  $\epsilon_k = \epsilon_{k+1}$  переходить в соответствующую общую формулу, выражающую потенциалы в системе, состоящей из  $n-1$  сред. Это будет иметь место, если положить заряд  $Q_{1,n}$  равным

$$Q_{1,n} = \frac{2\epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \cdot \frac{2\epsilon_2}{\epsilon_2 + \epsilon_3} \cdot \frac{2\epsilon_3}{\epsilon_3 + \epsilon_4} \cdots \frac{2\epsilon_{n-1}}{\epsilon_{n-1} + \epsilon_n} = \frac{Q}{\sigma_1 \sigma_2 \sigma_3 \cdots \sigma_{n-1}}. \quad (40)$$

Этой формулой исчерпывается решение поставленной задачи.

§ 6. Пользуясь вышеприведенными правилами, напомним выражение потенциала для двух и трех сред.

1. Две среды:  $n=2$ .

Суммовые и разностные коэффициенты будут:

$$\sigma_1 = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2\epsilon_1}, \quad \delta_1 = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2\epsilon_1}. \quad (41)$$

Заряды, обслуживающие первую и вторую среды, выразятся формулами:

$$\left. \begin{aligned} \text{для среды II: } Q_{1,2} &= \frac{Q}{\sigma_1}; \\ \text{для среды I: } Q_{1,1} &= \sigma_1 Q_{1,2}; \quad q_{2,1} = \delta_1 Q_{1,2}; \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

следовательно, потенциалы будут представлены следующим образом:

для среды II:

$$V_2 = \frac{Q}{\sigma_1 \epsilon_1 r_1} = \frac{2Q}{(\epsilon_1 + \epsilon_2) r_1}; \quad (43_2)$$

для среды I:

$$V_1 = \frac{Q}{\epsilon_1 r_1} + \frac{\delta_1 Q}{\sigma_1 \epsilon_1 r_2} = \frac{Q}{\epsilon_1 r_1} + \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \cdot \frac{Q}{\epsilon_1 r_2}. \quad (43_1)$$

а) При  $\epsilon_2 = \epsilon_1$  получаем:

$$V_2 = V_1 = \frac{Q}{\epsilon_1 r_1}, \quad (43')$$



что вполне соответствует выражению для э. поля, создаваемого зарядом  $Q$  в безграничной среде.

в) При  $\varepsilon_2 \gg \varepsilon_1$  получаем:

$$V_2 = \frac{2Q}{\varepsilon_1 r_1}, \quad (43_1')$$

$$V_1 = \frac{Q}{\varepsilon_1 r_1} - \frac{Q}{\varepsilon_1 r_2}, \quad (43_1'')$$

т.е. выражение э. поля в первой среде получается такое же, какое имеет место в том случае, когда вторая среда является проводником; что касается э. поля во второй среде, то оно получается лишь вдвое сильнее, чем было бы в безграничном пространстве, заполненном второй средой, иными словами, это поле ничтожно по величине.

с) При  $\varepsilon_2 \ll \varepsilon_1$  получаем:

$$V_2 = \frac{2Q}{\varepsilon_1 r_1}, \quad (43_2')$$

$$V_1 = \frac{Q}{\varepsilon_1 r_1} + \frac{Q}{\varepsilon_1 r_2}, \quad (43_2'')$$

т.е. выражение для э. поля во второй среде получается лишь вдвое сильнее, чем в том случае, когда заряд  $Q$  находится в безграничном пространстве, заполненном первой средой; э. поле в первой среде оказывается немного сильнее, чем таковое в случае безграничного пространства, а именно, к действию заряда  $Q$ , находящегося в точке 1, прибавляется действие прямого изображения, т.е. заряда  $Q$ , помещающегося в точке 2.

II. Три среды:  $n=3$ .

Суммовые и разностные коэффициенты будут:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2\varepsilon_1}; & \sigma_2 &= \frac{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}{2\varepsilon_2}; \\ \delta_1 &= \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_1}; & \delta_2 &= \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_3}{2\varepsilon_2}. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Заряды, обслуживающие первую, вторую и третью среды, выражаются формулами:

$$\text{для среды III: } Q_{1,3} = \frac{Q}{\sigma_1 \sigma_2}; \quad (45_1)$$

$$\text{для среды II: } Q_{1,2} = \sigma_2 Q_{1,3}; \quad Q_{2,1} = \delta_2 Q_{1,3}; \quad (45_2)$$

$$\text{для среды I: } \left. \begin{aligned} Q_{1,1} &= \sigma_1 \sigma_2 Q_{1,3}; & Q_{3,1} &= \sigma_2 \delta_1 Q_{1,3}; \\ Q_{2,1} &= \delta_2 \sigma_1 Q_{1,3}; & Q_{1,1} &= \delta_2 \delta_1 Q_{1,3}; \end{aligned} \right\} \quad (45_3)$$

следовательно, потенциалы будут представлены следующими функциями:

для среды III:

$$V_3 = \frac{Q}{\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_1 r_1} = \frac{4\epsilon_2 Q}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)(\epsilon_2 + \epsilon_3)r_1}; \quad (46_2)$$

для среды II:

$$V_2 = \frac{Q}{\epsilon_1 \epsilon_1 r_1} + \frac{\delta_2 Q}{\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_1 r_2} = \frac{2Q}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)r_1} + \frac{2(\epsilon_2 - \epsilon_3)Q}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)(\epsilon_2 + \epsilon_3)r_2}; \quad (46_3)$$

$$V_1 = \frac{Q}{\epsilon_1 r_1} + \frac{\delta_2 Q}{\epsilon_2 \epsilon_1 r_2} + \frac{\delta_1 Q}{\epsilon_1 \epsilon_1 r_3} + \frac{\delta_1 \delta_2 Q}{\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_1 r_4} = \frac{Q}{\epsilon_1 r_1} + \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_3)Q}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)\epsilon_1 r_2} + \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)Q}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)\epsilon_1 r_3} + \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)(\epsilon_2 - \epsilon_3)Q}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)(\epsilon_2 + \epsilon_3)\epsilon_1 r_4}. \quad (46_4)$$

а) При  $\epsilon_3 = \epsilon_2 = \epsilon_1$  получаем:

$$V_3 = V_2 = V_1 = \frac{Q}{\epsilon_1 r_1}, \quad (46')$$

что соответствует случаю заряда  $Q$ , помещенного в однородной среде.

б) При  $\epsilon_3 = \epsilon_2 \neq \epsilon_1$ , получаем:

$$V_3 = V_2 = \frac{2Q}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)r_1}; \quad V_1 = \frac{Q}{\epsilon_1 r_1} + \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2)Q}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)\epsilon_1 r_3}, \quad (46'')$$

что соответствует случаю заряда  $Q$ , помещенного в пространстве, ограниченном плоскостью  $S_1$ .

в) При  $\epsilon_3 \neq \epsilon_2 = \epsilon_1$ , получаем:

$$V_3 = \frac{2Q}{(\epsilon_2 + \epsilon_3)r_1}; \quad V_2 = V_1 = \frac{Q}{\epsilon_1 r_1} + \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_3)Q}{(\epsilon_1 + \epsilon_3)\epsilon_1 r_2}, \quad (46''')$$

что соответствует случаю заряда  $Q$ , помещенного в пространстве, ограниченном плоскостью  $S_2$ .

§ 7. Рассуждения, изложенные §§ 3—6, остаются справедливыми и в случае функции  $\frac{2}{l} \lg \frac{l}{r}$ , что дает возможность применить полученные формулы и правила для нахождения распределения потенциала от зарядов вдоль некоторой линии, параллельной плоскостям раздела диэлектрических сред (случай антенны, расположенной параллельно поверхности почвы).

Легко убедиться, что при этом потенциал выразится формулами.

1) На чертеже 5 пропущено изображение антенны в поверхности  $S_2$ ; оно приходится внизу чертежа — на расстоянии  $h_1 + h_2$  под поверхностью  $S_2$ .

I. Две среды, черт. 4;  $n=2$ .

$$V_2 = \frac{2Q}{\sigma_1 l \varepsilon_1} \lg \frac{l}{r_1}, \quad (47_2)$$

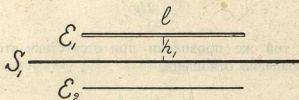
$$V_1 = \frac{2Q}{l \varepsilon_1} \lg \frac{l}{r_1} + \frac{2\delta_1 Q}{\sigma_1 l \varepsilon_1} \lg \frac{l}{r_2} \quad (47_1)$$

II. Три среды, черт. 5;  $n=3$ .

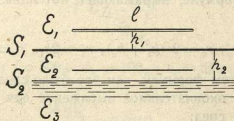
$$V_3 = \frac{2Q}{\sigma_1 \sigma_2 l \varepsilon_1} \lg \frac{l}{r_1}, \quad (48_3)$$

$$V_2 = \frac{2Q}{\sigma_1 l \varepsilon_1} \lg \frac{l}{r_1} + \frac{2\delta_2 Q}{\sigma_1 \sigma_2 l \varepsilon_1} \lg \frac{l}{r_2}, \quad (48_2)$$

$$V_1 = \frac{2Q}{l \varepsilon_1} \lg \frac{l}{r_1} + \frac{2\delta_2 Q}{\sigma_2 l \varepsilon_1} \lg \frac{l}{r_2} + \frac{2\delta_1 Q}{\sigma_1 l \varepsilon_1} \lg \frac{l}{r_3} + \frac{2\delta_1 \delta_2 Q}{\sigma_1 \sigma_2 l \varepsilon_1} \lg \frac{l}{r_4} \quad (48_1)$$



Черт. 4



Черт. 5

§ 8. Зная функцию, выражающую потенциал в первой среде, можно получить выражение для емкости сферы или проволоки, радиус которой мал по сравнению с расстоянием до первой пограничной плоскости  $S_1$ .

Для примера найдем выражение емкости проволоки, расположенной параллельно плоскости раздела двух сред, черт. 4.

Для этого в формуле, выражающей потенциал  $V_1$  в первой среде, полагаем:

$$r_1 = r_0, \quad r_2 = 2h_1; \quad (49)$$

тогда получим:

$$V_1 = \frac{2Q}{\epsilon_1} \lg \frac{l}{r_1} \left[ 1 + \frac{\delta_1}{\sigma_1} \cdot \frac{\lg \frac{l}{2h_1}}{\lg \frac{l}{r_0}} \right], \quad (50)$$

откуда и находим выражение для емкости проволоки при наличии двух сред:

$$c_2 = \frac{Q}{V_1} = \frac{l \epsilon_1}{2 \lg \frac{l}{r_0}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\delta_1}{\sigma_1} \cdot \frac{\lg \frac{l}{2h_1}}{\lg \frac{l}{r_0}}} = \frac{c_1}{1 + f_1 \frac{\lg \frac{l}{2h_1}}{\lg \frac{l}{r_0}}}, \quad (51)$$

где

$$c_1 = \frac{l \epsilon_1}{2 \lg \frac{l}{r_0}} \quad (52)$$

есть емкость той же проволоки при отсутствии второй среды, а буквою  $f_1$  обозначено отношение

$$f_1 = \frac{\delta_1}{\sigma_1} = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}. \quad (53)$$

Как второй пример, найдем выражение емкости проволоки, расположенной параллельно плоскостям раздела трех сред, черт. 5.

Для этого в формуле, выражающей потенциал  $V_1$  в первой среде, полагаем:

$$r_1 = r_0, \quad r_2 = 2(h_1 + h_2), \quad r_3 = 2h_1, \quad r_4 = 2h_2. \quad (54)$$

Преобразуя затем формулу, как это было сделано в предыдущем примере, находим окончательное выражение для емкости проволоки при наличии трех сред:

$$c_3 = \frac{Q}{V_1} = \frac{c_1}{1 + f_2 \frac{\lg \frac{l}{2(h_1 + h_2)}}{\lg \frac{l}{r_0}} + f_1 \frac{\lg \frac{l}{2h_1}}{\lg \frac{l}{r_0}} + f_1 f_2 \frac{\lg \frac{l}{2h_2}}{\lg \frac{l}{r_0}}}, \quad (55)$$

где введены сокращенные обозначения:

$$c_1 = \frac{l \epsilon_1}{2 \lg \frac{l}{r_0}}, \quad (56)$$



$$f_1 = \frac{\delta_1}{\sigma_1} = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}, \quad (53)$$

$$f_2 = \frac{\delta_2}{\sigma_2} = \frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2 + \epsilon_3}. \quad (56)$$

§ 9. Для того, чтобы отдать себе ясный отчет в применимости выведенных формул к практическим расчетам, рассмотрим подробнее следующие случаи.

1. Антенна, расположенная над землею, черт. 4.

Так как имеется только две среды, то принимая землю за диэлектрик, приходится вычислять емкость по формуле (51).

Если бы земля представляла совершенный проводник, то вычисление происходило бы по формуле:

$$C_2 = \frac{c_1}{1 - \frac{\lg \frac{l}{2h_1}}{\lg \frac{l}{r_0}}} \quad (51')$$

Деля первую формулу (51) на вторую (51'), получаем:

$$\frac{c_2}{C_2} = \frac{\lg \frac{l}{2h_1}}{1 + f_1 \frac{\lg \frac{l}{2h_1}}{\lg \frac{l}{r_0}}} \quad (57)$$

Пример 1:  $l = 500_m$ ;  $h_1 = 100_m$ ;  $r_0 = 5_m$ ;  $\epsilon_1 = 1$ .

$$\frac{\lg \frac{l}{2h_1}}{\lg \frac{l}{r_0}} = 0,0797.$$

Сухой песок:  $\epsilon_2 = 3$ ;  $f_1 = -0,500$ ;  $\frac{c_2}{C_2} = 0,96$ .

Сухая почва:  $\epsilon_2 = 5$ ;  $f_1 = -0,667$ ;  $\frac{c_2}{C_2} = 0,98$ .

Сырая почва:  $\epsilon_2 = 10$ ;  $f_1 = -0,889$ ;  $\frac{c_2}{C_2} = 0,99$ .

Речная вода:  $\epsilon_2 = 81$ ;  $f_1 = -0,975$ ;  $\frac{c_2}{C_2} = 1,00$ .

Пример 2:  $l=500_m$ ;  $h_1=5_m$ ;  $r_0=5_{mm}$ ;  $\epsilon_1=1$ .

$$\frac{\lg \frac{l}{2h_1}}{\lg \frac{l}{r_0}} = 0,340.$$

При  $\epsilon_2 = 3$  получаем  $\frac{c_2}{C_2} = 0,80$ .

»  $\epsilon_2 = 5$  »  $\frac{c_2}{C_2} = 0,86$ .

»  $\epsilon_2 = 10$  »  $\frac{c_2}{C_2} = 0,94$ .

»  $\epsilon_2 = 81$  »  $\frac{c_2}{C_2} = 0,99$ .

Эти подсчеты показывают, что для высоко расположенных антенн отправительных станций нет значительной разницы при расчете по формулам, в которых земля рассматривается, как проводник, или как диэлектрик, но для антенн, расположенных низко над землей, как, напр., антенна Бивереджа, отличие достигает десятков процентов. Этим же может объясняться изменение емкости антенны в зависимости от состава и влажности почвы.

II. Антенна расположена на высоте  $h_1$  над землей, под которой на глубине  $h_2$  находится уровень грунтовых вод, черт. 5.

В этом случае имеем три среды и вычисление емкости следует производить по формуле (55).

Полагая в этой формуле  $f_2 = -\frac{80}{82} \cong -1$  и упрощая, получаем

приблизительное выражение емкости для этого случая:

$$C_3 = \frac{c_1}{1 - \frac{\lg \frac{l}{2(h_1+h_2)}}{\lg \frac{l}{r_0}} + f_1 \frac{\lg \frac{h_2}{h_1}}{\lg \frac{l}{r_0}}}. \quad (55')$$

При отсутствии третьей среды емкость выражалась бы формулой (51).

Деля формулу (55') на (51), получаем:

$$\frac{C_3}{c_2} = \frac{1 + f_1 \frac{\lg \frac{l}{2h_1}}{\lg \frac{l}{r_0}}}{1 - \frac{\lg \frac{l}{2(h_1+h_2)}}{\lg \frac{l}{r_0}} + f_1 \frac{\lg \frac{h_2}{h_1}}{\lg \frac{l}{r_0}}} \quad (60)$$

Пример 3:  $l=500\text{ м}$ ;  $h_1=5\text{ м}$ ;  $h_2=5\text{ м}$ ;  $r_0=5\text{ мм}$ ;  $\epsilon_1=1$ .

$$\frac{\lg \frac{l}{2h_1}}{\lg \frac{l}{r_0}} = 0,340; \quad \frac{\lg \frac{l}{2(h_1+h_2)}}{\lg \frac{l}{r_0}} = 0,230.$$

При  $\epsilon_2 = 3$  получаем  $\frac{C_3}{c_2} = 1,15$ .

"  $\epsilon_2 = 5$  "  $\frac{C_3}{c_2} = 1,07$ .

"  $\epsilon_2 = 10$  "  $\frac{C_3}{c_2} = 0,97$ .

"  $\epsilon_2 = 81$  "  $\frac{C_3}{c_2} = 0,93$ .

Эти подсчеты показывают, что для антенн, расположенных низко над землей, необходимо принимать во внимание и расположение горизонта грунтовых вод, игнорирование которого также может изменять величину рассчитанной емкости на десятки процентов.

## Питание приемных ламп переменным током

А. А. Шапошников

Питание приемных ламп в любительских приемниках, как известно, является одним из особенно интересных для радиолюбительства вопросов.

Неудобства, связанные с пользованием аккумуляторами, и отсутствие сухих элементов с достаточной емкостью и достаточно большим разрядным током значительно затрудняют пользование ламповыми приемниками для радиолюбителей. Само собой понятно, что вопрос о питании приемных ламп переменным током от обычной городской цепи при помощи маломощных и недорогих трансформаторов является в настоящее время весьма активным не только у нас, но и за границей. В текущей заграничной литературе появляются статьи, посвященные этому вопросу как теоретического, так и практического характера<sup>1)</sup>, а в проспектах ламповых фирм — лампы предназначенные для питания от осветительной цепи.

В настоящей статье я помещаю тот материал, который был получен в текущем году в лабораториях Центральной Радио-лаборатории Треста заводов слабого тока по обследованию вопроса о питании приемных ламп переменным током.

Как известно, вполне исчерпывающее решение вопроса о питании переменным током дает уже описанная в журнале ТиТ6п<sup>2)</sup> конструкция эквипотенциального катода. Лампа с таким катодом уже разработана и заканчивается обследованием и у нас, но, ввиду ее сложности и сравнительной дороговизны имеющихся пока типов, было интересно найти решение при помощи лампы обычной трех-электродной конструкции, путем подбора катода, специально рассчитанного для питания переменным током.

Что является причиной фона и искажений, вносимых накалом переменным током катода лампы? Таких причин следует указать три:

- 1) Колебания температуры и связанное с ним колебание эмиссии.
- 2) Изменение силы анодного тока, вследствие изменения разности потенциалов сетка — нить благодаря изменяющемуся падению напряжения питания вдоль нити катода, т. е. явления, обусловленные наличием факторов переменного тока и не эквипотенциального катода.

<sup>1)</sup> W. J. Kimmel, Proc. of Inst. of Radio Eng. Vol. 16, Nr. 8, 1928.

<sup>2)</sup> А. Шапошников. ТиТ6п № 47, 202—219. 1928.



3) Переменные магнитные и электростатические поля, вносимые в приемник как переменным током питания, так и приключением к осветительной цепи.

Непосредственных измерений колебаний температуры катода при питании его переменным током не делалось, отчасти по технической трудности этих измерений, а главным образом из того соображения, что влияние этих колебаний, благодаря их малости в условиях опытов, казалось, не могло иметь существенного значения.

Лангмуир<sup>1)</sup> для колебания средней температуры  $T$  нити дает следующее выражение:

$$\Delta T = \frac{P}{4\pi f H D}$$

где  $P$  — средняя подведенная энергия на единицу длины и диаметра катода при температуре  $T$ ,  $H$  — теплоемкость катода,  $D$  — его диаметр,  $f$  — частота питающего тока.

Инженер В. И. Волюнкин, исходя из этой формулы для нитей из вольфрама и из торированного вольфрама при частоте питающего тока 50 <sup>пер</sup>/<sub>сек</sub>, дает величины, приведенные в таблице I.

ТАБЛИЦА I

| Т°К  | $\frac{P}{4\pi H}$ | Вольфрам d=58 |                                 | Торир. вольфр. d=40 |                                 |
|------|--------------------|---------------|---------------------------------|---------------------|---------------------------------|
|      |                    | $\Delta T$    | $\frac{\Delta T}{T} \cdot 10^3$ | $\Delta T$          | $\frac{\Delta T}{T} \cdot 10^3$ |
| 1600 | 0,495              | 2,74          | 1,71                            | 4,0                 | 2,48                            |
| 1800 | 1,40               | 4,83          | 2,69                            | 7,0                 | 3,9                             |
| 2000 | 2,26               | 7,8           | 3,9                             | 11,3                | 5,65                            |
| 2200 | 3,46               | 11,9          | 5,42                            | 17,3                | 7,86                            |
| 2400 | 5,02               | 17,3          | 7,21                            | 25,1                | 11,5                            |
| 2600 | 7,06               | 24,4          | 9,38                            | 35,4                | 13,6                            |

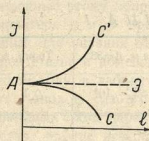
Для нитей оксидных диаметра порядка 0,1 мм Киммель дает величину от 1,2°С до 15°С, т. е., принимая рабочую температуру оксидной нити 800—900°С, от 0,1% до 2%. Можно было ожидать, что такие колебания в температуре, если и могут сказаться, то только в той части эмиссионной кривой, которая уже далека от рабочей области. Подобрал соответственно смещающий потенциал, можно всегда работать на той части кривой, где изменения температуры не сказывается, устранив таким образом влияние изменяющейся температуры на работу лампы. Опыт показал, что влияние колебаний температуры в условиях опыта действительно мало сказывается для ламп усилительных как высокой, так и низкой частоты, но пови-  
 1) Langmuir, G. E. R. 17, 294. 1914.

тому этого нельзя сказать о детекторной лампе, при сеточной схеме детектирования, благодаря тому, что кривые сеточных токов значительно более чувствительны к изменениям температуры.

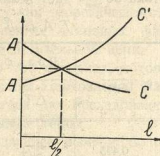
Легко понять, что вызываемые переменной температурой катода колебания эмиссионного тока будут иметь двойной по отношению к питающему току период.

Вторая причина фона, вызываемого питанием нити переменным током—изменение силы анодного тока, благодаря переменному действию электростатического поля—повидимому, имеет наибольшее значение.

Прежде всего самый факт внесения в приемник переменных электростатических полей, благодаря емкостным связям, сам по себе может быть источником фона, но наиболее существенным является переменная разность потенциалов между сеткой и отдельными участками нити благодаря изменяющемуся падению напряжения вдоль нити. При этом существенная разница получается, будет ли катод присоединен непосредственно к одному из концов нити, или к середине нити.



Черт. 1



Черт. 2

На черт. 1 и 2 показано, как должно изменяться распределение эмиссионного тока, рассчитанное по формуле Лангмуира, для различных участков катода при изменении направления питающего тока.

На черт. 1 линии AC и AC' соответствуют двум противоположным фазам питающего тока для случая, когда сетка присоединена непосредственно к одному концу нити. Черт. 2 относится к случаю приключения сетки к середине катода. Пунктирные линии соответствуют эквипотенциальному катоду, имеющему тот же потенциал, что и сетка.

Даже из рассмотрения чертежей 1 и 2 видно, что второй метод приключения сетки имеет значительное преимущество. Из черт. 1 видно, что полная эмиссия нити за каждый период питающего тока изменяется от максимальной величины, соответствующей моменту, когда конец катода, не соединенный с сеткой, имеет максимальный отрицательный потенциал относительно сетки, до минимальной вели-

чины, когда он имеет максимальный положительный потенциал, т.е. имеет тот же период изменения, что и питающий ток.

В случае приключения сетки к средней точке катода, как это видно из черт. 2, эмиссионный ток всей нити остается равным для случая обоих амплитудных значений питающего тока, и если бы эмиссионный ток был пропорционален не степени  $3/2$  действующего потенциала, а первой, то за весь период никаких изменений в величине анодного тока не происходило бы. Полный ток всей нити все время оставался бы равным тому току, который имел бы место в случае эквипотенциального катода. В этом случае увеличение тока для половины нити, имеющей большие потенциалы по сравнению с потенциалом середины, покрывалось бы уменьшением тока для второй половины, имеющей меньшие потенциалы. Благодаря тому, что эмиссионный ток пропорционален степени  $3/2$  действующего напряжения, увеличение первой, более положительной половины нити больше уменьшения второй половины, более отрицательной; благодаря этому эмиссионный ток нити будет пульсировать около минимальной величины, соответствующей нулевой величине току питания.

Изменения в величине эмиссионного тока в этом случае будут совершаться с двойной по отношению к питающему току частотой. Я не буду останавливаться подробно на математическом анализе колебаний в силе тока, которые должны иметь место; ограничусь лишь на указании исходного метода анализа. Аналитическое решение этого вопроса было мною получено от инженера В. И. Волынкина и значительно позже из указанной выше статьи Киммеля.

Метод, предложенный В. И. Волынкиным, тот же, что и у Киммеля. В. И. Волынкин рассматривает эмиссию катода как интегральную эмиссию отдельных участков. При таком способе, если обозначить через  $x$  расстояние участка  $dx$  от середины нити, эмиссионный ток выразится в виде интеграла:

$$I_e = A \int_{-1/2 l}^{+1/2 l} (v_a + kv_g + \frac{x}{l} kv_n \cdot \sin \varphi)^{3/2} dx.$$

Решение Волынкина, как и Киммеля приводит к заключению, что в выражение эмиссионного тока входят только четные гармоники питающей частоты. Так как ряд быстро сходящийся, то, ограничиваясь первым членом, для выражения переменной составляющей эмиссионного тока В. И. Волынкин дает следующую формулу:

$$J = \frac{J_0}{64} \frac{(k+1)^2 v_n^2}{v^2} (1 - \cos 2\omega t),$$

где  $k$  — коэффициент усиления лампы,  $v_n$  — амплитуда напряжения питания,  $v$  — действующий потенциал  $= v_a + kv_g$ .



Следует оговорить, что такой вид переменная слагающая будет иметь, если нить по всей своей длине имеет однородную эмиссионную способность. Влияние охлаждающих концов, или вообще неоднородность в эмиссионной способности отдельных участков должна сильно изменить характер кривой эмиссионного тока.

Опыт, сделанный в ламповом отделе ЦРЛ, показал, что фон, вносимый питанием переменным током, кроме основного, соответствующего, как это и вытекает из приведенных соображений, двойному периоду, часто имеет также и период, соответствующий основному периоду питающего тока, а иногда и более низкий период. Повидимому, это есть результат неоднородности нити и генерации, которая может иметь место благодаря изменениям теплового режима катода.

Третий фактор, вызывающий фон при питании переменным током — изменяющееся электростатическое и магнитное поле, как показывает опыт, не имеет серьезного значения. Индукционное влияние проводов питания всегда можно устранить соответственной защитой, что же касается влияния магнитного поля тока накала катода, т. е. магнетронное действие, то во-первых, как это следует из работы Нил<sup>1)</sup>, при силе тока питания порядка 1 амп. оно мало, и во-вторых, как это правильно замечает Киммель, это действие отчасти должно компенсироваться теми изменениями эмиссионного тока, которые происходят благодаря изменяющемуся падению напряжения вдоль нити.

Магнитное поле тока питания отклоняет излучаемые катодом электроны от прямолинейного пути, как бы увеличивая внутреннее сопротивление лампы. Максимальное, уменьшающее эмиссионный ток, действие магнитного поля соответствует максимальному току, т. е. тому моменту, которому соответствует максимальное влияние неэквивалентности катода. Оба эти фактора, магнитное поле и падение напряжения вдоль катода, в своем действии на эмиссионный ток, как бы расходятся по фазе на  $180^\circ$  и следовательно должны друг друга отчасти компенсировать.

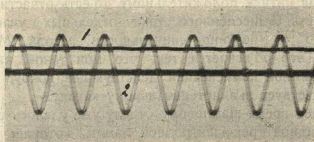
Итак, из приведенных выше теоретических соображений для получения наилучшего эффекта при питании приемной лампы переменным током нужно, чтобы при ее конструкции были соблюдены следующие требования: катод лампы должен давать достаточную эмиссию при возможно низкой температуре; эмиссионная способность катода должна быть по возможности однородна по всей длине; катод должен обладать большой теплоемкостью и по возможности большим диаметром; напряжение накала должно быть по возможности мало; при включении сетка и анод не должны

<sup>1)</sup> A. W. Hull. Phys. Review, May 1925.

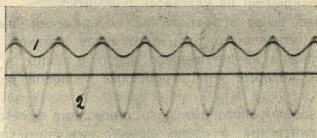


присоединяться непосредственно к одному из концов нити, а к ее середине. Последнее условие, между прочим, легко осуществляется, если, как это предложил Barthelemy, к зажимам питающего трансформатора присоединить потенциометр и соединять сетку и анод со средней точкой этого потенциометра, соединенной с землей. Трансформатор питания, для устранения емкостных связей между обмотками лучше, как это предложил С. А. Векшинский, мотать так, чтобы его обмотки были удалены одна от другой. Лампы, предназначенные для питания переменным током, не должны иметь большого коэффициента усиления.

На черт. 3 приведены осциллограммы анодного тока для случая: а) когда сетка присоединена к средней точке нити по методу Barthelemy и б) когда они соединены непосредственно с концом нити.



Черт. 3а



Черт. 3б

На черт. (б) кривая (1) соответствует анодному току и имеет тот же период, что и кривая (2), соответствующая току питания.

На черт. (а) кривая анодного тока (1) благодаря малой чувствительности шлейфа близка к прямой, хотя наличие двойной частоты и заметно.

Все конструктивные требования проще всего выполняются при помощи оксидного катода. Рабочая температура оксидного катода значительно ниже рабочей температуры чистого и торированного вольфрама; его теплоемкость и диаметр можно сделать также значительно больше; рабочее напряжение, подобрав соответственный

материал нити, можно значительно понизить. Затруднения, которые могут при этом встретиться, сводятся к трудностям получить требующуюся однородность эмиссионной способности отдельных участков нити и к неустойчивости кривых сеткового тока.

Обследование целого ряда ламп как уже имеющихся в продаже, русских и иностранных, так и специально изготовленных показали, что наилучший эффект получается действительно с оксидными нитями, имеющими диаметр порядка нескольких сотых мм. Особенное преимущество имеет повидимому петлеобразная форма нити. Киммель объясняет преимущество такой формы нити тем, что влияние падения потенциала вдоль нити в этом случае отчасти компенсируется тем, что благодаря близости концов нити создается достаточно большое электростатическое поле, которое часть электронов заставляет двигаться не по направлению к аноду, а от отрицательного конца нити к положительному, то есть отчасти сглаживает неравномерность эмиссионного тока отдельных участков нити, происходящую от неэквипотенциальности катода. Может быть более просто это объясняется тем, что при таком расположении благодаря взаимной компенсации действующее вокруг катода поле ближе соответствует эквипотенциальному катоду.

В настоящее время Ламповому отделу уже удалось сконструировать тип оксидной трех-электродной лампы, которая, работая как усилительная высокой и низкой частоты, дает вполне приемлемый результат; что же касается детекторной лампы, то полного решения до последнего времени не удавалось получить.

Изложенные выше теоретические соображения имеют в виду лишь влияние переменного тока на величину анодного тока, но не учитывают влияния на детекторное действие лампы и тех процессов генерации, которые этот переменный тепловой режим катода вызывает.

При помощи разработанных пока типов ламп удастся получить без особых изменений в схеме, кроме указанного переключения сетки на среднюю точку потенциометра, достаточно хороший прием только для мощных станций на репродуктор. Остаточный небольшой фон в этом случае вполне маскируется силой приема и тем шумом, который вообще говоря имеется при приеме мощных станций на репродуктор.

Устранить фон и искажения при приеме на телефон в обычной схеме при помощи одной только ламповой конструкции пока не удавалось. Было выяснено, что для этой цели придется или пользоваться в качестве детекторной лампы—лампой с эквипотенциальным катодом, или же изменить метод детектирования. Можно было ожидать, что будет выгоднее вместо обычного сеточного детектирования применить анодное детектирование на нижнем загибе ра-

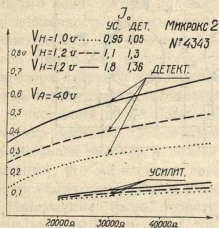




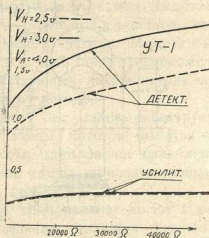
ной исходной точке статической характеристики, и показания прибора  $A_2$  оставались постоянными. Изменения переменной составляющей, появлявшиеся в анодной цепи, как результат питания переменным током, измерялись при помощи трансформатора  $T_2$ , во вторичной цепи которого включался микроамперметр и кристаллический детектор или заменявший его кенотрон.

В этой схеме были обследованы лампы Р-5, УТ-1, лампа специально изготовленная ПТ-22 с торированной нитью, оксидные лампы Микрос 1, Микрос 2 и оксидная лампа особой французской конструкции. Обследовались влияние накала и величины анодного сопротивления. Лампы обследовались как в детекторной схеме, так и в обычной усилительной.

Часть результатов приведена на черт. 5, 6 и 7. На кривых по оси  $Y$  указано напряжение переменной составляющей, а по оси  $X$  соответ-



Черт. 5



Черт. 6

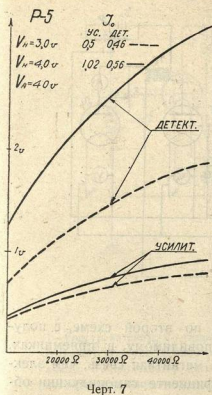
ствующее сопротивление анодной цепи. Сетка приключалась к средней точке потенциометра, шунтирующего трансформатор питания.

Из приведенных кривых следует:

1. Указанная выше теоретическая оценка факторов, влияющих на величину переменной составляющей фона, вообще говоря, правильна. Лампы с оксидной нитью, имеющие толстую нить, работающую при температуре  $700-800^\circ \text{C}$  и напряжении накала всего 1 В, дали значительно лучший эффект, чем лампы с торированной и вольфрамовой нитями.

2. Зависимость от напряжения накала и колебаний температуры, повидимому, сложнее, чем это можно было ожидать. Кривые показывают, что для детекторной схемы переменная составляющая всегда возрастает с увеличением напряжения накала; для простой усилительной схемы, для большинства ламп, происходит обратное: хотя и незначительное, но все же уменьшение с возрастанием на-





пряжения накала. Только для ламп ПТ—22 и особой оксидной, так же как и для детекторной схемы было обнаружено уменьшение переменной составляющей с уменьшением напряжения.

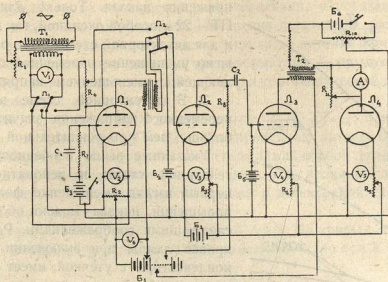
3. В детекторной схеме эффект переменного напряжения значительно больше, чем при усилительной схеме.

Указанные выше особенности детекторной схемы и непонятное на первый взгляд уменьшение фона при повышении накала можно объяснить следующими соображениями. Рабочая кривая лампы при включении в нее конденсатора с утечкой имеет менее прямолинейный вид, чем при отсутствии конденсатора. Поэтому колебания эмиссионной кривой благодаря неэквипотенциальности катода должны быть в этом случае заметнее, чем при включении лампы без конденсатора и утечки. Уменьшение эффекта при воз-

растании накала в случае усилительной схемы может быть объяснено тем, что с увеличением накала, благодаря повышению температуры, эмиссионная кривая лампы делается более устойчивой. Изменения температуры во время пульсаций питающего тока сказываются в рабочей области характеристики. Особенно это касается ламп Микрокс, у которых общая эмиссия небольшая и насыщение начинается при небольших потенциалах сетки, приблизительно 4—5 вольт.

Вторая серия измерений производилась в схеме, указанной на черт. 8. В отличие от схемы черт. 4 в анодной цепи рабочей лампы было включено не омическое сопротивление, а первичная обмотка обычного междуплампового трансформатора. Эта схема соответствовала работе ламп в приемниках с трансформаторной связью. Так как эффект переменной составляющей при этом был слишком мал, то, для усиления, между испытуемой лампой  $L_1$  и измерительной лампой  $L_2$  пришлось поставить усилительную лампу  $L_3$ .

В этой схеме были обследованы для сравнения лампы Р—5 и специально предназначенные для питания переменным током оксидные лампы Микрокс 2 ЦРЛ, лампы R—636 французские и лампы UX—226 американские. Из сравнения кривых следует, что лампа Микрокс 2 по своему эффекту мало отличается от R—636 и UX—226, которую особенно рекомендует Киммель.



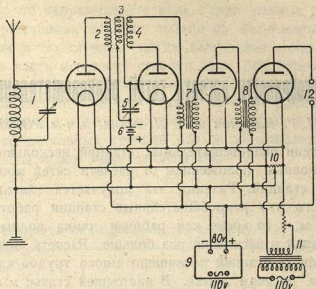
Черт. 8

Сравнение результатов, полученных по второй схеме, с полученными по первой показывают, что, повидимому, в приемниках, питаемых переменным током, выгоднее магнитная связь, чем электростатическая. При небольшом коэффициенте самоиндукции обмотки трансформатора ее индуктивное сопротивление для низкого периода, соответствующего току питания, мало, а поэтому переменная составляющая напряжения, вызываемого пульсациями тока накала в анодной цепи тоже мала.

Указанных измерений, а также целого ряда исследований влияния изменений в сеточном детектировании на чистоту и фон приема, привели к определенному заключению о непригодности сеточного детектирования для ламп, питаемых переменным током, и совершенной правильности указанного выше положения о рациональности применения анодного детектирования на нижнем перегибе анодного тока.

На основании этих соображений Н. С. Зебоде была разработана схема, указанная на черт. 9. Испытание этой схемы с оксидными лампами ТО—4 и Микрокс вполне оправдало ожидание. Схема может давать совершенно чистый прием как на телефон, так и на репродуктор при работе на 2, 3 и 4 лампы, не уступающий по чистоте и силе приему на приемник Б. Ч., работающий на лампах Микро, питаемых постоянным током.

Как легко видеть из рассмотрения схемы, единственной ее специфической особенностью, отличающей ее от обычной схемы приемника с обратной связью, является замена конденсатора и утечки детекторной лампы смещающим отрицательным потенциалом. Опыт показал, что чистота приема на этой схеме особенно зависит от



Черт. 9

1—контур антенны, 2—самоиндукция лампы выс. част., 3—самоиндукция сеткового контура детект. лампы, 4—катушка обратной связи детект. лампы, 5—конденсатор сеткового контура, 6—смещающая батарея или потенциометр выпр. выс. напр., 7—трансформатор низкой частоты, 8—тоже, 9—выпрямитель выс. част., 10—потенциометр, средняя точка которого соединена с землей, 11—трансформатор питания, 12—репродуктор.

правильности подбора средней точки потенциометра, шунтирующего трансформатор накала, и экранирования антенного контура, а также провода земли от проводов городской сети.

Особенно хороший результат дает в этой схеме трансляционная оксидная лампа ТО — 4, если понизить накал лампы до 0,8 В.

В заключение приношу свою благодарность администрации ЦРЛ в лице В. Д. Тейковцева за то содействие, которое он оказал мне при постановке этой работы.

Завод Светлана

Вакуумная Лаборатория

15/XI—28.



## Некоторые особенности расчета сетей радиовещательных станций

*И. Г. Кляцкин и А. Л. Минц, д. ч.-ы РОРИ*

Расчет антенн радиовещательных станций несколько отличается по своим основным положениям от расчета сетей мощных радиотелеграфных станций. Разница эта получается главным образом вследствие того, что радиовещательные станции работают на волнах до 2.000 м, в то время как рабочая длина волны радиотелеграфных станций в несколько раз больше. Расчету антенн мощных радиотелеграфных станций посвящено много трудов как иностранных, так и на русском языке. В настоящей статье мы хотели бы оттенить особенности расчета сетей радиовещательных станций.

При определении геометрических размеров сети основным вопросом является выбор высоты мачт. Обычно, чем выше мачты, тем больше действующая высота антенны, что обеспечивает большую дальность передачи. Легко, однако, показать, что приведенное выше положение справедливо лишь для антенн, сопротивление потерь которых (вредное) составляет значительную часть общего сопротивления.

Если же, наоборот, сопротивление излучения значительно больше сопротивления потерь, то, увеличивая высоту мачт, мы увеличиваем сопротивление и уменьшаем силу тока. Дальность действия радиостанции остается примерно без изменения. Все эти рассуждения легко подтвердить разбором формулы радиопередачи, которая может быть в общем виде написана так:

$$E = \frac{377 J h_0}{d \lambda} e^{-\alpha d} e^{-\beta} \quad (1)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля,  $J$  — сила тока у основания антенны,  $h_0$  — действующая высота передающей антенны,  $d$  — расстояние,  $\lambda$  — рабочая длина волны,  $\alpha$  и  $\beta$  — коэффициенты различные в формулах различных авторов: в формуле Аустина, например,  $\alpha = 0,0014$ ,  $\beta = 0,6$ , если  $d$  и  $\lambda$  выражены в клм. Заметив, что излучаемая мощность

$$W_{\epsilon} = 160 \pi^2 \frac{J^2 h_0^2}{\lambda^2}, \quad (2)$$

мы можем переписать формулу радиопередачи (1) так:

$$E = 9,5 \frac{\sqrt{W_{\epsilon}}}{d} e^{-\alpha d} e^{-\beta} \quad (3)$$



Очевидно, что напряженность поля  $E$  при данных рабочей длине волны и расстоянии зависит только от излучаемой мощности. Следовательно в тех случаях, когда излучаемая мощность составляет главную часть мощности станции, т.е. при хорошем коэффициенте полезного действия антенны высота мачт почти не имеет значения. При весьма длинных волнах (мощные радиотелеграфные станции) не удастся обеспечить достаточно высокий кпд антенны, но для радиовещательных станций это легко выполнимо. Заметив, что кпд антенны может быть написан так:

$$\eta_A = \frac{R_\epsilon}{R_\epsilon + R_Q}, \quad (4)$$

мы можем составить нижеследующую таблицу

|                              |       |       |       |       |       |       |       |       |
|------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\frac{R_\epsilon}{R_Q} = 1$ | 2     | 3     | 4     | 5     | 6     | 7     | 8     | 9     |
| $\eta_A = 0,500$             | 0,667 | 0,750 | 0,800 | 0,833 | 0,875 | 0,875 | 0,889 | 0,900 |

Из этой таблицы ясно, что необходимо обеспечить отношение  $\frac{R_\epsilon}{R_Q} \geq 4$  для того, чтобы кпд антенны равнялся  $\eta_A \geq 0,8$ .

Сопротивление потерь  $R_Q$  меняется в широких пределах, но не представляет затруднений без особых затрат сделать его равным 3 омам или даже несколько менее,  $R_Q \leq 3\Omega$ . Вследствие этого необходимо иметь сопротивление излучения по крайней мере равным  $R_\epsilon = 12\Omega$ . Так как

$$R_\epsilon = 160\pi^2 \frac{h_d^2}{\lambda^2},$$

то

$$\frac{h_d}{\lambda} = 0,087.$$

Отношение действующей высоты к геометрической различно для разных антенн, но колеблется в пределах:

$$\frac{h_d}{h} = (0,7 - 0,9).$$

Таким образом можно вывести отношение геометрической высоты антенны (высоты мачт) к рабочей длине волны: высота мачт должна равняться  $\frac{1}{10} - \frac{1}{8}$  рабочей длины волны. Очевидно, что для радиовещательных станций эта величина вполне достижима, что подтверждает сказанное выше. Постройка мачт выше  $\frac{1}{8}$  рабочей длины волны, а часто даже выше  $\frac{1}{10}$  нерациональна, как бесполезно удорожающая станцию. (Понятно, что это

не относится к некоторым особым случаям, как-то: возможность работы, кроме основной, и более длинной волной, применение больших пролетов между мачтами во избежание влияния железных мачт или оттяжек на антенну и т. д.).

Высоту мачт можно выбрать меньшей, если действующая высота составляет значительную часть геометрической.

Здесь можно различать два случая: работу с удлинённой антенной и с укороченной.

При работе с антенной, удлинённой катушкой самоиндукции, приходится брать эту катушку достаточно большой, чтобы было возможно осуществить связь с генератором. Вследствие этого обычно  $\lambda_0 \cong 0,7\lambda$ . Взяв геометрическую высоту антенны  $h = 0,1\lambda_0$  и принимая во внимание, что для основных типов антенн,  $\Gamma$  — образной и  $T$  — образной,  $\lambda_0 \cong 5l$ , где  $l$  — сумма длин вертикальной и горизонтальной части, мы можем определить действующую высоту по приближенной формуле <sup>1)</sup>, вводя фиктивную длину эквивалентной  $\Gamma$  — образной сети

$$l_0 = \frac{\lambda_0}{4}. \quad (5)$$

Действующая высота равна

$$h_0 = \frac{2 \sin m \left( l_0 - \frac{h}{2} \right) \sin \frac{mh}{2}}{m \sin ml_0} \cong 0,8 h. \quad (6)$$

Провес сети несомненно уменьшит действующую высоту, но во всяком случае реально достижимая действующая высота не менее 70% высоты мачт,  $h_0 \cong 0,7h$ .

Во втором случае, когда антенна укорочена включенным последовательным конденсатором, действующую высоту лучше рассчитывать по отношению к пучности тока, которая находится выше основания антенны. В этом случае формула (6) примет вид:

$$h_0 = \frac{2}{m} \sin m \left( l_0 - \frac{h}{2} \right) \sin \frac{mh}{2}. \quad (6')$$

Очевидно, что наибольшая действующая высота получится тогда, когда

$$l_0 - \frac{h}{2} = \frac{\lambda}{4}. \quad (7)$$

<sup>1)</sup> Приближенные формулы (6) и (6'), хотя несколько и отличаются от точных, теоретически выведенных формул, но дают весьма близкие значения, отличаясь в то же время простотой.

Следовательно, собственная длина волны должна быть выбрана согласно равенствам (5) и (7)

$$\lambda_0 = 4 l_0 = \lambda + 2h. \quad (8)$$

Если, как раньше принять  $h = 0,1\lambda$ , то

$$\lambda_0 = 1,2\lambda. \quad (8^1)$$

При укорачивании собственная длина волны должна быть примерно на двадцать процентов больше рабочей длины волны.

Действующая высота, согласно формуле (6<sup>1</sup>), немногим отличается от геометрической,  $h_0 \cong h$ . Принимая во внимание провес, мы можем написать  $h_0 = 0,9 h$ .

Не входя в обсуждение вопроса, какие сети для радиовещательных станций более пригодны, укороченные или удлиненные, т. е. помимо действующей высоты в этом вопросе надо принять во внимание распределение излученной энергии в пространстве, избавление от высших гармонических, конструкцию и стоимость конденсаторов, мы можем указать, что как в том, так и в другом случае наше требование

$$h_0 = (0,7 - 0,9) h$$

выполняется и этим подтверждаются основные положения относительно высоты мачт.

Выбор количества проводов является вторым важным вопросом при конструировании антенны. Число проводов определяется погонной емкостью, которую нужно иметь для того, чтобы в конце антенны напряжение не превышало допустимого. Расчетная приближенная формула такова:

$$C = \frac{30 J}{V \sin ml_0},$$

где  $C$  — емкость на ед. длины (погонная емкость),  $J$  — сила тока у основания антенны,  $V$  — напряжение на конце антенны. Максимальное значение напряжения, которое можно допустить, следует принять равным 60.000 вольт. Так как при 100 процентной модуляции напряжение удваивается, то расчетное действующее напряжение равно

$$V = \frac{30000}{\sqrt{2}}.$$

При удлиненной антенне, как указано выше, можно положить

$$\sin ml_0 = \sin \frac{2\pi\lambda_0}{\lambda 4} = \sin \frac{\pi}{2} 0,7 = 0,891.$$



Величину силы тока заменяем величинами мощности (в ваттах) и сопротивления по формуле  $J = \sqrt{\frac{W}{R_A}}$ . Минимальное сопротивление антенны мы полагаем равным  $R_A = 15 \Omega$ . Следовательно, необходимая емкость на ед. длины

$$C = \frac{30 \sqrt{W} \sqrt{2}}{30000 \sqrt{15} \sqrt{0,891}} \cong 0,4 \cdot 10^{-3} \sqrt{W}.$$

Для различных мощностей (в киловаттах) можно составить следующую таблицу:

|            |      |      |     |
|------------|------|------|-----|
| $W = 10$   | 40   | 100  | 250 |
| $C = 0,04$ | 0,08 | 0,13 | 0,2 |

Емкость в 0,13 см на сантиметр длины сети легко достигается при 6-ти канатиках. Поэтому, радиовещательные станции до 100 квл не требуют сложных сетей. До 40 квл можно обычно удовлетвориться 4-мя канатиками. В меньших станциях можно было бы еще уменьшить число проводов, но лучше идти в сторону понижения напряжения и не ограничиваться минимальным числом канатиков.

### В ы в о д ы

Для антенн радиовещательных станций высота мачт должна равняться  $\frac{1}{8} - \frac{1}{10}$  рабочей длины волны. Получающаяся действующая высота равная 0,7—0,9 высоты мачт обеспечивает достаточно большое сопротивление излучения и коэффициент полезного действия антенны не ниже 80%. Получающаяся вследствие большого сопротивления сравнительно небольшая сила тока дает возможность для радиостанций ниже 100 квл ограничиться простыми сетями в 6 и менее канатиков.



## Расширение области применения векторных диаграмм

Я. М. Рубинштейн

Применение векторных диаграмм для изображения функций вида

$$x = X \sin(\omega t + \varphi) \quad (1)$$

и

$$x = X e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi) \quad (2)$$

основано на том, что все производные и последовательные интегралы по  $t$  функций (1) и (2) являются функциями того же вида, что и первообразные. Графическое представление функции (1) в виде вектора, вращающегося в комплексной плоскости, или неподвижного, при вращающейся линии времени, лежит в основе методов теории переменных токов. Затухающая функция (2) получается при рассмотрении колебательного разряда конденсаторов и в других случаях, приводящих к тем же дифференциальным уравнениям. Векторные диаграммы для функции (2), впервые встречаются, по видимому, у Блекслея<sup>1)</sup>. Детальная же разработка их в применении к различным случаям колебаний дана проф. А. А. Петровским<sup>2)</sup>.

В настоящей статье предлагается дальнейшее расширение области применения таких диаграмм, а именно для затухающих функций вида

$$x = X \cdot \lambda \cdot t \cdot e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi), \quad (3)$$

появляющихся при анализе связанных колебаний двух колебательных цепей при очень слабой связи в том случае, когда параметры колебаний  $\omega$  и  $\alpha$  (угловая частота и множитель затухания) одинаковы для обоих контуров<sup>3)</sup>.

Для того, чтобы читателю было легче подойти к решению поставленной задачи, напомним вкратце основы теории построения векторных диаграмм для функций вида (2), примененных проф. А. Петровским к исследованию затухающих электрических колебаний<sup>4)</sup>.

Производная функции (2) по  $t$  выражается следующим образом:

$$\frac{dx}{dt} = X e^{-\alpha t} \left[ (\omega \cos(\omega t + \varphi) - \alpha \sin(\omega t + \varphi)) \right].$$

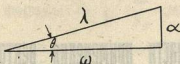
<sup>1)</sup> Т. Г. Блекслей. Переменные электрические токи. Пер. с англ. под ред. В. К. Лебединского. СПб, 1894, стр. 212.

<sup>2)</sup> «Научные основания беспроволочной телеграфии» (Н. О. Б. Т.), ч. I. СПб. 1913.

<sup>3)</sup> См. А. Петровский. Н. О. Б. Т. 1913, стр. 105, рис. 36, диаграмма 5.

<sup>4)</sup> См. также И. А. Черданцев «Электрические колебания и волны». МАКИЗ 1925, Н. Н. Луценко. «Основы теории радиотехники», Ленинград, изд. Кубуч, 1927.

Для преобразования этой формулы выразим  $\alpha$  и  $\omega$  через величины



Черт. 1

$\lambda$  и  $\theta$ , определяемые по вспомогательному прямоугольному треугольнику (черт. 1), из которого имеем

$$\lambda = \sqrt{\omega^2 + \alpha^2}; \quad \theta = \arctg \alpha/\omega; \quad (4)$$

$$\omega = \lambda \cos \theta; \quad \alpha = \lambda \sin \theta. \quad (5)$$

Тогда она примет вид

$$\frac{dx}{dt} = \lambda X e^{-\alpha t} \sin \left( \omega t + \varphi + \frac{\pi}{2} + \theta \right), \quad (6)$$

т.е. при дифференцировании получилась функция того же вида с амплитудой в  $\lambda$  раз большей и фазой, увеличенной на  $\frac{\pi}{2} + \theta$ .

На основании (6) можно найти и интеграл  $\int x \cdot dt$ ,

$$\int x dt = \lambda^{-1} X e^{-\alpha t} \sin \left( \omega t + \varphi - \frac{\pi}{2} - \theta \right). \quad (7)$$

Аналогично можно получить

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left( \frac{dx}{dt} \right) = \lambda^2 X e^{-\alpha t} \sin (\omega t + \varphi + \pi + 2\theta),$$

и вообще

$$x^m = \lambda^m X e^{-\alpha t} \sin \left[ \omega t + \varphi + m \left( \frac{\pi}{2} + \theta \right) \right], \quad (8)$$

для любого целого  $m$  — положительного, отрицательного или равного нулю.

Благодаря этому свойству функция (2) и ее производные и интегралы по  $t$  могут быть представлены векторами в комплексной плоскости.

Для этого устанавливают следующие правила<sup>1)</sup>:

1) Все вектора вращаются от начального положения в положительную сторону с одинаковой угловой скоростью  $\omega$ . Начальное положение вектора (2) составляет угол  $\varphi$  с действительной осью.

1) А. Петровский. Н. О. Б. Т. 1913, стр. 22 и далее.

2) Величина всех векторов уменьшается со временем в отношении  $e^{-\alpha t}$ . Вначале величина (амплитуда) первообразного вектора функции (2) равна  $X$ .

3) Производная вектора по времени получается из первообразного вектора умножением его амплитуды на  $\lambda$  и увеличением начальной фазы на  $\left(\frac{\pi}{2} + \Theta\right)$ .

4) Интеграл вектора по времени получается из первообразного вектора делением его амплитуды на  $\lambda$  и уменьшением фазы на  $\left(\frac{\pi}{2} + \Theta\right)$ .

Таким образом каждое дифференцирование или интегрирование сводится к умножению или делению в комплексной плоскости на вектор

$$\lambda \cdot e^{j\left(\frac{\pi}{2} + \Theta\right)} = \lambda \left[ \cos\left(\frac{\pi}{2} + \Theta\right) + j \sin\left(\frac{\pi}{2} + \Theta\right) \right] = -\alpha + j\alpha.$$

Из этих правил следует, что:

1) Относительное расположение и величина векторов остаются неизменными во времени.

2) Проекция каждого вектора на мнимую (горизонтальную) ось дает мгновенное значение соответствующей величины.

3) Всякое дифференциальное уравнение, интеграл которого может быть представлен в виде (2), дает замкнутый многоугольник на комплексной плоскости, причем параметры  $\omega$  и  $\alpha$  для всех векторов должны быть одинаковы. С другой стороны, возможность построения для некоторого дифференциального уравнения замкнутого многоугольника в соответствии с установленными правилами, служит доказательством того, что существует частный интеграл этого уравнения в форме (2).

Примером применения векторных диаграмм является случай колебательного разряда конденсатора <sup>1)</sup>, предварительно заряженного до напряжения  $V_0$ . Соответствующее этому случаю уравнение электродвижущих сил дает

$$v - L \frac{di}{dt} = Ri, \quad (9)$$

причем  $v$  и  $i$  связаны зависимостью:

$$i = -C \frac{dv}{dt}, \quad v = -\frac{1}{C} \int i dt. \quad (10)$$

Общий интеграл этого уравнения имеет вид

$$i = Ae^{-\alpha t} \sin \omega t + Be^{-\alpha t} \cos \omega t, \quad (11)$$

<sup>1)</sup> Там же, стр. 48 и далее.





В случае весьма слабой связи (например, связь передатчика и приемника или колебательного контура и волномера) можно совершенно пренебречь обратным действием вторичного контура и рассматривать первичный контур, как свободный. Для него в таком случае может быть построена диаграмма (черт. 2) и остаются справедливыми все сделанные из нее выводы. Величины, относящиеся к первичному контуру, в дальнейшем обозначены значком 1 внизу.

Для вторичного же контура получаем следующее уравнение электродвижущих сил:

$$v_2 - L_2 \frac{di_2}{dt} - M \frac{di_1}{dt} = R_2 i_2,$$

причем  $i_2 = -C_2 \frac{dv_2}{dt}$  и  $v_2 = -\frac{1}{C_2} \int i_2 dt$ , так что

$$R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int i_2 dt + M \frac{di_1}{dt} = 0. \quad (13)$$

Дифференцируя по  $t$ , вставляя уже известное значение  $i_1$  и деля все уравнение на  $L_2$ , получаем

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{R_2}{L_2} \cdot \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{L_2 C_2} i_2 + \frac{M}{L_2} \lambda_1^2 J_1 \cdot e^{-\alpha_1 t} \sin(\omega_1 t + \pi + 2\theta_1) = 0. \quad (14)$$

Аналогичное уравнение может быть получено и для  $v$ .

Как известно, общий интеграл уравнения (14) может быть представлен в виде суммы двух слагаемых

$$i_2 = i'_2 + i''_2,$$

из которых первое представляет собой частный интеграл уравнения (14), а второе—общий интеграл уравнения (14) или (13) без последнего члена. Векторная диаграмма дает нам возможность определить ту и другую составляющую.

Для составляющей  $i''_2$ , которая должна удовлетворять уравнению

$$R_2 i_2 + L_2 \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2} \int i_2 dt = 0, \quad (15)$$

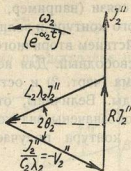
или

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{R_2}{L_2} \cdot \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{L_2 C_2} i_2 = 0 \quad (16)$$

и, следовательно, имеет вид

$$i_2'' = J_2'' \cdot e^{-\alpha_2 t} \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \quad (17)$$

(т. н. собственное колебание вторичного контура).



Черт. 4

Можно построить диаграмму (черт. 4) совершенно аналогичную диаграмме черт. 2 и определить из нее параметры колебания

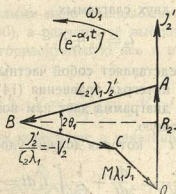
$$\lambda_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}, \alpha_2 = \frac{R_2}{2L_2} \text{ и } \omega_2 = \sqrt{\lambda_2^2 - \alpha_2^2}.$$

Постоянные  $J_2''$  и  $\varphi_2''$  пока остаются произвольными.

Составляющую  $i_2'$ , которая должна удовлетворять полному уравнению (13) или (14), будем искать в виде

$$i_2' = J_2' \cdot e^{-\alpha_1 t} \cdot \sin(\omega_1 t + \varphi_1'), \quad (18)$$

т.е. с угловой скоростью  $\omega_1$  и множителем затухания  $\alpha_1$  первичной цепи. Диаграмма этого колебания, согласно уравнению (13), полу-



Черт. 5

чится в виде четырехугольника. Построив по установленным правилам для некоторого произвольного  $J_2'$  три первые члена уравнения — вектора  $RJ_2'$ ,  $L_2\lambda_1J_2'$  и  $\frac{J_2'}{C_2\lambda_1}$  (черт. 5) и четвертый —

замыкающую сторону  $CO$ , дающую член  $M \frac{di_1}{dt}$ , мы должны теперь

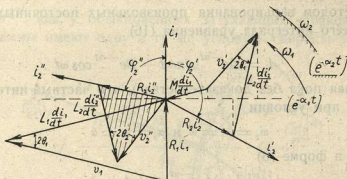


так изменить масштаб диаграммы, чтобы длина  $CO$  равнялась  $M\lambda_1 J_1$ ; этим самым определяется величина  $J_2'$  положенная в основу построения, а также величина  $V_2'$  этого «вынужденного» колебания.

Для определения остальных постоянных колебаний нужно все диаграммы совместить на одном чертеже. К диаграмме первичной цепи (черт. 2) пристраиваем диаграмму вторичного вынужденного колебания (черт. 5) так, чтобы направление  $CO$  вектора  $M \frac{di_1}{dt}$  совпа-

дало с направлением вектора  $L_1 \frac{di_1}{dt}$  диаграммы (черт. 2). Таким образом определяются и начальные фазы векторов  $J_2'$  и  $V_2'$  (черт. 6). Обе построенные диаграммы имеют одну и ту же угловую скорость и множитель затухания, так что их вектора сохраняют относительную величину и положение.

Диаграмма собственных колебаний (черт. 4) должна быть присоединена к чертежу таким образом, чтобы были соблюдены началь-



Черт. 6

ные условия

$$t=0; i_2=i_2'+i_2''=0, V_2=V_2'+V_2''=0, \quad (19)$$

т.е. проекции соответственных векторов  $J_2'$  и  $J_2''$ ,  $V_2'$  и  $V_2''$  на горизонтальную ось должны быть равны и направлены в противоположные стороны. Эти два условия однозначно определяют положение и величину треугольника собственных колебаний вторичной цепи (заштрихован на черт. 6). Таким образом все постоянные входящие в выражение  $i_2''$  и  $v_2''$  определяются вполне.

Следует иметь в виду, что относительная величина и положение заштрихованного треугольника среди других векторов не остается неизменным вследствие неравенства величин  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , а также  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Результирующая величина амплитуды вторичного тока  $J_2'+J_2''$  в связи с этим меняется; будучи мала в начальный момент, как это следует из диаграммы (черт. 6), она по мере опережения вектором  $J_2''$  вектора  $J_2'$  или наоборот, растет до момента совпадения этих

векторов, затем вновь уменьшается и т. д. Получаются явления биений, осложняемые еще неравенством множителей затухания  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ .

Обратимся теперь к тому частному случаю рассмотренного примера, когда параметры собственных колебаний вторичного контура  $\omega_2$  и  $\alpha_2$  равны соответственным постоянным первичного контура  $\omega_1$  и  $\alpha_1$ .

В этом случае частный интеграл уравнения (14) не может быть взят в форме (18), так как функция вида (18) при этих условиях удовлетворяет уравнению (16) и, следовательно, не может быть интегралом уравнения (14). На диаграммах (черт. 5 и 6) это скажется тем, что вектора  $OA$ ,  $AB$  и  $BC$  замкнутся, точки  $C$  и  $O$  совпадут и, при конечной величине вектора  $CO$ , зависящего лишь от первичной цепи, величины векторов  $OA$ ,  $AB$  и  $BC$  будут бесконечно расти при приближении  $\omega_2$  к  $\omega_1$  и  $\alpha_2$  к  $\alpha_1$ , а их направление делается неопределенным. А благодаря начальным условиям (19) будет расти соответственно и заштрихованный треугольник собственных колебаний; результирующие величины  $v_2$  и  $i_2$  станут неопределенными.

Интеграл уравнения (14) можно найти по общим правилам анализа методом варьирования произвольных постоянных в выражении общего интеграла уравнения (16)

$$i_2 = Ae^{-\alpha t} \sin \omega t + Be^{-\alpha t} \cos \omega t. \quad (20)$$

Принимая пока без доказательства<sup>1)</sup>, что частный интеграл уравнения (14) при условии

$$\omega_2 = \omega_1 = \omega \text{ и } \alpha_2 = \alpha_1 = \alpha \quad (21)$$

выразится в форме (3)

$$i_2' = J_2' \cdot \lambda t \cdot e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi) \quad (22)$$

(постоянный множитель  $\lambda$  введен лишь для того, чтобы обеспечить множителю амплитуды  $J_2'$  размерность тока), дадим метод построения векторных диаграмм для этой функции, что и является задачей настоящей статьи.

Дифференцируя и интегрируя (3), получаем:

$$\frac{dx}{dt} = \lambda X \cdot \lambda t \cdot e^{-\alpha t} \sin \left( \omega t + \varphi + \frac{\pi}{2} + \Theta \right) + \lambda X \cdot e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi), \quad (23)$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \lambda^2 X \cdot \lambda t \cdot e^{-\alpha t} \sin \left( \omega t + \varphi + \pi + 2\Theta \right) + 2\lambda^2 X e^{-\alpha t} \sin \left( \omega t + \varphi + \frac{\pi}{2} + \Theta \right), \quad (24)$$

$$\int x dt = \lambda^{-1} X \cdot \lambda t \cdot e^{-\alpha t} \sin \left( \omega t + \varphi - \frac{\pi}{2} - \Theta \right) - \lambda^{-1} X e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi - \pi - 2\Theta), \quad (25)$$

<sup>1)</sup> См. дополнение в конце статьи.

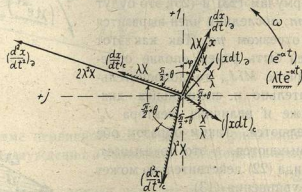
$$\int \int x dt^2 = \lambda^{-2} X \cdot \lambda t \cdot e^{-at} \sin(\omega t + \varphi - \pi - 2\theta) - \\ - 2\lambda^{-2} X e^{-at} \sin\left(\omega t + \varphi - \frac{3}{2}\pi - 3\theta\right), \quad (26)$$

и вообще

$$x^{(m)} = \lambda^m X \cdot \lambda t \cdot e^{-at} \sin\left[\omega t + \varphi + m\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right)\right] + \\ + m\lambda^m X e^{-at} \sin\left[\omega t + \varphi + (m-1)\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right)\right], \quad (27)$$

как для положительных, так и для отрицательных значений  $m$ , а также и для  $m=0$  ( $x^{(m)} = x$ ).

На основании всех этих формул производные и интегралы функций вида (3) могут быть представлены как суммы векторов двух диаграмм: специальной; с масштабом изменения векторов во времени  $\lambda t e^{-at}$  и дополнительной с масштабом уменьшения векторов  $e^{-at}$ , как у обыкновенных затухающих функций, причем обе диаграммы имеют одну и ту же угловую скорость  $\omega$  (черт. 7).



Черт. 7

При этом:

1) В специальной диаграмме построение всех производных и интегралов векторов происходит точно так же, как и в обыкновенных затухающих диаграммах. Это следует из сравнения первых половин формул (23—27) с формулами (6—8). Вектора специальной диаграммы заштрихованы на черт. 7.

2) В дополнительной диаграмме составляющая производной порядка  $m$  получается из первообразного вектора (3), умножая его амплитуду  $X$  на  $m\lambda^m$  и увеличивая фазу на  $(m-1)\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right)$ .

Составляющая интеграла порядка  $n$  получается из первообразного вектора (3), умножая его амплитуду на  $n\lambda^{-n}$  и уменьшая фазу на









При перенесении на черт. 9' диаграммы собственных колебаний вторичной цепи (черт. 4), следует позаботиться о выполнении начальных условий (19). При  $t=0$  все вектора специальной диаграммы равны нулю, соответственно значению их множителя-масштаба  $\lambda te = 0$ , так что специальная диаграмма не оказывает влияния на начальные условия. Однако, наличие специально-затухающего колебания в цепи сказывается все время (а также и в момент  $t=0$ ), в том, что на зажимах самоиндукции и конденсатора появляются дополнительные напряжения  $mo$  и  $mn$  с нормальным затуханием, которые уравнивают приложенную эдс индукции от первичной цепи

$$e_{1,2} = -M \frac{di_1}{dt}$$

и накладываются на собственное колебание вторичной цепи, имеющее те же  $\omega$  и  $\alpha$ . Дополнительное напряжение на конденсаторе обозначим  $V_2'$ .

Итак, при перенесении диаграммы собственных колебаний  $abc$  соблюдены следующие начальные условия:

$$t=0; i_2=0=i_2'', v_2=0=v_2'+v_2''=nm+ac'. \quad (19')$$

Первое из этих условий определяет положение треугольника  $abc$  на диаграмме, а второе — его размеры. Теперь можно определить амплитуды и начальные фазы величин собственного колебания

$$mn = ac \cdot \cos \Theta,$$

т.-е.

$$\frac{J_2'}{C_2 \lambda} = \frac{J_2''}{C_2 \lambda} \cdot \frac{\omega}{\lambda} = V_2'' \frac{\omega}{\lambda},$$

откуда

$$J_2'' = J_2' \frac{\lambda}{\omega}; V_2'' = J_2' \cdot \frac{1}{\omega C_2},$$

или, согласно (28)

$$J_2'' = \frac{M \lambda^2}{2 \omega^2 L_2} J_1; V_2'' = \frac{M \lambda^3}{2 \omega^2} J_1. \quad (31)$$

Соответствующие начальные фазы по диаграмме черт. 9

$$\varphi_2'' = \pi, \psi_2'' = -\frac{\pi}{2} - \Theta. \quad (32)$$

В рассмотренном случае, когда колебания в обеих цепях начинаются одновременно, начальная фаза индуктированной во вторичной цепи эдс

$e_{1,2} = -M \frac{di_1}{dt}$  равна  $-\frac{\pi}{2} + \Theta$  (см. черт. 9). Если эта начальная фаза

будет иметь какое-либо другое значение, то вектор  $no$ , а следовательно, и диаграммы  $xuz$  и  $omn$  примут другое положение на черт. 9, вращаясь вокруг  $O$ . Что же касается диаграммы собственных колебаний  $abc$ , то она, сохраняя свое положение вследствие первого из условий (19'), будет изменяться по величине вследствие второго из этих условий, а именно, будет уменьшаться при уменьшении проекции вектора  $nm$  на горизонтальную ось. В рассматриваемом случае, когда  $nm$  горизонтально, собственные колебания получаются наибольшей силы. Если же начальная фаза эдс'ы будет сделана равной  $+\Theta$ , то собственного колебания совсем не получится и ток  $i_2$  выразится просто функцией вида (22).

Полностью напряжение на конденсаторе, даваемое вынужденными колебаниями, выразится двумя слагаемыми

$$v_2' = v_2'c + v_2'd.$$

Удобнее, однако, дополнительный член  $v_2'd$ , как имеющий нормальное затухание, присоединить к напряжению собственного колебания  $v_2''$ , положив

$$v_{2H} = v_2'd + v_2''.$$

Сложив соответственные вектора, найдем по диаграмме черт. 9

$$V_{2H} = \frac{1}{2} R_2 J_2'' = \frac{M \lambda^2 a J_1}{2 \omega^2}, \quad \psi_{2H} = \pi \quad (33)$$

и, окончательно, пользуясь выведенными формулами (28—33),

$$v_2 = v_2' + v_2'' = v_{2c} + v_{2H} = \frac{M \lambda^2}{2 \omega} J_1 \lambda t e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \Theta) + \\ + \frac{M \lambda^2 a}{2 \omega^2} J_1 e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \pi), \quad (34)$$

$$i_2 = i_2' + i_2'' = i_{2c} + i_{2H} = \frac{M \lambda}{2 \omega L_2} J_1 \lambda t e^{-\alpha t} \sin(\omega t - \frac{\pi}{2} + 2\Theta) + \\ + \frac{M \lambda^2}{2 \omega^2 L_2} J_1 e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \pi). \quad (35).$$

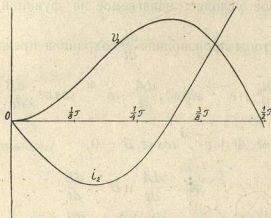
Величины  $v_2$  и  $i_2$  можно представить и одним вектором, сложив в нормальной затухающей диаграмме оба слагаемые формул (34) и (35). При этом первые слагаемые будут иметь переменную амплитуду, увеличивающуюся пропорционально времени по сравнению с нормальными векторами, но расположение их относительно этих последних останется неизменным. Это представлено на чертеже 10, где к постоянным слагаемым  $J_{2H}$  и  $V_{2H}$  прибавлены переменные по величине  $J_{2c}$  и  $V_{2c}$ . Амплитуды величин  $v_2$  и  $i_2$ , конечно, не растут





ния — меньшей, чем  $\frac{\omega}{2\pi}$ .

Вектора  $V_2$  и  $J_2$ , как они изображены на черт. 10, проходят через минимальные значения  $OB_1$  и  $OA_1$  соответственно при



Черт. 12

$t = \frac{\alpha}{\lambda^2}$  и при  $t = 2\frac{\alpha}{\lambda^2}$ , т.е. в течение незначительной доли первого периода колебания. Таким образом уже к концу первого периода колебания вектора  $V_2$  и  $J_2$  совпадают практически с направлениями  $OD'$  и  $OC'$ , особенно вектор  $V_2$ , и влияние слагаемых  $V_{2H}$  и  $J_{2H}$  перестает сказываться на результирующем колебании. Кривая тока  $i_2 = f(t)$  имеет вид, показанный на черт. 11. Она построена при  $\omega = 3,14 \cdot 10^6$  и  $\alpha = 0,125 \cdot 10^6$ , т.е. для колебания с длиной волны 600 м и декрементом затухания  $\delta = 0,25$ . На черт. 12 изображен в увеличенном виде первый полупериод колебания.

### Дополнение.

За основу всего построения нами принято выражение

$$i_2' = J_2' \lambda t e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi) \quad (22)$$

для частного интеграла уравнения

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{R_2}{L_2} \frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C_2 L_2} i_2 + \frac{M}{L_2} \lambda^2 J_1 e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \pi + 2\theta) = 0. \quad (14)$$

Возможность построения диаграммы дает достаточное доказательство справедливости выражения (22). Получено же это выражение из общего решения уравнения (14) методом варьирования постоянных.

В известном уже общем интеграле уравнения (14) без последнего члена, т.е. уравнения (16)

$$i_2 = Ae^{-\alpha t} \sin \omega t + Be^{-\alpha t} \cos \omega t \quad (20)$$

считаем  $A$  и  $B$  не постоянными, а некоторыми функциями  $t$ . Эти функции выбираем так, чтобы (20) удовлетворяло полному уравнению (14). Второе условие, налагаемое на функции  $A$  и  $B$ , заключается в том, чтобы производная  $\frac{di_2}{dt}$  сохранила прежний вид

$$\frac{di_2}{dt} = \frac{\partial i_2}{\partial t} + e^{-\alpha t} \sin \omega t \cdot \frac{dA}{dt} + e^{-\alpha t} \cos \omega t \cdot \frac{dB}{dt} = \frac{\partial i_2}{\partial t}, \quad (36)$$

$$\text{т.е.} \quad e^{-\alpha t} \sin \omega t \cdot A' + e^{-\alpha t} \cos \omega t \cdot B' = 0, \quad (37)$$

$$\text{где обозначено} \quad A' = \frac{dA}{dt} \text{ и } B' = \frac{dB}{dt}.$$

В таком случае вторая производная  $\frac{d^2 i_2}{dt^2}$  напишется,

имея в виду, что  $\frac{\partial i_2}{\partial t} = f(t, A, B)$ , так:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 i_2}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial i_2}{\partial t} \right) &= \frac{\partial^2 i_2}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 i_2}{\partial t \partial A} \cdot \frac{dA}{dt} + \frac{\partial^2 i_2}{\partial t \partial B} \cdot \frac{dB}{dt} = \frac{\partial^2 i_2}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial i_2}{\partial t} \right) A' + \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial i_2}{\partial B} \right) \cdot B', \end{aligned}$$

а так как

$$\frac{\partial i_2}{\partial A} = e^{-\alpha t} \sin \omega t, \quad \frac{\partial i_2}{\partial B} = e^{-\alpha t} \cos \omega t,$$

$$\begin{aligned} \text{то } \frac{d^2 i_2}{dt^2} &= \frac{\partial^2 i_2}{\partial t^2} + \left( \omega e^{-\alpha t} \cos \omega t - \alpha e^{-\alpha t} \sin \omega t \right) \cdot A' + \left( -\omega e^{-\alpha t} \sin \omega t - \right. \\ &\quad \left. - \alpha e^{-\alpha t} \cos \omega t \right) \cdot B'. \end{aligned} \quad (38)$$

Вставляя (36) и (38) в уравнение (14) и имея в виду, что

$$\frac{\partial^2 i_2}{\partial t^2} + \frac{R_2}{L_2} \frac{\partial i_2}{\partial t} + \frac{1}{C_2 L_2} i_2 = 0,$$

потому что (20) при условии  $A = \text{const}$  и  $B = \text{const}$  есть интеграл уравнения без последнего члена (16), получаем

$$\begin{aligned} (\omega e^{-\alpha t} \cos \omega t - \alpha e^{-\alpha t} \sin \omega t) A' + (-\omega e^{-\alpha t} \sin \omega t - \alpha e^{-\alpha t} \cos \omega t) \cdot B' + \\ + \frac{M}{L_2} \lambda^2 J_1 e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \pi + 2\theta) = 0. \end{aligned} \quad (39)$$



Уравнения (37) и (39) определяют функции  $A$  и  $B$ . Оба они сокращаются на  $e^{-\alpha t}$ . Складывая затем уравнение (39) с уравнением (37), умноженным предварительно на  $\alpha$ , и деля полученную сумму на  $\omega$ , приходим к системе уравнений

$$\sin \omega t \cdot A' + \cos \omega t \cdot B' = 0$$

$$\cos \omega t \cdot A' - \sin \omega t \cdot B' = \frac{M}{\omega L_2} \lambda^2 J_1 \sin(\omega t + 2\Theta).$$

Решение их дает

$$A' = \frac{M\lambda^2}{\omega L_2} J_1 \sin(\omega t + 2\Theta) \cdot \cos \omega t = U \sin(\omega t + 2\Theta) \cdot \cos \omega t,$$

где обозначено

$$U = \frac{M\lambda^2}{\omega L_2} J_1,$$

$$A = \int A' dt = U \int \frac{\sin(2\omega t + 2\Theta) + \sin 2\Theta}{2} dt = \frac{U}{2} \sin 2\Theta \cdot t - \frac{U}{2} \cdot \frac{\cos(2\omega t + 2\Theta)}{2\omega} + A_1, \quad (40)$$

и аналогично

$$B' = -U \sin(\omega t + 2\Theta) \cdot \sin \omega t,$$

$$B = -\frac{U}{2} \cos 2\Theta \cdot t + \frac{U}{2} \cdot \frac{\sin(2\omega t + 2\Theta)}{2\omega} + B_1 \quad (41)$$

( $A_1$  и  $B_1$  — новые произвольные постоянные).

Полученные значения  $A$  и  $B$  вставляем в (20):

$$i_2 = e^{-\alpha t} \left[ -\frac{U}{2} t \cos(\omega t + 2\Theta) + \frac{U}{4\omega} \sin(\omega t + \Theta) + A_1 \sin \omega t + B_1 \cos \omega t \right].$$

Разложив здесь  $\frac{U}{4\omega} \sin(\omega t + \Theta)$ , введя новые произвольные постоянные

$$A_2 = \frac{U}{4\omega} \cos \Theta + A_1; B_2 = \frac{U}{4\omega} \sin \Theta + B_1$$

и вставляя значение  $U$ , окончательно получим

$$i_2 = \frac{M\lambda}{2\omega L_2} J_1 \cdot \lambda t \cdot e^{-\alpha t} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2} + 2\Theta\right) + A_2 e^{-\alpha t} \sin \omega t + B_2 e^{-\alpha t} \cos \omega t, \quad (42)$$

что вполне согласуется с (35).

Векторные диаграммы, подобные предыдущим, оказывается возможным построить и для незатухающей функции

$$x = X \cdot \omega t \cdot \sin(\omega t + \varphi), \quad (43)$$

являющейся частным случаем (3) при  $\alpha = 0$ .

Правила дифференцирования и интегрирования упрощаются соответственно положению  $\alpha = \theta = 0$  и  $\lambda = \omega$  и даются формулой

$$x^{(m)} = \omega^m \cdot X \cdot \omega t \sin \left( \omega t + \varphi + m \frac{\pi}{2} \right) + m \omega^m X \sin \left[ \omega t + \varphi + (m-1) \frac{\pi}{2} \right]. \quad (44)$$

Правила построения специальной диаграммы те же, что для простых синусоидальных функций. Вектора этой диаграммы неограниченно растут пропорционально времени. В дополнительной же диаграмме величина векторов постоянна.

Функция (43) встретится, например, в случае включения синусоидального напряжения на цепь, настроенную в резонанс  $\frac{1}{LC} = \omega^2$  при  $R = 0$  (идеальный случай).

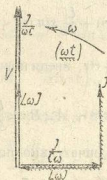
Соответствующее дифференциальное уравнение имеет вид

$$E \sin \omega t = L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt, \quad (45)$$

а выражение тока получится в виде

$$i = J \omega t \sin(\omega t + \varphi), \quad (46)$$

Диаграмма для уравнения (45) построена на черт. 13. Специаль-



Черт. 13

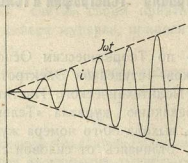
ная диаграмма (вектора ее заштрихованы) замыкается, благодаря условию резонанса. Из дополнительной же находим

$$E = J \omega L + \frac{1}{C} \frac{J}{\omega} = 2J \omega L; \quad J = \frac{E}{2 \omega L}; \quad \varphi = 0;$$

т.-е.

$$i = \frac{E}{2\omega L} \cdot \omega t \sin \omega t = \frac{E}{2L} \cdot t \sin \omega t.$$

Наростание тока идет по кривой черт. 14.



Черт. 14

В случае, если начальная фаза напряжения не равна нулю, т.-е.

$$e = E \sin(\omega t + \psi),$$

к диаграмме черт. 13 прибавляется собственное колебание, имеющее незатухающий характер.

Пользуюсь случаем выразить глубокую благодарность профессору И. А. Черданцеву за ряд руководящих указаний по затронутым здесь вопросам.

## Письма в редакцию журнала «Телеграфия и Телефония без проводов»

### I

Члены Семинарии по Теоретическим Основам Электротехники при Кружке Электриков — студентов Электротехнического факультета Ленинградского Политехнического Института им. М. И. Калинина приветствует редакцию журнала «Телеграфия и Телефония без проводов» в день выхода 50-го номера журнала.

Как радиостанция, отличаясь от силовой станции своим скромным внешним видом, часто выполняет работу, большую по своей культурной ценности и по своему радиусу действия, так и скромный по внешности журнал ТиТбп выполнил огромную работу, связывая широкую массу электро- и радиотехников нитями мировой научной мысли.

Пятьдесят номеров журнала ТиТбп сыграли колоссальную роль в развитии электротехнической мысли не только в нашем Союзе, но и за границей, воспитав целую плеяду молодых ученых.

Но роль журнала не ограничивалась будированием узко-специальной ученой мысли — самые широкие круги советских радиолюбителей, электро- и радиотехников почерпнули на страницах журнала ценнейшие сведения, обогатив свои знания и пополнив опыт.

Успешное развитие радиотехники целиком покоится на глубине проникновения в физику электромагнитных явлений. Журнал-юбилар в своей деятельности неуклонно проводил эту мысль и на своих страницах всегда ставил специальные вопросы радиотехники в тесную связь с физикой электромагнитных явлений.

Именно поэтому журнал ТиТбп был всегда необходимым и ценнейшим спутником в работе семинария, служа для нас источником новейшей научной мысли.

Пусть же крепнет и развивается этот радиоузел, пусть растет его мощность и пусть не будет ни одного электрика в СССР, который остался бы вне сферы его действия.

(Следует 55 подписей)

### II

Правление Научно-Технического Кружка Электриков Ленинградского Политехнического Института имени М. И. Калинина поздравляет Вас с выпуском пятидесятого номера журнала «Телеграфия и Телефония без проводов».



Ваш журнал, освещая на своих страницах все достижения в области развития техники телеграфирования и телефонирования без проводов, дает возможность студенчеству ознакомиться с этими достижениями и пользуется заслуженным вниманием среди членов Кружка.

Правление Кружка, считая своим приятным долгом отметить выход пятидесятого номера журнала, приносит наилучшие пожелания редакции журнала.

(Следуют подписи председателя и секретаря)

### III

Инженерно-Технический Коллектив Радиоаппаратного завода им. Казицкого приветствует десятилетие существования журнала «Телеграфия и Телефония без проводов».

Организовавшись в трудное время после войны, журнал сыграл выдающуюся роль в деле восстановления и развития связи. При отсутствии каких-либо систематических руководств по радиотехнике каждый номер ТиТбп был учебником и настольной книгой для русских радиоспециалистов.

Прошедшие десять лет отразили на своих страницах период научного руководства, изобретательства и лабораторного эксперимента.

Мы желаем Вашему журналу и дальнейшего процветания и надеемся, что с переводом русской радиотехники на новую фазу развития производства и эксплуатации страницы журнала ТиТбп наряду с научными вопросами отразят повседневные вопросы эксплуатации и техники и тем завоюют широкие читательские слои радиоспециалистов.

(Следует подпись председателя)

7/1 1929

### IV

Один из способов изготовления оксидированных нитей состоит<sup>1)</sup> в смазывании нити многократно эмульсией из  $Ba(NO_3)_2$  и  $Sr(NO_3)_2$ . Лампы, изготовленные таким образом, напр., Western 216 A, 2050, 4215 A и др. (в общем очень хорошие лампы), обладают свойством, невыгодно отличающим их от ламп типа Phillips (Mullard); благодаря тому, что покрытие по этому способу производится механическим намазыванием, а не распылением (как у типа Phillips-Mullard), после обработки все же активный слой весьма неоднороден и в работе бывают очень неприятные случаи. При нормальной работе, особенно же при некотором увеличении анодного тока,

<sup>1)</sup> См. А. А. Шапошников. ТиТбп № 47, стр. 204, 1928.

имеются точки сильно эмиттирующие, и потому пропускающие через себя более сильный ток; на возможность такого явления указывает литература даже для вольфрамовых нитей, в данном же случае эта возможность еще более; для вольфрамовых нитей, однако, сильное электронное испарение охлаждает нить, но в случае же оксидных нитей, ввиду соизмеримости  $J_a$  и  $J_n$ , накал этого места еще возрастает и нить, к тому же сделанная из сравнительно легкоплавкого (никель, платина) металла, перегорает; в торированных нитях, несмотря на неоднородность этого нет, так как при перекале данное место просто теряет эмиссию. Это явление способно при нормальной эксплуатации вывести из строя вполне здоровую лампу, в чем мне на опыте приходилось неоднократно удостовериться, и это делает весьма неопределенным срок службы ламп с оксидным катодом, покрытым по указанному способу.

Москва, Р.-Лабор. М. Г. О. Совторгслужащих.

*Р. Мериакри*

## Хроника

**ТиТбп**, начиная с № 52, в виду перехода Нижегородской радиолaborатории в Трест Электросвязи, будет издаваться Трестом.

Направление журнала остается прежним—научно-техническое освещение вопросов радиотехники и смежных с ней вопросов физики—при большем, сравнительно с прежним, развитии содержания, относящегося к применению высокой частоты для передачи по проволоке, и вообще к проволочной связи. В соответствии с этим в прежний состав редакционной коллегии входит инж. М. А. Мошкович.

Ответственным редактором будет состоять В. И. Романовский.

Адрес редакции и конторы журнала ТиТбп: Ленинград, ул. Желябова, д. 9. Трест «Электросвязь».

**Карл Вирц.**—3 сентября 1928 г. умер Карл Вирц. Это имя многое говорит работникам русской радиотехники. Более двадцати лет назад, когда радиотехника только что обособлялась, как новая большая область техники, К. Вирц основал при Дармштадской школе специальную кафедру по беспроволочной телеграфии, первую в Германии—стране, с успехом борющейся с Англией (Маркони) за мировое первенство в этой новой области техники. Эта кафедра сыграла крупнейшую роль как в смысле подготовки кадров инженеров-радиостов, так и в смысле ознакомления с радио широкими технических кругов.

Немалую роль для успеха начатого проф. Вирцем дела сыг-

рали его личные качества—его исключительное трудолюбие, отзывчивость и доброта, скрывавшиеся под суровой, порою, сдержанностью. К тому же К. Вирц обладал редкой скромностью и, например, совсем не по немецки мало придавал значения своему чину «тайного советника», гораздо более ценя звание профессора.

Эта скромность проф. Вирца не мешала ему иногда отстаивать свою точку зрения, наперекор всему совету школы или действовать вопреки установившимся традициям. Так, несмотря на то, что отношение к русским вообще было, в лучшем случае, только терпимым, проф. Вирц считался с этим уклоном весьма мало, и на мою долю выпало начать собой ряд его русских ассистентов, непрерывно тянувшийся с весны 1910 года до самой войны. Вообще проф. Вирц старался подходить к людям с точки зрения их личных качеств и, раз отдавши человеку свои симпатии, неизменно сохранял их при всяких обстоятельствах, даже утратив непосредственную связь. Трудно читать без волнения трогательные строки введения к книге Рейна, или к другой—Рейн—Вирца, где собственная работа старого профессора должна служить памятником его безвременно погибшему молодому сотруднику. В этом сказался весь Вирц, каким и мне случилось его знать в далеко ушедшие годы. Мне не довелось еще раз повидать его, но память об этом чудном человеке я свято сохранию до конца моих дней.



К. Вирц родился 19 августа 1861 г. в Дармштадте. Сначала ему пришлось работать в торговом предприятии, но, движимый склонностью к математике, он пошел в университет (Лейпциг), который и окончил в 1886 году; прослушав еще семестр в Геттингене, он поступил преподавателем в одну из гимназий Дармштадта. В 1888 г. он перешел ассистентом по кафедре физики в Дармштадтскую Высшую Школу, защитив докторскую диссертацию в Гиссине, и через два года перешел ассистентом к проф. Киттлеру. В 1894 г. он был уже ординарным профессором. Всего он пробыл в Дармшт. школе 40 лет, из них 16—деканом Электрот. Отделения. Он читал общую электротехнику, электр. измерения, телефонию и телеграфию и радиотехнику.

*Л. Сапельков*

**Георгий Александрович Золотовский.**—РОРИ, РОТИ и всех тех, кому близка и дорога научно-техническая работа по слаботочной промышленности, постигла новая невозвратимая утрата: не стало Георгия Александровича Золотовского.

Г. А. родился 31 марта 1878 г. в Самарской губернии. По окончании в 1896 г. Инженерного училища и отбывтия стажа в строевых частях, Г. А. поступает в 1901 г. в офицерскую Электротехническую школу, которую и оканчивает в 1903 г. Стремясь к дальнейшему научному совершенствованию, Г. А. с 1907 г. по 1911 г. состоял вольнослушателем на правах студента в Петербургском Электротехническом Институте.

С 1898 г. до 1914 г. Г. А. непрерывно работал в телеграфно-телефонных радиочастях и управлениях военного ведомства. Он



работал по постройке Севастопольской телеграфно-телефонной сети, прокладывал морской кабель, обучал первые в России радиотелеграфные части, ведал вопросами техники снабжения телеграфным, и телефонным радиоимуществом, наблюдал за изготовлением этого последнего и т. д.

Выдающиеся способности и приобретенный богатый служебный опыт выдвинули быстро Г. А. на верховную руководящую роль по электротехнике слабого тока и высокой частоты: весь период войны 1914—1918 г. он состоял заведывающим электротехническими средствами при штабе Верховного главнокомандующего и заведывал радиотелеграфом всех действующих армий.

Весь свой богатейший военнотехнический опыт Г. А. отдал Красной Армии, последовательно занимая в Главном военном-инженерном управлении с 1918 года должности старшего инженера электромеханической секции, начальника телеграфного отдела и постоянного члена Инженерного Комитета (по 1922 г.).

С 1920 г. начинается вновь близкая связь Г. А. с судьбами слаботочной промышленности; он приглашается сперва начальником военно-телеграфного отдела



секции Электросвязи ВСНХ, а затем, с 1922 г. до половины 1927 г. работает в ВСНХ по должности начальника Бюро военной и морской связи и электротехники (по промышленному отделу). С половины июля 1927 г. Г. А. перешел на работу в Технический подотдел того же отдела.

Весь период 1907—1914 гг. он состоял преподавателем Инженерного училища (по физике и электротехнике) и вел проектирование в Интендантской академии по электротехнике и курсу электрического освещения. С 1920 по 1924 г. Г. А. состоял преподавателем Высших железнодорожных эл. курсов (и частично МВТУ) по курсу: «Устройство электрических (и телеграфно-телефонных) линий». В 1926 г. Г. А. был приглашен заведывающим отделом слабых токов ГЭИ, в какой должности он и состоял до дня смерти.

В краткой заметке нет возможности перечислить все остальные этапы многогранной деятельности Г. А.: он работал в технических Комитетах НКПС, ВТУ, НКПТ, по делам изобретений и т. д.

Русское Общество Радиоинженеров многим обязано Г. А. Золотовскому.

Почти с момента его избрания в действительные члены общества (1918 г.) он в течение 9 лет (1919—1927 г.г.) избирался в состав совета (затем президиума) РОРИ. Когда жизнь потребовала (в 1920 и 1927 г.г.) изменений в уставе РОРИ, — составление проектов новых уставов в обоих случаях было поручено Г. А.

Г. А. принимал также участие и в работе Всероссийской радиоассоциации.

Он был одним из учредителей и Русского общества телефонных инженеров. Последние годы Г. А. состоял председателем РОТИ.

Г. А., перенеся с удивительной стойкостью весьма тяжелую болезнь, приковавшую его к постели на 1923—1924 гг., внезапно скончался 25 октября 1928 г. от кровоизлияния в мозг; смерть застала его на служебном посту: в 12 час. во время заседания коллегии ГЭИ, членом которой он состоял, ему стало дурно и в 18 часов того же дня его не стало.

Это был человек американской складки по деловитости и громадной энергии; во всех организациях, в которых он участвовал, он, благодаря своим способностям и знанию жизни, быстро умел находить правильный путь, на который и ставилась соответствующая работа. Памятны и москвичам, и ленинградцам его точность в исполнении принятых им на себя обязательств, исключительная корректность в отношении сослуживцев, добросердечие и отзывчивость к нуждам товарищей в частной жизни долго будут служить хорошим примером.

Уч. Секр. РОРИ В. И. Баженов

**Формула проф. Я. Н. Шпильрейна для вычисления коэффициента самоиндукции.**—В нашем журнале неоднократно упоминалась формула Butterworth'a; подробное использование ее было дано в статье Н. Н. Крылова (ТиТбп № 49, стр. 380—384, 1928). Справедливость требует указать, что 13 лет тому назад проф. Я. Н. Шпильрейном была дана подобная же формула (Archiv f. Elektrotechnik, III, H. 7, s. 187—202, 1915) для плоской круглой катушки пренебрегаемо малой длины (высоты):

$$L = n^2 A \cdot f(\alpha),$$

где  $n$  — число витков,  $A$  — внешний диаметр (см) катушки,  $\alpha$  — отношение внутреннего диаметра к внешнему.

Для значений  $f(\alpha)$  выведенной аналитически, в статье Шпильрейна даны график и таблица, приводимая ниже:

| $\alpha$ | $f(\alpha)$ | $\alpha$ | $f(\alpha)$ |
|----------|-------------|----------|-------------|
| 0,       | 6,969       | 0,50     | 18,974      |
| 0,05     | 7,715       | 0,55     | 20,889      |
| 0,10     | 8,555       | 0,60     | 23,013      |
| 0,15     | 9,487       | 0,65     | 25,390      |
| 0,20     | 10,512      | 0,70     | 28,087      |
| 0,25     | 11,633      | 0,75     | 31,206      |
| 0,30     | 12,857      | 0,80     | 34,915      |
| 0,35     | 14,191      | 0,85     | 39,528      |
| 0,40     | 15,645      | 0,90     | 45,742      |
| 0,45     | 17,233      | 1,00     | $\infty$    |

Я. Н. Шпильрейн приводит примеры сравнения его формулы с формулами Стефана и Эзау. Формула Butterworth'a дает весьма близкие числа для случая  $\frac{b}{D} = 0,00$  (см. черт. 2 на стр. 381).

**VI С'езд физиков Росс. Ассое.** Физиков, происходивший в истекшем году, резко отличался по плану своих работ и своему местонахождению от всех с'ездов физиков за прошедшие времена.

По своему плану (инициатива акад. А. Ф. Иоффе) он дал сочетание обычной с'ездовой работы, в виде докладов на собраниях, со спокойным длительным обменом мнений, на который при обыкновенном устройстве с'ездов не хватает времени; этот сложный план работ удался, потому что в соответствии с ним, происходило передвижение с'езда, которое в то же время удачно и по новому разрешало дилемму, всегда выступающую перед организаторами с'езда: где его устраивать, в столице или провинциальном городе. Обычное решение ее—с'езд в столице. Второе, редко выполнявшееся решение, всегда приводившее к большим затруднениям — с'езд в провинциальном городе. Оба эти решения были соединены в нечто

среднее в виде блестящего ком-промисса.

Вся эта оригинальность организации послужила также и к привлечению иностранных ученых физиков. На физических с'ездах последних годов мы привыкли видеть среди участников—иностранных гостей; но тогда это были единицы, на приглашения же организаторов VI с'езда откликнулись десятки выдающихся представителей физической науки Запада.

Никакая организация с'езда однако не привела бы к такому успеху, если бы за предыдущие годы не нарастала многообразная связь нашей науки с заграничной. Укрепление этой связи глубоко отличает нашу современную научную жизнь от того, что было до революции. Не только с'езды, но и вся повседневная деятельность Н.-Иссл. Ин—тов и отдельных ученых Союза устанавливается теперь на международную арену.

В виду всего этого мы считаем особенно уместным краткое описание работы VI с'езда русских физиков привести из уст иностранца. Наиболее полным очерком является статья проф. М. Борна, появившаяся в № 39 журнала *Naturwissenschaften* (сентябрь 1928 г.), перевод которой и приводится.

Макс Борн—один из той группы передовых немецких ученых, которая вводит физику в новые области, создавая новые методы теоретического исследования физических явлений.

«Российская Ассоциация Физиков была основана в 1919 г. Ею охватывается большое число физических институтов, обществ и отдельных ученых. В задачи ассоциации, кроме созыва периодических с'ездов, входит поддержка и организация работ по

физике и различных начинаний, относящихся к этой науке, в пределах СССР, как напр. снабжение провинциальных лабораторий приборами, издание научных трудов и т. под.

На прежних съездах ассоциации принимали участие лишь немногие иностранные товарищи по специальности; на этот же раз приглашение было обращено к большому числу физиков всех стран, и программа съезда была столь своеобразной и заманчивой, что многие приняли это приглашение. Действительно, конгресс должен был, после главных заседаний в Москве, перейти на волжский пароход и посетить университетские города, расположенные на этой реке. Иностранные члены, в числе около 20 составляли прибол. 50% всего числа участников конгресса. Представлены были: Франция, Англия, Соединенные Штаты, Голландия, Польша, Чехо-Словакия и Германия, делегация которой была самая многочисленная.

Конгресс был открыт президентом Ассоциации акад. А. Иоффе вечером 4 августа на банкете в московском доме ученых. На его и вице-президента Лазарева приветствия отвечал первым старейший из иностранцев проф. К. Шель, Берлин; затем говорили Бриллюэн, Париж, Д. Д. Дарвин, Англия, Пьенковски, Польша, представитель русского студенчества и друг.

Работы съезда в Москве состояли из общих собраний (утром) и секционных (вечером). Секции были следующие: 1) молекулярной физики, 2) оптики, 3) электромагнетизма, 4) теоретической физики, 5) физической химии, 6) рентгеновских лучей, 7) акустики, 8) биофизики, 9) геофизики, 10) технической физики. Полное число докладов достигло 160, из них большая часть экспери-

ментального характера. Столь большое число делает совершенно невозможным сколько-нибудь исчерпывающий обзор всех обсуждавшихся вопросов. Мы упомянем здесь лишь важнейшие, наиболее обширные доклады.

Первое общее собрание было посвящено главным образом волновой механике. Говорили: А. Иоффе, Ленинград, о произведенных и возможных экспериментах, доказывающих волновую природу материи; Д. Иваненко и Л. Ландау, Ленинград, о понятии причинности в физике в связи с волновой механикой; Я. Френкель, Ленинград, о волновой теории материи. На том же заседании проф. Бялобжеки, Варшава, сделал доклад о термодинамических колебаниях и их роли в теории звездного излучения.

В центре второго общего заседания были доклады Р. Ладенбурга, Берлин, об опытном доказательстве отрицательной дисперсии, Г. Ландсберга и Л. Мандельштама, Москва, об одном новом явлении при рассеянии света от кристаллов кварца и полевого шпата и Р. Прингсгейма, Берлин, об эффекте Рамана в инфракрасных спектральных полосах. В этих докладах говорилось об экспериментальном доказательстве явлений, которые были предсказываемы теорией квант и существование которых служит, следовательно, к подтверждению этой теории. Явление, открытое Ландсбергом и Мандельштамом на кристаллах, по существу своему тождественно с эффектом, который был наблюден Раманом и его сотрудником Кришнан на жидкостях; русская физика вправе гордиться тем, что это важное открытие было сделано Московскими исследователями независимо от работ индусов и почти одновременно с ними (20 февраля 1928 г.).



Это совпадение служит еще одним доказательством интернациональности нашей науки, охватывающей теперь весь мир. На том же заседании были сделаны доклады Пьенковского, Варшава, о затухании флуоресценции паров ртути и проф. Кравеца, Ленинград, о работе недавно умершего московского физика В. А. Михельсона: «Трение света».

Темой третьего пленарного заседания были короткие и самые короткие электрические волны. Проф. Романов, Потапенко (Москва), Рожанский (Ленинград) и друг. сообщали о различных способах их получения и об их свойствах. Относящиеся сюда приборы конгрессисты осматривали в физическом институте московского университета.

На последнем пленуме (8 августа) проф. Лазарев, Москва, докладывал о своей физико-химической теории раздражения при световом ощущении и в частности о зависимости адаптации от внешних обстоятельств (время дня, возраст и т. д.). Проф. Дебай, Лейпциг, сделал краткое, необычайное по ясности сообщение о проводимости твердых электролитов. Проф. Н. Семенов, Ленинград, изложил теорию взрывных реакций в газах.

Ввиду разноязычности присутствовавших нужно поставить в большую заслугу председателю съезда, проф. Иоффе, его удивительную способность передавать на любом языке содержание каждой речи, каждого доклада в полном или сокращенном виде. Обыкновенно он переводил русскую речь по-немецки, английскую — на русский язык. Про французский и немецкий языки было молчаливое соглашение, что их понимают все участники. Дискуссии по большей части раз-

вертывались на немецком языке, становясь этим понятными для всех.

В этой заметке не может быть сообщено содержание секционных докладов по причине их большого числа. На секции теоретической физики, заседания которой посещал автор, большую роль играла, разумеется, квантовая и волновая механика, в особенности — электрон Дирак'а, автор которого присутствовал сам лично; затем оптические проблемы, как напр. теория естественного вращения плоскости поляризации (Бурсиан, Ленинград). Следует отметить большое число сообщений из области биофизики, как особенность московского конгресса, и в частности — в применении к вопросам сельского хозяйства. Эти работы, как и относящиеся к геофизике и технической физике, имеют исключительно важное значение при современном состоянии России, определяя собою ценность физических наук; ими дается в стране *raison d'être* чистого абстрактного исследования.

На заключительном заседании московской части съезда (9 августа) происходило избрание президиума ассоциации: президент А. Иоффе, вице-президенты П. Лазарев и В. Романов. Кроме того было принято несколько резолюций об опубликовании на иностранных языках рефератов работ, напечатанных по-русски, о необходимости основания физических исследовательских институтов в Харькове (лаборатория низких температур), в Томске и друг. Это новое строительство встречало всеобщее сочувствие с точки зрения децентрализации исследовательской работы и преподавания; до сих пор революция обнаруживала тенденцию к собиранию всех больших институтов



в столицы; в провинции возникла опасность упадка высших учебных заведений и перерыва в подготовке смены.

Вечером 9 августа участники съезда, в числе более 150, отправились в Нижний-Новгород, чтобы там на следующее же утро сесть на волжский пароход «Алексей Рыков». На этом-то пароходе и была проделана очаровательная вторая половина работы съезда. В нижегородском университете было проведено большое заседание, на котором американский физико-химик Д. Льюис говорил о статистических основах термодинамики, а проф. Ф. Франк, Прага, о тех понятиях и теоремах классической механики, которые сохраняют свое значение в квантовой механике. После полудня оставалось время для осмотра старого города, красиво расположенного на высоком правом берегу при слиянии Оки с Волгой. Вечером пароход с конгрессистами отчалил и днем 11 августа подошел к Казани. Это приятное путешествие было употреблено не только для отдыха и товарищеского общения, но и для коллективной работы в виде докладов и дискуссий. Проф. Френкель, Ленинград, в ряде докладов на русском языке дал обзор современного состояния волновой механики, главным образом, для тех многих молодых студентов и студенток, которые были на пароходе. Из иностранцев во время поездки на пароходе сделали доклады: проф. Дебай, Лейпциг, о своем исследовании диэлектриков; Мизес, Берлин, об основах исчисления вероятностей; Дирак, Кембридж, о квантовой механике электрона. Кроме этого происходили дискуссии, так например, по докладу Иоффе об опытном обосновании волновой механики, а также после корот-

кого реферата Льюиса о современной теории сил химического сродства. Во время дискуссии по волновой механике, Поль, Геттинген, сообщил о последних опытах по дифракции электронных лучей с металлическими решетками и показывал оригинальные снимки, сделанные Рупп'ом, а Иоффе рассказывал о своих многочисленных произведенных или предполагаемых опытах, относительно которых он особенно хотел услышать мнение теоретиков. На дискуссии по химическим вопросам Льюис защищал ту точку зрения, по которой «химическими» соединениями следует признавать лишь обусловленные парой электронов; тогда все так назыв. гетерополярные вещества (напр. Na Cl) уже не представляют собою химических соединений. Против этого возражали Дебай и автор настоящего очерка, защищавшие новую точку зрения квантовой механики, по Гейтлеру и Лондону, которая объединяет все виды соединений, классифицируя их по точно определенным величинам.

Посещение Казани было исключительным моментом в жизни съезда. Старый татарский город, теперь столица татарской Советской Республики, живописно расположен на холмах, приблизительно в семи километрах от Волги; раньше, во время покорения русскими, она протекала под самыми стенами города, но с тех пор отступила вследствие вращения земли. В городе—старые архитектурные памятники с татарского времени и внушительные русские сооружения: церкви и дворцы. Научное собрание происходило в университете перед колоссальной публикой. В нем приняли участие и представители Правительства Татарской Республики, приветствовавшие собрание. За-

тем руководитель физической лаборатории в Казани, проф. Ульянов предоставил слово Иоффе, который сделал доклад о своих работах по выяснению свойств диэлектриков, в особенности их крепости на электрический пробой. Далее следовал доклад Поля о новом методе опытного исследования фотоэффекта на кристаллах. На следующий день состоялся осмотр города. В доме таткультуры был дан концерт татарской музыки, разработанной за последнее время талантливыми композиторами на основе древнего народного искусства. Вечером все участники собрались на банкет, данный татправительством, прошедший блестяще благодаря необыкновенной любезности хозяев и широкому гостеприимству.

Дальнейшая поездка вниз по Волге еще несколько раз прерывалась остановками в живописных или интересных по своему быту

местностях. 15 августа пароход причалил к Саратову, где происходило заключительное заседание. На нем автор очерка говорил о статистическом значении квантовой механики; Ван Аркел, Эиндговен, о своем исследовании кристаллов, и, наконец, Ф. Франк о наглядности в квантовой механике: этот свой доклад он сделал на русском языке.

К сожалению болезнь помешала автору посетить Республику немцев Поволжья и принять участие в экскурсии на Кавказ, которая закончилась в Тифлисе.

На участников съезда большое впечатление произвели мощное развитие русской физики, энергия и богатая одаренность русских исследователей во главе которых стоит акад. Иоффе, а также не в малой степени сердечная дружелюбность и гостеприимство, с которыми мы, иностранцы, были встречаемы».

## Библиография

**Вестник Теоретической и Экспериментальной Электротехники.** №№ 1-8. Москва. 1928. Подписная плата на год 12 рублей.

С 1928 г. в Москве начал выходить новый ежемесячный журнал «Вестник Теоретической и Экспериментальной Электротехники», издаваемый ГЭЭИ НТУ ВСНХ СССР.

Журнал имеет целью влить в себя тот научно-технический материал исследовательских институтов и лабораторий в области электротехники, который до сего времени печатался в виде отдельных брошюр.

В редакционную коллегию входят: проф. К. А. Круг, проф. М. А. Бонч-Бруевич, инж. М. Г. Евреинов, акад. А. Ф. Иоффе, проф. В. И. Коваленков, проф. М. Я. Лапиров-Скобло, проф. К. И. Шенфер. Ответств. редактор Н. А. Левицкий.

Радиотехника, как одна из ветвей электротехники, также вошла в программу журнала. До сих пор мы имеем в журнале след. статьи по радиотехнике:

1) Ст. Б. Введенского «формула самовозбуждения двухтактных ламповых генераторов» (№ 3) дает формулу самовозбуждения аналогичную ф-ле Баркгаузена для обычного лампового генератора.

2) Ст. Н. Капцова и С. Гвоздодера «Различные виды колебаний, генерируемые катодной лампой в схеме Баркгаузена и Курца» касается внутриламповых качаний электронов в триоде. Как известно, имеются две теории, описывающие законы этих колебаний, приводящие к различным резуль-

татам: теория Баркгаузена и Курца, которая считает, что колебания этого рода вызываются периодическим движением электронов внутри триода при постоянных напряжениях на электродах и что поэтому длина волны обуславливается исключительно напряжениями, но не настройкой внешнего контура, и теория Джиля и Мореля, учитывающая изменение потенциалов на электродах, которая приводит к заключению, что период колебаний, наоборот, зависит от настройки. На опыте наблюдались как та, так и другая зависимости.

Самой ранней работой на русском яз., описывающей и исследующей теоретически колебания типа Баркгаузена и Курца, является работа инж. С. И. Зилитинкевича, напечатанная в ТиТбп № 18 и 19, 1923 г. (также Archiv für El. за 1926 г.).

Авторы реферируемой статьи пытаются связать эти два рода явления. Им удалось добиться появления обоих типов колебаний в одной и той же лампе.

Нужно отметить, что недавно появилась в печати очень солидная работа, стремящаяся также объединить обе теории в одно целое (Ann. der Physik 86, S. 129-188, 1928 г.). Автор ее—Nollmann обстоятельно изучает условия их возникновения и особенности обоих родов колебаний.

В № 1 ВТиЭЭ. В. И. Баженовым печатаются материалы из журнала приемных наблюдений Радиоотдела ГЭЭИ, первая часть которых была помещена в ТиТбп №№ 43 и 44, 1927.



Кроме этих работ, носящих явно радиотехнический характер, в журнале есть статьи, имеющие менее непосредственное отношение к радиотехнике, например, работа Б. Н. Клярфельд (№ 1), касающаяся прохождения токов

высокой частоты через газы, С. Н. Ржевкина (№ 1) «об образовании обертонных при колебаниях мембраны телефона» и целый ряд других.

А. С.

## НОВЫЕ КНИГИ

**Проф. И. Г. Фрейман.** *Курс радиотехники.* ГИЗ, 1928. Изд. 2-ое, переработанное и дополненное. 495 стр. Цена 6 р. 50 к.

**Г. Баркгаузен.** *Катодные лампы.* Том второй, передатчики. Изд. МВТУ 1928. Перевод с немецк. А. Л. Плинатус, под редакцией Б. А. Введенского. 141 стр. + 5 стр. фот. Цена 1 р. 80 к.

**Инж. П. Б. Асеев.** *Катодные лампы.* Часть вторая, ламповые генераторы и передатчики. Изд. 2-ое, переработанное и

дополненное. МВТУ, 1928. 190 стр. Цена 2 р. 50 к.

**Инж. Л. Б. Слепая.** *Детекторное действие электронных ламп.* (Материалы исследования). Литографированное изд. Центральной радиолaborатории Треста Электросвязь. 1928. 141 стр. + 51 рис.

**L. Hartshorn.** *Критический обзор последних работ о диэлектрике.* Перевод с англ. инж. К. Э. Виллер. Литографиров. изд. Центральн. радиолaborатории Треста Электросвязь. 1928. 154 стр.

## ИСПРАВЛЕНИЕ

В статье Н. Д. Смирнова, ТиТбп № 49, на стр. 478, строка 25 снизу после слова «генератора» следует читать: «где величины электрические ( $x$ ,  $G$ ,  $u$  и т. д.) и величины элементов генераторного устройства ( $R_A$ ,  $r_g$ ) находятся в определенной зависимости (например  $A_1$ ,  $R_A = \mathcal{E}$  и т. д.)».

## УКАЗАТЕЛИ

## К ЖУРНАЛУ

## „Телеграфия и Телефония без проводов“ том IX, №№ 46—51 за 1928 г.

Означенные страницы относятся: к № 46 стр. 1—116, № 47 стр. 117—248, № 48 стр. 249—372, № 49 стр. 373—492, № 50 стр. 493—608, № 51 стр. 609—731.

## Именной указатель

- Аренберг**, А. Г. — см. Грамматчиков А. С.
- Асеев** Б. Hochfrequenzmesstechnik—А. Hund (*библ.*) 491, упрощенный расчет лампового передатчика 157
- Бажанов** С. К. Выбор системы анкеров для деревянных мачт 49
- Баженов** В. И. Заклинский Д. Д. (*некролог*) 246, Золотовский Г. А. (*некролог*) 716 измерение излучения 119, 385 (*испр.*), 248, Шмаков—Радио по проводам (*библ.*) 242
- Белов** Ф. И. — см. Минц А. Л.
- Бонч-Бруевич** М. А. Отрицательное сопротивление 572
- Борн** М. VI с'езд русских физиков 718
- Векшинский** С. А. К вопросу о долговечности усилительных ламп 32
- Великин** Я. О. Метод измерения сопротивления 377
- Виккер** Д. А. Расчет коэффициентов взаимной индукции 611
- Вирц** А. (*некролог*) 715
- Володин** В. П. Ртутный выпрямитель высокого напряжения 587
- Волынкин** В. И. Долговечность идеального катода 16 (*испр.*) 248, письмо в редакцию по поводу статьи инж.-эл. М. М. Ситникова «Срок службы вольфрамового катода» 102
- Габель** В. С. Метод измерения длин волн при помощи пьезокварца 323
- Гоноровский** И. С. Описание радиостанции РФН в г. Хабаровске 459
- Грамматчиков** А. С. и Аренберг А. Г. К вопросу о расчете давления ветра на мачты 70
- Журбенко** А. Радиовещание в Закавказье (*хрон.*) 487
- Заклинский** Д. Д. (*некролог*) 246
- Зебоде** Н. С. Схема приемника 686
- Зейтленок** Г. А. К теории самовозбуждения катодного генератора 348
- Зилитинкевич** С. И. Русское Общество Радиоинженеров в Ленинграде (*хрон.*) 247, 487, электрическое факельное истечение 652
- Золотовский** Г. А. (*некролог*) 716
- Зусмановский** С. А. Способ извлечения от динаatronного эффекта 212

- Накурин С. Н.** Контроль модуляции на радиотелефонных станциях 633, коэффициент полезного действия лампового генератора 171
- Кляцкин И. Г.**—см. Минц А. Л., сопротивление электрон. лампы 626
- Кобзарев Ю.** Конференция по пьезо-электрическим колебаниям в Ленинграде 228
- Котельников А. К.** К вопросу об электропроводности металлов 80
- Котельников В. А.** Тройной характерограф 3
- Крылов Н. Н. и Панфилов С. И.** Расчет и измерение сопротивлений катушек токама высокой частоты 375, о расчете катушек самоиндукции 380
- Кугушев А. М.** Конструктивный расчет дросселей с железом 363, (*испр.*) 608, новая выпрямительная установка Нижег. Радиолaborатории (*хрон.*) 245, расчет сглаживающих фильтров 86, схемы многофазного выпрямления 556
- Кьяндский Г. А.** Об измерении емкости при помощи пьезокварца 644
- Лбов Ф. А.** Радиовещание в Н. Новгороде (*хрон.*) 607
- Лебединский В. К.** Миткевич — Физические основы электротехники (*библ.*) 241.
- Макаревский Г. Н.** Об акустических волнах высокой частоты (*рефер.*) 488, об устранении паразитов в ламповых цепях (*рефер.*) 371, письмо в редакцию 105, распространение эл.-м. волн и погода (*рефер.*) 113
- Малов Н. Н.**—см. Ржевкин С. Н.
- Мериакри С.** письмо в редакцию 713
- Минц А. Л. и Оганов Н. И.** Волномер с повышенной остротой настройки 317,—и Белов Ф. И. применение обратной связи в радиотелефонных передатчиках 411,—и Кляцкин И. Г. Некоторые особенности расчета радиовещательных станций 688.
- Моргулис Н. Д.** Эмпирические зависимости сопротивлен. вольфрама от температуры 330, добавление к статье «Эмпирические зависимости сопротивления вольфрама от температуры» 485
- Оболеский С. А.** О возможности неустойчивых статических режимов триода в случае явления обратных электронов 141 (*испр.*) 248, явление заскока потенциала свободной сетки триода 259
- Оганов Н. И.**—см. Минц А. Л.
- Одинцов А.** Влияние сдвига фаз между анодом и сеткой 188
- Остроумов Б. А.** К 10-летию Нижегородской Радиолaborатории им. В. И. Ленина 495, новый электронный прибор (*рефер.*) 111, о мегоммах (*рефер.*) 112, сотая лабораторная беседа (*хрон.*) 107, упрощенный контрольный прибор для длины волны с кварцем 139
- Остроумов Г. А.** Об одном способе ослабления атмосферных помех в радиотелеграфии 530
- Павлов В. А.** Радиотрансляция и прием на «горячую» антенну 552
- Панфилов С. И.**—см. Крылов Н. Н.
- Петров Н.** Опыт осуществления эталона малой емкости (*рефер.*) 113
- Петровский А. А.** Электрическое поле и емкость тел, помещенных в слоистом диэлектрике 658
- Пистолькорс А. А.** К расчету излучения направленных антенн 540, об излучении вибратора при наличии отражающего провода 546, расчет сопротивления излучения для направленных коротковолновых антенн 333
- Пономарев М. И.**—см. Турлыгин С. Я.



Пунге Л. Письмо в редакцию 240

**Рамлау** П. Н. Исследование метода стабилизации коротковолнового генератора с отрицат. сопров. при помощи отдельной стабилизирующей эдс 514

**Ржевкин** С. Н. и Малов Н. Н. Определение верхнего предела слышимости звука 43

**Рубинштейн** Я. М. Расширение области применения векторных диаграмм 693.

**Савостюк** М. М. О реле замедленного действия в технике связи 75

**Салтыков** Л. Н. Современное радиолобительство 430

**Сапельков** Л. Карл Вирц (*некролог*) 715

**Ситников** М. М. Письмо в редакцию 103

**Смирнов** Н. Д. Общий метод построения модуляционных характеристик радиотелефонных передатчиков 478 (*испр.*), 608, 724

**Соколовский** В. Грамматчиков — Мачтостроение (*библ.*) 489

**Суворов** Н. П. Графический метод расчета по ф-ле Остина 251

**Сузант** А. Е. К теории усилителя с сопротивлениями (*рефер.*) 372,

**Кубаркин** — Одноламповый регенератор (*библ.*) 242, Мени — Короткие волны (*библ.*) 242, новое о диэлектрике (*хрон.*) 107, (*испр.*) 248, **Скрицкий** — Электронные лампы (*библ.*) 370

**Турлыгин** С. Я. и Пономарев М. И. Сложные передающие антенны 281

**Фраже** Д. К. Жестчение в электровакуумной технике, как вид электрической абсорбции 439

**Фрейман** И. Г. О глубине модуляции 220

**Харкевич** А. Экспериментальное исследование некот. свойств репродукторов 305

**Шапошников** А. А. Питание приемных ламп переменным током 676, современные вопросы в технике радиоламп 202, 713

**Шапошников** С. И. Электростатические микрофоны Нижегородской Радиолaborатории им. В. И. Ленина 536

**Ширков** В. В. Коротковолновый генератор, собранный по двухкратной, двухтактной схеме 647, о многократной схеме 8

**Шпильрейн** Я. Н. Ф-ла самоиндукции 717

**Шульгин** В. М. Электролитический генератор электромагнитных колебаний 198

**Яковлев** А. И. Анализ электрической схемы с конденсаторным микрофоном 274.

**Эйленкриг** А. И. Опыт расчета металлической трехгранной мачты (для радиостанции) 470

### Предметный указатель

**Анкера** для деревянных мачт 49  
**Антенна**, «горячая» 552, действующая высота 125, излучение 119, 333, по Пирсу 123, измерение сопротивления излучения 130, коротковолнового передатчика 461, литература 304, передающие, сложные 281, приемная при измерении излучения 136, рамочная 282, 289, 299, расчет направленных 540

**Бакелит**, производство 105

**Векторные диаграммы** 693

**Вестник** теоретической и экспериментальной электротехники (*библ.*) 723

**Взаимоиндукции**, расчет 611

**Волномер**, гетеродин 324, литература 329, с повышенной острой настройки 317

**Волны** высокой частоты, акустические 488, эл.-м., распространение 113

Вольфрам, зависимость сопротивления от температуры 330

Выпрямитель, газовый 218, многокаскадный 563, по многофазной схеме 556, по параллельной схеме 557, по последовательной схеме 560, по схеме с разделенными фазами 569, ртутный 216, 587, электронный 212

Генератор, коротковолновой—см. короткие волны, ламповый—см. ламповый генератор, электролитический 198

Главная Палата мер и весов (Лнгр) 644

Госуд. Экспер. Электротехнич. Ин-т (Мск) 274, 281

Действующая высота—см. антенна

Динактронный эффект 212

Диэлектрик, потери 110, пробой 108, теория поляризации 107

Длина волны, контрольный прибор 139, наимыгоднейшая 252

Долговечность, как ф-ция режима 27, 38, кривая распределения 32, кривая убывания 32, наимывероятнейшая 37

Дроссель с железом, расчет 363

Емкость тел в слоистом диэлектрике, 658, эталонная 113

Жестчение, как вид электрической абсорбции 439

Завод, им. Казицкого (Лнгр) 713, им. Кулакова (Лнгр) 305, Светлана (Лнгр) 676, электровакуумный (Лнгр) 32, 141, 259

Запаздывание в магнитных реле 75

Звук, верхний предел слышимости 43

Излучение, измерение 119, 385, измерение сопротивления 130, при наличии отражающего провода 546, расчет 533, 540

Измерение, длины волны 323, длины волны пьезокварца 234, емкости пьезокварцем 644, из-

лучения 119, 128, 385, параметров пьезокварца 229, 233, протививлений катушек 377

Испарение электронов 18

Использование мощности, коэффициент 559

Истечение, факельное электрическое 652

Катод вольфрамовый, срок службы 16, 32, 102, 103

Катодная лампа—см. лампа электронная

Кварцевый стандартизат. волны—см. стандартизатор кварцевый

Колебания, связанные, незатухающие (библ.) 370

Короткие волны, двухкратный, двухтактный генератор 647, излучение вибратора при наличии отражающего провода 546, Мени (библ.) 242, модуляция 463, передатчик 459, стабилизация 514

Коэффициент использования мощности 559

Лаборатория, выс. част. Госуд. Рентгеновского И-та НКЗдрава (Мск) 43, Зав. Светлана (Лнгр) 676, Токов высокой частоты Главной Палаты мер и весов (Лнгр) 323, Физическая—Рабфака при С.-хоз. Академии им Тимирязева (Мск) 198

Лампа электронная, влияние сдвига фаз «анод-сетка» 188, долговечность 16, 32, 102, 103, 106, заскок потенциала свободной сетки 259, обратные электроны сетки 141, оксидировка нити 713, параметры американских 463, питание переменным током 676, режимы сетки 144, 146, 153, современные вопросы 202, сопротивление 626, устойчивость потенциала сетки 143, устранение паразитов в схемах 371, ф-ла Баркгаузена 159, характеристики двухсетчатых типа «МДС» 3, 7, типа Б—500 479, электровакуумного завода 202

Ламповый генератор, коэффициент полезного действия 171, многократные схемы 8, по двухкратной, двухтактной схеме 647, расчет 157, 164, самовозбуждение 348, стабилизация волны 514

**М**ачта деревянная, выбор системы анкеров 49, пример расчета 63, расчет давления ветра 70, экономические соображения 62

Мачта металлическая, трехгранная, расчет 470

Мачтостроение (*библ.*) 489

Мегомы 112

Металлическая электропроводность см. электропроводность

Метод Великина Я. О. для измерения сопротивлений катушек 377

Метод наводимых эдс для расчета излучения 333

Микрофон, анализ схемы с конденсаторным—274, электростатический 536

Многократные схемы—см. схема

Модуляция, глубина 220, контроль 633, магнитная 240, наимыгоднейшая 224, на коротких волнах 463, построение характеристик 478, применение обратной связи 411

**Научно-испытательный Институт Связи РККА (Мск)** 411

Научно-испытательная станция НКПиТ (Лнгр) 375, 380

Научно-исследовательская кафедра физики в Киеве 330, 485

Нижегородск. Радиолaborатория, см. Радиолaborатория Нижегородская

**Общество Радиоинженеров** 247, 487, 603, 604, 605

Остина формула 251

Отрицательное сопротивление—см. сопротивление отрицательное

**Паразиты в ламповых цепях** 371

Параллельная схема выпрямления 557

Поле, электрическое 658

Поляризация диэлектрика 106, 107

Помех атмосферных ослабление 530

Пьезо-кварц, генератор 324, декремент затухания 234, измерение длины волны 234, 323, измерение емкости 644, контроль длины волны 139, конференция 228, параметры 229, 232, 233, симметрия кристаллов 228, стабилизация волны 238, уравнение движения 229

Пьезо-электрические минералы в СССР 236

**Радиовещание**, в Закавказье 487, в Н.-Новгороде 607

Радиолaborатория, ламповых передатчиков Ленингр. Военной Школы Связи 157, Моск. Высш. Технич. Училища 281, Нижегородская им. В. И. Ленина 3, 86, 107, 139, 189, 244, 245, 333, 363, 439, 495, 514, 530, 536, 540, 546, 552, 556, 573, 587, Политехнического Музея (Мск) 8, Центральная ТЗСТ (Лнгр) 16, 202, 587, 652. См. заводы, Научно-исслед. Институты, Лaborатории

Радиолубительство современное 430

Радиопередача и прием на одну антенну 552

Радио по проводам (*библ.*) 242

Радиоприем ламповый, на переменном токе 676, на «горячую» антенну 552

Радиосвязь, расчет 251

Радиостанция, контроль модуляции 633, МГСПС 478, расчет 688, в г. Хабаровске 459

Радиотелеграфия, ослабление помех 530

Радиотелефонный передатчик, построение характеристик 478, с обратной связью 411

Радиотрансляция 552

Расчет дросселей с железом 363, катушек самоиндукции 380, коэффициентов взаимной индукции 611, металлической мачты 470,



- радиовещательных станций 688,  
сопротивления излучения 333,  
фильтра 86
- Регенератор однолампов. (библ.)  
242
- Реле магнитные замедленного  
действия 75
- Репродуктор, выбор зазора 307, ис-  
следование некоторых свойств  
305, чувствительность 305
- С**вязанные незатухающие коле-  
бания см. колебания
- Сопротивление, вольфрама в за-  
висимости от температуры 330,  
485, для  $k$ -ой гармоники 575,  
излучения в зависимости от уд-  
линения 122, катушек для токов  
высокой частоты 375, отрица-  
тельное 572, отрицательное в  
схемах с пьезокварцем 235
- Способ Зусмановского—см. дина-  
тронный эффект
- Стабилизация коротковолнового  
генератора 514
- Стандартизатор кварцевый 459,  
Лёве 139
- Схема многократная 8, пуш-пулл 9  
С'езд Физиков VI 718
- Т**ехническая энциклопедия см.  
энциклопедия
- ТиТбп № 46—106, юбилей 508,  
603, 604, 605, 606
- У**силители ламповые, пуш-пулл 9,  
при обратной связи 411, теория  
372
- Ф**акельное электрическое исте-  
чение—см. истечение
- Физические основы электро-тех-  
ники (библ.) 241
- Фильтр сглаживающий 86
- Х**арактеристика, модуляционная  
478, цепи 577, электронных ламп  
3, типа «МДС» ТЗСТ 7
- Характерограф тройной 3  
Hochfrequenzmesstechnik (библ.)  
491
- Э**лектрическое поле см. поле
- Электричество № 11—111
- Электровакuumный завод см. завод
- Электронные лампы (библ.) 370
- Электрон. прибор, новый (рефер.)  
111
- Электропроводность металлов 80
- Энциклопедия Техническая (библ.)  
110
- Ю**билей, Нижегородской Радио-  
лаборатории 495, ТиТбп 508,  
603, 604, 605, 606, 712, 713

Издание Нижегородской Радиолaborатории имени В. И. Ленина.

Тираж 1000 экз.

Губаит № 507.

Печатание ТиТбп № 51 закончено 6 февраля 1929 года.

Нижполиграф, Н.-Новгород, Варварка, 32.

**ОТКРЫТА ПОДПИСКА НА 1929 ГОД**

**НА НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ**

**„ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК“,**

**издаваемый Электротехнической и Теплотехнической секциями  
Всеукраинской Ассоциации Инженеров (ВУКАИ)**

---

ЖУРНАЛ ЯВЛЯЕТСЯ ДАЛЬНЕЙШИМ РАЗВИТИЕМ „ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОГО ВЕСТНИКА“, ВСТУПАЮЩЕГО В 4-Й ГОД ИЗДАНИЯ, С РАСШИРЕННОЙ ПРОГРАММОЙ И ОБЪЕМОМ.

---

СОДЕРЖАНИЕ ЖУРНАЛА: ОРИГИНАЛЬНЫЕ И ПЕРЕВОДНЫЕ СТАТЬИ ИЗ ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРОСИЛОВОГО ХОЗЯЙСТВА И ПРОМЫШЛЕННОЙ ЭЛЕКТРО И ТЕПЛОТЕХНИКИ; ЗАМЕТКИ ОБ ЭКСПЛУАТАЦИИ СИЛОВЫХ УСТАНОВОК; СПРАВОЧНЫЕ ТАБЛИЦЫ ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ И ДР. ПРАКТИЧЕСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ; ОБЗОР ЕВРОПЕЙСКОЙ И АМЕРИКАНСКОЙ ТЕХНИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ; ХРОНИКА; ПОЧТОВЫЙ ЯЩИК.

---

ЖУРНАЛ ВЫХОДИТ С ЯНВАРЯ 1929 Г., В КОЛИЧЕСТВЕ 6 НОМЕРОВ В ГОД, В РАСШИРЕННОМ ОБЪЕМЕ ДО 3-Х ПЕЧАТНЫХ ЛИСТОВ В НОМЕРЕ.

---

ПОДПИСНАЯ ПЛАТА С ПЕРЕСЫЛКОЙ И ДОСТАВКОЙ — 4 РУБ.

**ЦЕНА ОТДЕЛЬНОГО НОМЕРА В ПРОДАЖЕ — 75 к.**

---

**ПОДПИСКА ПРИНИМАЕТСЯ**

В КОНТОРЕ ЖУРНАЛА: ХАРЬКОВ, ПРОВИАНТСКИЙ ПЕР., № 3, ВУКАИ. ТЕЛ. 24-52

**УПОЛНОМОЧЕННЫЙ ПО СБОРУ ОБЪЯВЛЕНИЙ ЗАГРАНИЦЕЙ**

**Е. Murawkin, Berlin, NW 6, Marienstrasse, 30.**

ИМЕЮТСЯ КОМПЛЕКТЫ ЖУРНАЛА „ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК“ ЗА 26, 27 И 28 ГГ.

**ИЗДАТЕЛЬ — ВУКАИ**

**Отв. редактор инж. Л. ГЕЙЛЕР**

1 р. 25 к.