

Р. С. Ф. С. Р.

ТЕЛЕГРАФИЯ И ТЕЛЕФОНΙΑ

БЕЗ

ПРОВОДОВ

№ 8. ИЮЛЬ 1920.

ИЗДАНИЕ НАРОДНОГО КОМИССАРИАТА ПОЧТ И ТЕЛЕГРАФОВ.

Печатается при Нижегородской Радиолaborатории.

СОДЕРЖАНИЕ

Измерение малых самоиндукций мостиком Томсона. <i>Проф. Петровского</i>	стр. 184
О приеме на рамку с генератором незатухающих колебаний без катушки связи. <i>Б. Введенского</i>	189
Исследование внутренних явлений в триоде. <i>В. Икклза</i>	195
Об определении постоянных антенны с равномерным распределением емкости и самоиндукции. <i>В. В. Татарина</i>	222
Статический умножитель частоты. <i>Валентина Во- логдина</i>	229
Теория триода. <i>В. К. Лебединского</i>	242
Письмо в редакцию. <i>А. Петровского</i>	253

Измерение малых самоиндукций мостиком Томсона.

Проф. Петровского.

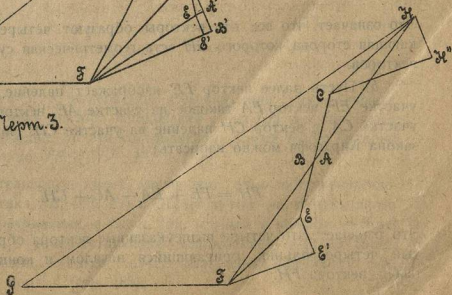
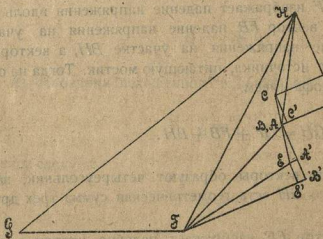
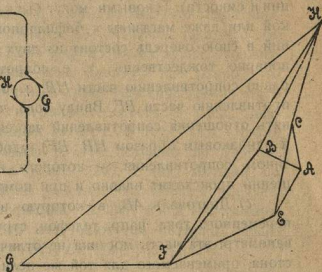
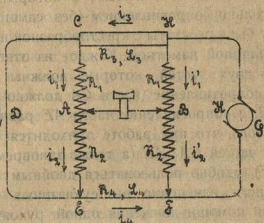
1. Схема измерительного мостика.

Общепотребительный способ измерения самоиндукций есть применение мостика Витстона. Техника выработала специальные приборы, в основание которых положена идея этого мостика, дающие возможность скоро и удобно производить измерения самоиндукций в пределах от $10^{-6} H$ до $10 H$. Однако применение таких приборов при измерении самоиндукций меньших, чем $10^{-6} H$, встречает затруднение в том, что на измеряемую величину, а также и на величину эталона начинают оказывать весьма значительное влияние соседние проводники, а в частности соседние части самого измерительного мостика. Действительно, если измеряемая самоиндукция или эталон, с которым производится сравнение, расположены близко к мостику, то части последнего по прохождении по ним переменного тока, обнаруживают индукционные действия, которые, налагаясь на явление самоиндукции, заметно изменяют наблюдаемый результат; если же, во избежание вышеуказанного влияния, отладить измеряемый прибор и эталон, присоединив их к мостику посредством двойного проводника, то самоиндукция последнего оказывается настолько значительна, что уже не может быть игнорируема. Поэтому я считаю не безинтересным указать на такой способ измерения самоиндукций, при котором соединительные проводники не оказывают влияния на результат. Способ заключается в схеме применения мостика Томсона, питаемого переменным (по возможности синусоидальным) током.

Схема мостика Томсона представлена на черт. 1 (стр. 185). В нем имеются:

а) Главная цепь $GHCDEF$, в которую входят последовательно: источник переменного тока G ; измеряемая самоиндукция HC , соединительный проводник CDE и эталон самоиндукции EF . Эта цепь должна состоять из проводников значительного сечения (не менее 2 мм^2) и питаться током около $5-10 A$ при $500-1000$ периодах в секунду (обыкновенно малые самоиндукции, подвергаемые измерению, свободно выдерживают такую силу тока). Для регулирования силы тока в соединительном проводнике желательно иметь реостат и амперметр. Как измеряемая самоиндукция, так и эталон присоединяются на деле посредством длинных двойных проводников (около 100 см длиной) и

И эта же проф. Тимповенко.



Р 60/3

располагаются в отдалении от мостика и притом в таком положении, чтобы они подвергались наименьшему влиянию м. поля.

b) Два тождественных ответвления CAE и HBF , в которые входят проводники, обладающие только сопротивлением (без самоиндукции и емкости). Таковыми могут быть реостаты с крестообразной намоткой или даже магазины с бифилярной намоткой. Каждое из ответвлений в свою очередь состоит из двух частей, которые должны быть попарно тождественны, т. е. сопротивление части CA должно быть равно сопротивлению части HB , а сопротивление части AE равно сопротивлению части BF . Ввиду того, что при работе приходится изменять отношения сопротивлений частей $CA : AE$ (а также одновременно и одинаковым образом $HB : BF$), удобно пользоваться двойным магазином сопротивления, у которого изменение вышеуказанных отношений происходит плавно и при помощи движения одной рукоятки¹⁾.

с) Диагональ AB , в которую входит чувствительный указатель переменного тока, напр. телефон, струнный или вибрационный гальванометр: эта часть мостика не отличается от таковой мостика Витстона, применяемого для той же цели.

2. Теория.

Теорию измерения легко уяснить при посредстве построения векториальной диаграммы, см. черт. 2 (стр. 185).

a) Пусть вектор $\overline{GF}$ изображает падение напряжения вдоль участка HGF главной цепи, вектор $\overline{FB}$ падение напряжения на участке FB , вектор $\overline{BH}$ падение напряжения на участке BH , а вектор $\overline{GH}$ представляет полную эдс источника, питающую мостик. Тогда на основании 2-го закона Кирхгофа имеем:

$$\overline{GH} = \overline{GF} + \overline{FB} + \overline{BH}.$$

Это означает, что все эти векторы образуют четырехугольник, замыкающая сторона которого $\overline{GH}$ есть геометрическая сумма трех других векторов.

b) Пусть далее вектор $\overline{FE}$ изображает падение напряжения на участке EF , вектор $\overline{EA}$ таковое на участке AE , вектор $\overline{AC}$ таковое на участке CA , а вектор $\overline{CH}$ падение на участке CH . На основании 2-го закона Кирхгофа можно написать:

$$\overline{FH} = \overline{FE} + \overline{EA} + \overline{AC} + \overline{CH}.$$

Это означает, что четыре вышеуказанные вектора образуют незамкнутый четырехугольник, опирающийся началом и концом на начало и конец вектора $\overline{FH}$.

¹⁾ Таков, например, двойной рычажный измерительный мостик Сименс-Гальске.

с) Ясно, что, соединив точки E и C диаграммы прямой линией, мы получим вектор $\overline{EC}$, представляющий падение напряжения вдоль участка CDE , а соединив точки A и B , будем иметь вектор $\overline{AB}$, представляющий напряжение, имеющееся на концах диагонали мостика.

При изменении сопротивлений или самоиндукций проводников, входящих в мостик, векториальная диаграмма изменяет свой вид. Предположим, что, изменяя эти величины, мы добились того, что телефон, включенный в диагональ AC , не издает больше звука. Это означает, что в диагонали AB нет больше тока, или, что все равно, что напряжение между точками A и B равно нулю. При соблюдении этого условия точки A и B должны на диаграмме совпасть, а след., диаграмма принимает вид, представленный на черт. 3 (стр. 185). Кроме того, т. к. ток в диагональ не заходит, то ток, идущий по участку FB , тождествен с током, идущим по участку BH , а ток, идущий по участку EA , тождествен с таковым на участке AC . Отсюда следует, что, если разложить каждое из напряжений $\overline{FB}$, $\overline{BH}$, $\overline{EA}$ и $\overline{AC}$ на ваттную и безваттную составляющие, то они окажутся попарно параллельными, а именно: $\overline{FB^1} \parallel \overline{BH^1}$; $\overline{B^1B} \parallel \overline{H^1H}$; $\overline{EA^1} \parallel \overline{AC^1}$; $\overline{A^1A} \parallel \overline{C^1C}$.

d) Наконец, прилагая 1-ый закон Кирхгофа к точкам C и E , черт. 1 (стр. 185), напомним:

$$\vec{i}_3 = \vec{i} + \vec{i}_1$$

$$\vec{i}_4 = \vec{i} + \vec{i}_2$$

и т. к. на основании изложенного в с) имеем:

$$\vec{i}_1 = \vec{i}_2,$$

то отсюда следует:

$$\vec{i}_3 = \vec{i}_4.$$

Т. е. токи в эталоне и в измеряемой самоиндукции тождественны. Значит, если разложить вектора напряжений $\overline{FE}$ и $\overline{CH}$ на ваттную и безваттную составляющие, то эти составляющие также будут попарно параллельны, а именно: $\overline{FE^1} \parallel \overline{CH^1}$; $\overline{E^1E} \parallel \overline{H^1H}$.

e) В действительности имеет место еще одно обстоятельство: именно плечи мостика FB , BH , EA и AC не имеют ни индуктивного ни емкостного сопротивления, а след., ток, идущий в каждом из них, находится в фазе с соответствующим напряжением и имеет лишь ваттную составляющую. В таком случае диаграмма принимает вид, представленный на черт. 4 (стр. 185).

ф) Рассмотрим теперь треугольники FEA и HCA . Эти треугольники подобны, т. к. имеют по равному углу ($\angle FAE = \angle HAC$), заключенному между пропорциональными сторонами ($FA:AH = EA:AC = R_2:R_1$). Отсюда следует, что $\angle AFE = \angle AHC$, иными словами, что $\overline{FE} \parallel \overline{CH}$ и кроме того $\overline{FE}:\overline{CH} = R_2:R_1$.

г) Рассмотрим еще треугольники FE^1E и CH^1H . Т. к. $\overline{FE} \parallel \overline{CH}$, $\overline{FE^1} \parallel \overline{CH^1}$, $\overline{E^1E} \parallel \overline{H^1H}$, то они также подобны, а потому их стороны пропорциональны, т. е. $\overline{FE^1}:\overline{CH^1} = \overline{E^1E}:\overline{H^1H} = \overline{FE}:\overline{CH}$.

Но, согласно построению, длины этих векторов равны:

$$\overline{FE^1} = R_4 i_4$$

$$\overline{E^1E} = L_4 \omega i_4$$

$$\overline{CH^1} = R_3 i_3$$

$$\overline{H^1H} = L_3 \omega i_3$$

Т. к. $i_3 = i_4$, то, подставляя в пропорцию и упрощая ее, получаем:

$$\frac{R_3}{R_4} = \frac{L_3}{L_4} = \frac{R_1}{R_2}$$

Это и есть искомое условие равновесия.

О приеме на рамку с генератором незатухающих колебаний без катушки связи.¹⁾

Б. Введенского.

1. Известно, что при приеме на рамку посредством детектора или же усилителя как обычного, так и снабженного автогенератором, существуют два (и только два) вполне определенных положения плоскости рамки (П. Р.), из которых одно соответствует минимуму а другое—максимуму слышимости. То же самое имеет место и при приеме с гетеродином, если последний снабжен специальной катушкой связи, *вращающейся вместе с рамкой*. Однако, такая катушка, усложняя установку, совершенно не является необходимой, и в большинстве случаев гораздо удобнее обходиться без нее, заставляя гетеродин действовать на рамку непосредственно полем своих катушек. В этом же случае максимальной и минимальной слышимости соответствуют по *два* положения П. Р., иначе говоря, по две пары углов отсчета. Углы отсчета, принадлежащие одной и той же паре, попрежнему разнятся друг от друга на 180° , что же касается до углов различных пар, то их разность изменяется сообразно приводящим условиям (см. ниже); в частности угол между максимальным и минимальным положениями П. Р. вообще не равен 90° .

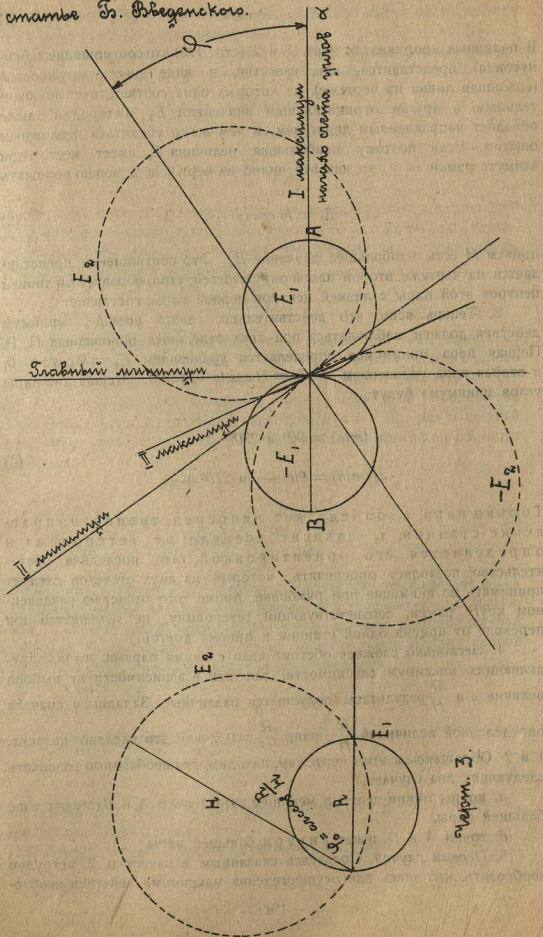
При повороте генератора в горизонтальной плоскости один из минимумов перемещается, тогда как другой остается неизменным. Из максимумов один смещается всегда, другой же, смотря по обстоятельствам, может иногда оставаться неизменным. Ниже приводится теоретический разбор явления, подтверждаемый наблюдениями.

2. Биения, возбуждающиеся в рамке при одновременном воздействии принимаемой станции и гетеродина, имеют, как известно, амплитуду, равную удвоенной величине амплитуды той из обоих налагающихся эдс, интенсивность которой меньше. Пусть величина амплитуды эдс на зажимах конденсатора рамки, возникающей под действием принимаемой станции при данном азимуте рамки, будет E_1 , соответствующая величина для гетеродина пусть будет $(-E_2)$. Эти величины будут изменяться вместе с изменением азимута рамки, завися только от азимута; пусть наибольшая величина E_1 будет R (когда плоскость рамки проходит через принимаемую станцию), и пусть при этом для простоты азимут рамки α равен 0. Тогда для любого азимута можно положить

¹⁾ Доложено на заседании РОРИ в мае 1920 г.



У станбе Ђ. Беженског.



судом. 2.

судом. 3.

$$E_1 = R \cos \alpha. \quad (1)$$

В полярных координатах черт. 1 и 2 (стр. 190) это соотношение (косинусоида) представится, как известно, в виде двух окружностей (сплошная линия на чертеже), из которых одна соответствует положительным, а другая отрицательным значениям E_1 . Гетеродин также обладает направленным действием, в чем легко убедиться несложным опытом. Если поэтому наибольшая величина E_2 имеет место при азимуте рамки = φ , то, как это видно из черт. 1 и 2, можно положить

$$E_2 = H \cos (\alpha - \varphi), \quad (2)$$

причем H есть наибольшее значение E_2 . Это соотношение представляется на чертеже второй парой окружностей; угол, образуемый линией центров этой пары с линией центров первой пары, составляет φ .

3. Теперь ясно, что действительно, говоря вообще, минимум действия должен наблюдаться при двух отдельных положениях П. Р. Первая пара минимумов определяется уравнением $E_1 = R \cos \alpha = 0$, а вторая пара уравнением $-E_2 = H \cos (\alpha - \varphi) = 0$. Отсюда две пары углов минимума будут:

$$\begin{aligned} \alpha_1 (\min) &= 90^\circ \text{ и } 270^\circ \\ \alpha_2 (\min) &= 90^\circ + \varphi \text{ и } 270^\circ + \varphi. \end{aligned} \quad (3)$$

Только пара α_1 определяет непосредственно направление станции; α_2 зависит всецело от гетеродина и определяется его ориентировкой. Это последнее обстоятельство позволяет определить, который из двух отсчетов следует принимать во внимание при румбовке. Кроме того отсчет на разделенном круге рамки, соответствующий гетеродину, не изменяется при переходе от приема одной станции к приему другой.

4. Несколько сложнее обстоит дело с двумя парами углов, определяющих максимум слышимости, так как в зависимости от выбора величин φ и $\frac{R}{H}$ результаты получаются различные. Зададимся сначала определенной величиной $\frac{R}{H}$, напр. $\frac{R}{H} = 0,5$, как это сделано на черт. 1 и 2. Обращаясь к этим чертежам, находим, что необходимо различать следующих два случая:

а. концы линии центров меньшей пары (точки A и B) лежат вне большей пары,

б. точки A и B лежат внутри большей пары.

5. *Первый случай.* Пользуясь сказанным в начале п. 2, нетрудно сообразить, что здесь для осуществления максимума действия необхо-

димо равенство обеих величин E_1 и E_2 , каковое имеет место прежде всего в двух точках пересечения C и D .

Поэтому первая пара максимумов, определяемая этими точками, аналитически представляется уравнением:

$$R \cos \alpha = H \cos(\alpha - \varphi)$$

или

$$\frac{R}{H} - \cos \varphi = \frac{\sin \varphi}{\sin \alpha} \quad (4)$$

Получающиеся отсюда два значения α_1 разнятся друг от друга на 180° и соответствуют одному и тому же положению плоскости рамки.

Вторая пара точек пересечения, имеющаяся на чертеже (точки C^1 и D^1), соответствует уравнению

$$E_1 = -E_2.$$

Однако, перемена знака выражает лишь изменение фазы одного из взаимноналагающихся колебаний на 180° , что не играет роли в вопросе о получении биений, так как, в виду существующего различия в периодах обоих слагающихся колебаний, через некоторый промежуток времени непременно осуществится равенство $E_1 = +E_2$, раз в данный момент имеет место $E_1 = -E_2$. Поэтому мы имеем для второй пары максимумов:

$$R \cos \alpha = -H \cos(\alpha - \varphi)$$

или

$$\frac{R}{H} + \cos \varphi = \frac{\sin \varphi}{\sin \alpha} \quad (5)$$

Аналитическое условие для границ применимости формул (4) и (5), т.е. для того, чтобы точки A и B лежали вне больших окружностей, таково: границей между первым и вторым случаем является случай переходный, когда точки A и B лежат на самих окружностях первой пары; этот случай характеризуется двумя условиями:

$$E_2 = H \cos(\alpha - \varphi_0) = R \text{ и } \alpha = 0;$$

откуда для переходного значения φ_0 угла φ имеем:

$$\cos \varphi_0 = \frac{R}{H}; \quad (6)$$

сравни также черт. 3 (стр. 190). При всех значениях $\varphi_0 < (\varphi) < 180^\circ - \varphi_0$ имеем *первый случай*; тогда как

6. *Второй случай* характеризуется неравенством:

$$0 < (\varphi) < \varphi_0.$$

Очевидно, что для второй пары максимумов здесь можно повторить прежние рассуждения черт. 2 (стр. 191). Следует однако заметить, что по мере приближения угла φ к своему нижнему пределу, т. е. к нулю, точка C^1 (а также и D^1) стремится слиться с началом координат, вследствие чего вторая пара максимумов в конце концов сливается с соответствующей принимаемой станцией парой минимумов. Разумеется, что, по мере сближения этой пары максимумов с минимумами, интенсивность максимумов, постепенно слабея, падает в результате до нуля, так что в этом предельном случае остается только одна пара максимумов. Очевидно, что в этом случае ($\varphi=0$) остается на лицо только одна пара также и минимумов.

7. Переходим теперь к первой паре максимумов для этого случая. Из чертежа 2 видно, что здесь „максимальное“ направление рамки определяется условием $\alpha=0$, т. е., что в этом случае при максимальном действии плоскость рамки проходит через принимаемую станцию. Пока φ остается в указанных пределах, изменение ориентировки гетеродина не изменяет положения этого максимума (тогда как максимумы первой пары перемещаются). Так как в этом случае слышимость, очевидно, наибольшая, то гетеродин желательно ориентировать так, чтобы φ попало в указанные пределы. Полезно также по возможности расширить эти пределы, для чего необходимо по возможности уменьшать величину отношения $\frac{R}{H}$ (см. ур. 6), т. е. увеличивать амплитуду колебаний гетеродина.

Во всем изложении мы молчаливо предполагали, что возбуждаемые гетеродином колебания более мощны, чем возбуждаемые станцией, как это, вероятно, всегда имеет место на практике. При обратном предположении все рассуждения остаются прежними, лишь гетеродин и принимаемая станция обменяются ролями.

8. Измеряя положение максимумов второй пары можно произвести относительное определение интенсивности приходящих колебаний. Действительно, уравнение (5) дает

$$\frac{R}{H} = -\cos \varphi - \sin \varphi \cdot \operatorname{tg} \alpha_2 \quad (max).$$

Так как φ можно определить из наблюдения обоих минимумов, а $\alpha_2 \quad (max)$ определяется непосредственно, то уравнением отношение $\frac{R}{H}$ вполне определяется. Если же каким либо образом определить величину H , то R определяется и по абсолютной величине. Насколько подобный способ может заменить обычный способ „параллельных омов“, я предполагаю выяснить в ближайшем будущем.

Исследование внутренних явлений в триоде.

В. Икклз'а.

Основной вид триода.—Пространственный заряд; его теория и основные свойства для плоских и цилиндрических электродов.—Геометрическая теория контрольного электрода.—Теория контроля при условии существования пространственного заряда: подсчет электрического поля при плоских и цилиндрических электродах.—Теоретический вывод уравнения характеристики триода.—Опытное подтверждение; определение числа электронов в потоке с катода.—Замена семейства характеристических кривых, соответствующего накалу, одной общей кривой.—Значение падения потенциала вдоль нити.—Значение неравномерности температуры нити; опытное определение степени неравномерности температуры.

В своих наиболее употребительных формах, триод состоит из накаливаемой вольфрамовой нити, металлической пластинки или цилиндра из тугоплавкого металла и сетки; все это заключено в сосуд с очень сильным разрежением. В способах применения, которые мы будем изучать, пластинка или цилиндр, поддерживается под положительным электрическим потенциалом относительно сетки, в то время как сетке сообщается вольтаж значительно меньший, чем пластинке.

Весь ток через разреженное пространство переносится электронами, произведенными „испарением“ из накаливаемой нити. Нить почти всегда нагревается независимым током, но в исключительных типах триода источником электронов может быть пластинка, накаливаемая или электрически, или зажигательным стеклом; поэтому вообще лучше называть источник электронов просто катодом трубки. Пластинка или цилиндр, может быть названа анодом, какая бы ни была его форма. Третий электрод, который, как уже сказано, обыкновенно представляет собою сетку между катодом и анодом, может в действительности быть проводником любой формы и даже может и не находиться между анодом и катодом. Так как ее функция есть регулировка или контролирование потока электронов от катода к аноду, то она может быть вообще названа контрольным электродом. Названия анод и катод взяты из общей электрической терминологии и обозначают, что ток, проходящий через разреженное пространство, считается входящим в него через пластинку и покидающим его через нить.

Действие триода зависит главным образом от двух явлений—одного, известного под названием „пространственного заряда“ и объясненного своим происхождением электрическому отталкиванию между свободными электронами, и другого, которое может быть названо „экранирующим действием“, производимым контрольным электродом на катод и на пространственный заряд вблизи него. Предмет нашей статьи—изучить эти явления и их количественные зависимости.

Теория пространственного заряда.

Сперва предположим, что катод и анод—две параллельные плоскости. Сечение их показано на черт. 1 стр. 198, где x_a —расстояние между плоскостями и x расстояние от катода до рассматриваемого плоского слоя пространства между анодом и катодом.

Предположим, что на накаленном катоде поддерживается нулевой потенциал, а на пластинке потенциал на v_a вольт выше катода. Электрическая сила во взятом слое будет F , она направлена от анода к катоду, и поэтому механическая сила на электрон, находящийся в этом слое, будет направлена к аноду и равна Fq , где q —величина отрицательного заряда электрона. Когда режим установится, через каждый квадратный сантиметр каждой плоскости между катодом и анодом и параллельной им будет проходить ток i . Пусть число электронов на кубический сантиметр в рассматриваемом слое будет n и скорость электронов в нем,двигающихся к аноду, будет u .

Заметим, что, вследствие того, что положительное направление F было взято противоположным направлению возрастания x , знак минус, обычно появляющийся перед производными, в уравнениях отсутствует. Это очень удобно для настоящей задачи, где мы все время имеем дело с отрицательным электричеством.

Уравнение, связывающее плотность тока i с потенциалом v на расстоянии x от катода, было дано Чайлд'ом в „Physical Review в 1911 г. (стр. 498) и Лэнгмюр'ом в том же журнале в 1913 г. (стр. 450). Это уравнение имеет вид:

$$v = (i/A)^{2/3} x^{4/3},$$

или

$$i = A v^{3/2} / x^2.$$

Величина A в практических единицах $= 2,33 \times 10^{-6}$.

При выводе этого уравнения скорость выходящих из катода электронов принималась незначительной, близкой к нулю. Электрическое поле на поверхности катода должно быть поэтому равным нулю, если не взят ток насыщения. Действительно, положим, что ток достаточно ниже величины насыщения; тогда нитью излучается больше электронов, чем доставляется аноду, а разность постоянно возвращается к катоду. Это имеет место, потому что малейшее накопление излишних электронов немедленно ведет к созданию вблизи катода электрического поля, которое отталкивает новые электроны назад; поэтому накопление свободных электронов автоматически предотвращается, и электрическое поле не имеет возможности сделаться отличным от нуля. Если же, однако, приложенный между электродами вольтаж больше, чем это необходимо для получения тока насыщения, то у катода будет существовать положительное поле, которое могло бы унести более

электронов, чем в действительности излучается. Это условие нулевого поля у катода, а также нулевого вольтажа, должно быть удовлетворено.

Мы можем рассматривать уравнение, связывающее v , i , x , как показывающее вольтаж, при котором анод, помещенный на расстоянии x от катода, создает постоянный ненасыщающий ток i ; иначе говоря, когда мы замечаем ток плотности i , переносимый электронами между двумя параллельными плоскостями на расстоянии x друг от друга, мы из этого уравнения знаем вольтаж между плоскостями. Из уравнения (v , i , x) мы, очевидно, можем получить распределение F , n и u . Мы находим

$$F = \frac{4}{3\pi} \left(\frac{i}{A} \right)^{2/3} x^{1/3},$$

$$nq = \frac{\kappa}{9\pi} \left(\frac{i}{A} \right)^{2/3} x^{2/3},$$

$$u = \frac{9\pi}{\kappa} A^{2/3} i^{1/3} x^{2/3},$$

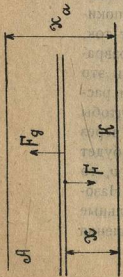
где κ — диэлектрическая постоянная разреженного пространства. Распределение этих количеств между электродами дано приближительными кривыми на черт. 2 стр. 198. Полный заряд в движении, в каждый момент, через единицу поверхности пластин, получается интегрированием nq относительно x :

$$\frac{\kappa}{3\pi} \left(\frac{i}{A} \right)^{2/3} x^{1/3}$$

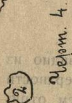
и пропорционален величине поля у анода. Это прямо очевидно из соображения, что фарадеевские линии покидают единицу поверхности анода в числе $\kappa F/4\pi$ и все они, т. е. сказ., заняты доставкой отрицательного электричества в пространстве между пластинами.

В предыдущих строках мы представляли электроны обладающими незначительной скоростью при их выходе с поверхности катода. Отбросим теперь это ограничение и предположим, что все они покидают катод с одной и той же скоростью u_1 . Если проходит ток, меньший тока насыщения, то много электронов должно быть возвращено к катоду вследствие отрицательного электрического поля и это поле должно быть обязано накоплению электронов на некотором расстоянии от катода. В этом месте поле должно равняться нулю (чтобы накопление было возможно); так как F меняет знак и проходит через нуль, часть электронов будет протолкнута к аноду и часть будет отослана обратно к катоду. Так как F является градиентом v , то очевидно, что v будет минимум в этом месте нулевой скорости. Назовем координату этого места x_0 . В виду того, что дифференциальные уравнения должны оставаться в силе, изменение старого решения

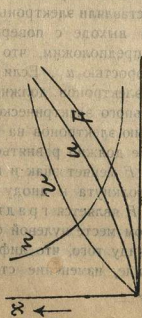
и мановое. В. Умис'а.



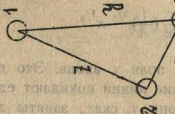
Черт. 1



Черт. 2



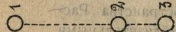
Черт. 3



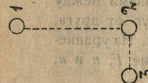
Черт. 4



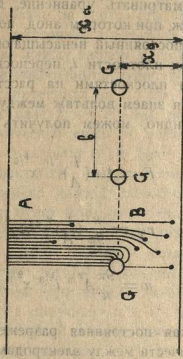
Черт. 5



Черт. 6

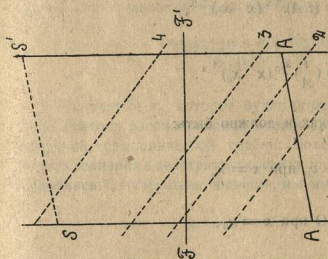


Черт. 7

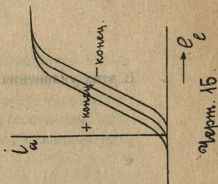


Черт. 8

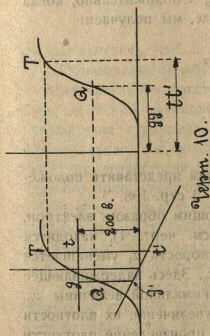
H. crumbe. B. Wicks'a



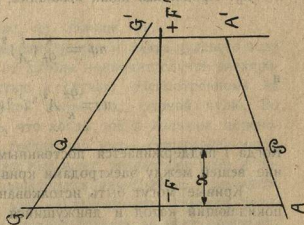
черт. 14.



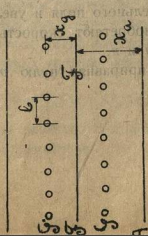
Черт. 15.



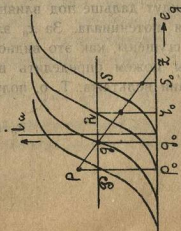
Четв. 10.



Черн. 13.



Черт. 8.



улету. 6.

должно быть сведено к введению в соответствующие места вспомогательных постоянных. Исследование показывает, что мы можем написать:

$$v + v_0 = (i/A)^{2/3} (x - x_0)^{4/3},$$

откуда

$$F = \frac{4}{3} \left(\frac{i}{A} \right)^{2/3} (x - x_0)^{1/3}.$$

В этих уравнениях мы имеем, как и должно быть:

$$v = -v_0 \text{ при } x = x_0$$

и

$$F = 0 \text{ при } x = x_0,$$

в то время, как F отрицательно когда $x < x_0$ и положительно, когда $x > x_0$. Продолжая наши выкладки, как прежде, мы получаем:

$$nq = \frac{\kappa}{9\pi} \left(\frac{i}{A} \right)^{2/3} (x - x_0)^{-2/3}$$

и

$$u = \frac{9\pi}{\kappa} A^{2/3} i^{1/3} (x - x_0)^{2/3}.$$

Когда i поддерживается постоянным, мы можем представить положение вещей между электродами кривыми черт. 3 стр. 198.

Кривые могут быть истолкованы следующим образом: электрон, покидающий катод и движущийся кверху (см. черт. 1), находится в задерживающем поле, которым начальная скорость u_1 уменьшается до нуля за то время, как он доходит до x_0 . Здесь задерживающее поле меняет знак и потенциал достигает минимальной величины v_0 . Следствием замедления электронов является увеличение их плотности n в x_0 до очень большой величины, при чем произведение плотности на скорость, конечно, остается постоянным, т. к. ток, создаваемый их движением, постоянен. Некоторые из этих накапливающихся электронов могут быть предположены рано или поздно возвращающимися к катоду, другие идут дальше под влиянием положительного поля и увеличивающегося потенциала. За x_0 электроны приобретают скорость и уже не так сгущены, как это видно из кривых u и n .

Мы можем определить величину x_0 , приравняв нулю v и x в уравнении вольтажа. Т. о. получаем:

$$x_0^2 i = A v_0^{3/2}.$$

В практических единицах $A = 2,33 \cdot 10^{-6}$, и известно, что средняя скорость электронов, испускаемых катодом, при температуре 2500°K соответствует $\sim 0,2$ вольта. Предположим, что в некотором частном случае $i = 2$ миллиамперам. Тогда

$$x_0 = \frac{(2,33 \cdot 10^{-6} \cdot (0,2)^{3/2})^{1/2}}{2 \cdot 10^{-8}} = \sim 10^{-2} \text{ см.}$$

Расстояние x_0 , которое будет порядка десятой миллиметра, может быть поэтому рассматриваемо малым сравнительно с размерами обыкновенной термionicеской трубки. Более точный расчет показывает, что эта величина в действительности скорее меньше, чем больше; воспользовавшись полученными числами, мы имеем, когда $i = 2$ миллиамперам,

$$v + 0,2 = 74 (x - 0,01)^{4/3}$$

$$F = 99 (x - 0,01)^{1/3}$$

Нужно заметить, что x_0 тем меньше, чем больше ток.

Образование места накопления электронов и места нулевого поля на незначительном расстоянии x_0 от катода приводит случай электронов с конечной начальной скоростью к случаю, рассмотренному на предыдущих страницах, с начальной скоростью, равной нулю. Во всяком случае, мы можем сказать, что когда ток и вольтаж, переносимые пространственным зарядом, достаточно малы, существует место нулевого поля; увеличение вольтажа вызывает увеличение тока и соответственное увеличение числа движущихся электронов; если число электронов будет недостаточным для восстановления нулевого поля, то градиент потенциала сделается положительным во всем пространстве; тогда ток будет насыщенный.

В предыдущем рассмотрении было предположено, что скорость выхода электронов имеет определенную величину u_1 , одинаковую для каждого электрона. Это не верно, т. к. в действительности испаряющиеся электроны имеют разные скорости, меняющиеся в больших пределах. В результате этого, вместо слоя скопленных электронов бесконечно-малой толщины и бесконечно-большой плотности на определенном расстоянии x_0 , мы ожидаем не резко определенное пространство конечной толщины и плотности, в котором накапливается достаточное число электронов, чтобы создать отрицательное электрическое поле, нужное для обратного отталкивания электронов к катоду.

Катод и анод — концентрические цилиндры.

Для электродов формы, рассмотренной на предыдущих страницах и иллюстрированной на черт. 1, мы применили анализ, который может

быть распространен и на случай цилиндрических электродов; но полное рассмотрение вопроса требует более математических выкладок, чем это желательно в настоящей статье. Читатели могут обратиться к статье Лэнгмюра, в *Physical Review* (ноябрь и декабрь, 1913), где показано, что, когда радиус нити меньше, чем $1/10$ радиуса цилиндрического анода, ток j на см длины концентрических электродов приближается к величине, даваемой уравнением:

$$j = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{q}{m \cdot \kappa}} \frac{v^{3/2}}{x}$$

если отношение радиуса нити к радиусу анода делается все меньше. Здесь x —расстояние от некоторой точки до оси нити и v потенциал ее относительно нити.

Плотность тока в некоторой точке, удаленной от нити на расстояние x , дается выражением:

$$i = \frac{j}{2\pi x} = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{q}{m \cdot \kappa}} \frac{v^{3/2}}{x^2}$$

В практических единицах формулы принимают вид:

$$j = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{v^{3/2}}{x}$$

$$i = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{v^{3/2}}{x^2}$$

Когда радиус цилиндрического анода не очень велик сравнительно с радиусом катода, в обе формулы вводится поправочный множитель. Он зависит от отношения радиуса анода x к радиусу катода r следующим образом:

r/x	0,067	0,10	0,15	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0
множитель	1,02	1,06	1,18	1,32	1,75	2,41	3,61	6,00	10,9	23,3	∞

Эта таблица может применяться при грубых подсчетах и в том случае, когда, напр., катод имеет форму спирали, извилистую, или состоит из нескольких параллельных нитей.

Теория контрольного электрода.

Представим себе в пространстве три проводника, как показано на черт. 4 стр. 198, и положим, что каждому из них сообщен электрический заряд.

Мы предположим, что проводнику 1 сообщен много больший электрический потенциал, чем 2 и 3, и что мы желаем узнать зависимость между зарядом на 2 и вольтажами между тремя телами. Мы знаем из элементарной электростатической теории, что q_2 , заряд проводника 2, дается след. уравнением:

$$q_2 = c_{12} v_1 + c_{22} v_2 + c_{23} v_3,$$

где v_1, v_2, v_3 — абсолютные электрические потенциалы трех проводников и c_{12}, c_{22}, c_{23} коэффициенты потенциальные. Положим, что потенциал 1 относительно проводника 2 поддерживается соединительной проволокой, проходящей из 2 через батарею вольтажа e_1 к проводнику 1, и что подобная же проволока и батарея напряжением v_3 соединяет 2 с 3. Тогда

$$v_1 = e_1 + v_2 \text{ и } v_3 = e_3 + v_2.$$

Емкость соединительных проводников и батарей предположена незначительной сравнительно с таковой проводников 1, 2 или 3. Вышеуказанное уравнение принимает вид:

$$q_2 = c_{12} e_1 + c_{23} e_3 + (c_{12} + c_{22} + c_{23}) v_2.$$

Если мы примем потенциал v_2 за нуль эл. потенциала для нашей задачи, мы имеем:

$$q_2 = c_{12} [e_1 + (c_{23}/c_{12}) e_3].$$

Обозначим отношение c_{23}/c_{12} буквою g и тогда уравнение примет вид:

$$q_2 = c_{12} (e_1 + g e_3).$$

Это уравнение показывает, что когда e_1 увеличивается, положим на один вольт, прежняя величина заряда q_2 может быть поддерживаема уменьшением e_3 на одну g -ую часть вольта. Другими словами, если рассматривать действие на проводник 2, один вольт на 3 производит действие, равное g вольт на 1. Число g может быть и может не быть больше единицы—это зависит от электро-геометрических постоянных c_{12} и c_{23} , которые называются иногда „взаимными емкостями“.

Чтобы сделать предмет менее смутным, мы можем взять простой случай и произвести вычисления. Пусть три проводника будут сферами радиуса r_1, r_2 и r_3 , разделенными расстояниями x, y и z , много большими, чем радиус наибольшего шара, как показано на черт. 5 стр. 198. Согласно основному принципу электростатики, электрический потен-

циал некоторой сферы, скажем № 1, получается алгебраическим сложением скалярных величин потенциалов, обязанных заряду на самом № 1, заряду на 2 и на 3. Поэтому

$$v_1 = \frac{q_1}{r_1} + \frac{q_2}{z} + \frac{q_3}{y}.$$

Аналогично:

$$v_2 = \frac{q_1}{z} + \frac{q_2}{r_2} + \frac{q_3}{x},$$

$$v_3 = \frac{q_1}{y} + \frac{q_2}{x} + \frac{q_3}{r_3}.$$

Решая эти уравнения относительно q_2 , мы находим (пренебрегая постоянным множителем ненужным в нашем настоящем применении), что

$$q_2 = - \left(\frac{1}{z r_3} - \frac{1}{xy} \right) v_1 + \left(\frac{1}{r_1 r_3} - \frac{1}{y^2} \right) v_2 - \left(\frac{1}{x r_1} - \frac{1}{yz} \right) v_3.$$

Коэффициенты при v_1 , v_2 и v_3 суть потенц. коэффициенты и, сравнивая с общим уравнением для q_2 , мы видим, что в нашей настоящей задаче

$$g = \frac{\frac{1}{x r_1} - \frac{1}{yz}}{\frac{1}{z r_3} - \frac{1}{xy}}.$$

Для численного примера возьмем $r_1 = r_2 = r_3$, т. е. пусть все сферы будут одинакового радиуса; тогда

$$g = \frac{yz - r}{xy - r} = \sim \frac{yz}{xy} = \sim \frac{z}{x}.$$

Этот результат показывает, что, когда проводники малы сравнительно с расстоянием между ними, величина g равна отношению расстояний 1 и 3 от 2 и не зависит от расстояния 1 от 3. Например, если $z = 3x$, как во всех случаях черт. 6 стр. 198, величина $g = 3$ и поэтому действие на заряд на 2 проводнике, одного вольта, приложенного между 3 и 2, соответствует 3 вольтам, приложенным между 1 и 2.

В этом рассуждении проводник 1 аналогичен аноду триода, 2 соответствует катоду и 3—контрольному электроду. Заряд q_2 на катоде, равный числу линий электрической силы, заканчивающихся на катоде, может быть взят, как мера среднего электрического поля вблизи анода.

Все это приложимо строго к триоду в холодном состоянии; но когда катод излучает электроны, присутствие пространственного заряда должно иметь свое действие — например, хорошо известно, что взаимная емкость между электродами обыкновенной триодной лампы в два—четыре раза больше при наличии пространственного заряда, чем без него.

Мы могли бы попытаться дать теорию контроля намеченным выше образом. В особенности, мы сейчас же могли бы использовать известное решение, данное Максвеллом по вопросу об экранирующем действии сетки из равных, параллельных и равноотстоящих проволок, помещенных между и параллельно плоскими анодом и катодом (Maxwell „Electricity and Magnetism“, p. 248, первое издание). Присутствие пространственного заряда, в особенности сгущение электронов вблизи нити, принуждает нас, однако, применить прямой метод вычисления, предпочитая его попыткам применения геометрического анализа.

Триод с плоскими электродами.

Мы предположим сперва, что катод и анод суть параллельные плоскости бесконечного протяжения и сетка состоит из равноотстоящих друг от друга параллельных проволок с осями, расположенными в плоскости, параллельной электродам. Катод предполагается излучающим электроны равномерно по всей поверхности.

Мы начнем с попытки изобразить мгновенное расположение электрического поля между электродами. Предполагаемая форма силовых линий показана на черт. 7 стр. 198. Так как триод обыкновенно применяется с анодом при значительно более высоком потенциале, чем сетка и катод, фарадеевские линии изображены начинающимися на аноде A и кончающимися на сетке G и на электронах пространственного заряда. Вблизи анода плотность линий равномерна, и линии перпендикулярны к аноду. Они остаются параллельными почти до самых проволок сетки; но здесь радиальное поле, обязанное заряду на сетке, комбинируясь с равномерным полем, дает искривленные линии. Проходя в область между сеткой G и катодом F , поле стремиться снова сделаться равномерным, но, очевидно, оно будет значительно слабее, т. к. много линий уже расположилось вне этой области. Ни одна линия не достигает катода, потому что поле, как мы уже видели, должно быть равно нулю на катоде или вблизи него; можно сказать, что все линии, проникающие за экран, образуемый сеткой, оканчиваются на летящих электронах. На чертеже обозначены точки B , около кото-

рых сетка имеет очень малое влияние. Мы будем брать их за начальные точки при наших вычислениях вольтажей между различными точками в поле.

Пусть x_a представляет собою расстояние между анодом и катодом, x_p —расстояние плоскости сетки¹⁾ от катода, b —расстояние между рядом лежащими проволоками сетки, r —радиус проволоки сетки и v_a, v_b, v_p —потенциалы точек A, B, G относительно катода F . Среди других длин r предположено малым сравнительно с b и b малым сравнительно с x_a и x_p . Приступим теперь к определению вольтажей между точками A и B, B и G, B и F , исходя из того условия, что все фарадеевские линии, оставляющие A , оканчиваются на сетке и на электронах. Чтобы сделать это без большого труда, необходимо в самом же начале сделать несколько упрощающих приближений. Сначала предположим, что электрическое поле постоянно на всем протяжении от A до B ; тогда, если σ —количество электричества на см^2 анода, поле будет $\frac{4\pi}{\kappa}\sigma$, где κ есть диэлектрическая постоянная вакуума, и разность потенциалов между A и B будет:

$$v_a - v_b = 4\pi\sigma(x_a - x_p)/\kappa. \quad (1)$$

Затем, пусть заряд на сантиметр длины каждой проволоки сетки будет Q , тогда, т. к. на 1 см приходится $1/b$ проволок, количество электричества на квадратный сантиметр сетки будет Q/b . Теперь, при определении разности потенциалов между B и G , мы можем представить себе заряд, равный единице количества электричества, двигающийся под влиянием электрической силы, созданной зарядами на всех проволоках сетки, и вычислить произведенную работу. Составляющая вольтажа каждой проволоки будет вида:

$$\frac{2Q}{\kappa} \log \left(\frac{\text{начальное расстояние}}{\text{конечное расстояние}} \right),$$

где расстояние должно быть измерено из центра соответственной проволоки. Сумма всех таких логарифмов будет вида:

$$\frac{2Q}{\kappa} \log \frac{\beta}{r},$$

где β —геометрическая постоянная, которая может быть определена вычислением для любого числа проволок. Для одной проволоки $\beta = \frac{1}{2}b$, для двух проволок, по одной с обеих сторон от B , $\beta = \frac{1}{4}b$ и т. д. Поэтому мы получаем:

¹⁾ Значку p на чертежах 7 и 8 соответствует значек g .

$$v_e - v_p = \frac{2Q}{\kappa} \log \frac{\beta}{r}. \quad (2)$$

Следующим шагом будет определение вольтажа между B и F . Мы сделаем это при помощи уравнения для тока электронов, данного на стр. 196, которое устанавливает, что когда ток электронов плотностью i протекает между двумя параллельными плоскими поверхностями, на одной из которых вольтаж и электрическое поле равны нулю, разность потенциалов

$$v_e = (i/A)^{2/3} x_e^{4/3}. \quad (3)$$

Последнее из нужных нам уравнений будет, как уже объяснено:

$$\begin{aligned} \sigma &= Q/b + \text{весь пространств. заряд} = \\ &= \alpha Q/b, \end{aligned} \quad (4)$$

где α — количество, определяемое из опыта, и очевидно приближающееся к единице, когда пространственный заряд, т. е. ток электронов, очень мал. Опыт показывает, что для большинства типов триода α почти равно единице в больших пределах вольтажа сетки и тока анода, но способ вывода показывает, что α должно увеличиваться с увеличением тока электронов.

Теперь мы имеем четыре уравнения для семи переменных количеств и можем поэтому исключить три из них, положим, σ , Q и v_e . Из первого уравнения мы получаем σ , из второго Q ; вставляя эти значения в четвертое уравнение, имеем:

$$v_a - v_e = \frac{4\pi\alpha(x_a - x_p)}{2b \log \beta/r} (v_e - v_p),$$

или:

$$v_a + gv_p = (1 + g)v_e,$$

где мы ставим для краткости

$$g = \frac{2\pi\alpha(x_a - x_p)}{b \log \beta/r},$$

причем логарифм здесь натуральный.

Применяя третье уравнение, мы получаем

$$v_a + gv_p = (1 + g)(i/A)^{2/3} x_p^{4/3},$$

или

$$i = A \frac{(v_a + g v_p)^{3/2}}{(1 + g)^{3/2} x_p^2}$$

Полученная для плоского триода, эта формула не является практически полезной в ее настоящем виде; т. к. очень мало (если вообще такие приборы были) триодов было сделано с катодом, состоящим из нагретой плоской поверхности. Даже в тех случаях, когда анод и сетка—плоскости, катодом обыкновенно является нить, которая может быть навита зигзагами, образуя ряд V —образных изгибов; и в этом случае формула не приложима с достаточной точностью. Однако, тот же самый метод может быть применен к цилиндрическому триоду; к этому то мы теперь и обратимся.

Цилиндрический триод.

Катодом служит прямая нить, либо спиральная с прямолинейной осью и малым внешним диаметром; анод возьмем в виде кругового цилиндра с его осью, совпадающей с осью катода. Сетка будет спиральной формы, с осью спирали, совпадающей с осью анода и катода, с равноотстоящими друг от друга витками; она находится между катодом и анодом; также можно взять ряд параллельных, находящихся на общей оси и равноотстоящих колец.

На черт. 8 стр. 199 показано сечение триода. Здесь A —анод, F —катод и G —сетка. Если, как обыкновенно, анод находится при высшем потенциале, чем другие электроды, фарадеевские линии, начинающиеся со внутренней стороны анода, образуют сходящееся радиальное электрическое поле, в котором каждая силовая линия оканчивается на сетке или на электроде в области пространственного заряда, проводящего ток. Пусть r будет радиус проволоки сетки, расстояние между соседними витками— b , радиус витка сетки x_p , радиус внутренней поверхности анода x_a . Наконец, пусть заряд на единицу длины анода будет Q_a и заряд на единицу длины проволоки сетки будет Q . Значит, заряд на единицу длины спиральной сетки приблизительно будет:

$$2\pi x_p Q/b.$$

Далее анализ будет такой же, как и в случае плоского триода; только в настоящем случае потенциал между A и B обязан радиальному полю, почему разность потенциалов выражается логарифмом. А именно:

$$v_a - v_b = \frac{2Q_a}{\kappa} \log \frac{x_a}{x_p}$$

Следующее уравнение, на тех же основаниях, что и раньше:

$$v_e - v_p = \frac{2Q}{\kappa} \log \frac{\beta}{r};$$

из свойств тока электронов, протекающего между цилиндрами, мы имеем:

$$v_e = (j/2\pi A)^{2/3} x_p^{2/3}.$$

Условие, что силовые линии, оставляющие анод, все оканчиваются на сетке и в пространственном заряде, может быть изображено:

$$Q_a = 2\pi x_p Q/b + \text{простр. заряд} =$$

$$= 2\pi \alpha x_p Q/b,$$

где α — параметр, определяемый из опыта, обычно немного больший, чем единица.

Из первого, второго и четвертого уравнений мы получаем

$$v_a + g v_p = (1 + g) v_e,$$

где

$$g = \frac{2\pi \alpha x_a}{b} \cdot \frac{\log(x_a/x_p)}{\log \beta/r}.$$

Заменяя v_e его значением, мы получаем в конце концов:

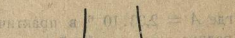
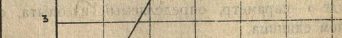
$$j = 2\pi A \frac{(v_a + g v_p)^{3/2}}{(1 + g)^{3/2} x_p},$$

где $A = 2,33 \cdot 10^{-6}$ в практических единицах. В тех случаях, когда радиус прямолинейной или спиральной нити превышает ~ одну десятую радиуса сетки, необходимо к полученной формуле прибавить поправочный множитель, данный в таблице на стр. 202.

Приведем в виде примера результаты измерений одного приемного триода. В нем $x_a = 0,503$ см, $x_p = 0,23$ см, $b = 0,169$ см, и мы можем по теоретическим соображениям взять $\beta = b/2\pi$. Заменяя буквы в формуле их значениями, получаем:

$$g = 6,71\alpha.$$

30. Умкз'а



На самом деле опыт показал, что g в действительности равно 6,9; отсюда мы заключаем, что количество a приблиз. равно 1,03.

Затем, формула для тока дает, при вольтаже анода = 60 в и при нулевом вольтаже сетки, величину

$$j = 1,31 \text{ мА},$$

если не принимать во внимание размеров катода. В действительности, катодом служит спиральная нить около 0,54 мм радиусом. Поправочный множитель, взятый из таблицы стр. 202, будет около 1,1, что дает

$$j = 1,44 \text{ мА}.$$

Измеренный на опыте ток был 1,65 мА. Этот результат, хотя и не сходится близко с опытом, однако не является неудовлетворительным, если вспомнить о многих обстоятельствах, которыми мы пренебрегали (так напр., конечная длина электродов) при выводе формул.

Некоторые следствия, вытекающие из формы уравнения тока.

В предыдущих строках, где мы оперировали со скалярным электрическим потенциалом чисто теоретически, мы употребляли букву v для обозначения абсолютных величин потенциала. В последующем мы распространим результаты на практические вольтажи, создаваемые батареями, и поэтому будем применять букву e вместо v .

В некоторых отношениях, наиболее замечательной чертой достигнутых математических результатов является выражение тока через триод в виде функции от $e_a + ge_p$. Конечно, было очевидно и без исследования, что ток должен выражаться в форме

$$i_a = F(e_a, e_p),$$

но выяснение способа комбинировки переменных e_a и e_p является очень важным в математическом и физическом отношениях. Это, однако, не дождавшись теоретического открытия, было найдено опытным путем Лэнгмьюр'ом (Proceedings of the Institute of Radio Engineers, p. 278, 1915), который показал, что низшие части характеристических кривых его пентронов следуют уравнению:

$$i_a = A^1 (e_a + ge_p)^{3/2}$$

Ван дер Бильд также дал опытное подтверждение справедливости этого выражения для случая триодов своего собственного расчета в журнале

Proc. of the Inst. of Radio Engineers, Apr. 1919. Этот автор показал кроме того, что низшие величины токов в его триодах следуют уравнению:

$$i_a = A^1 (e_a + ge_p + e_0)^2.$$

Можно найти любое число уравнений типа

$$i_a = A^1 (e_a + ge_p + e_0)^n,$$

подбирая соответственные пары величин параметров e_0 и n ; но уравнение Лэнгмьюр'а имеет то преимущество, что оно обосновывает физически появление показателя $3/2$, именно, явлением пространственного заряда.

Общий вид функции $F(e_a + ge_p)$ заключает в себе обе выше-приведенные формулы и обнимает собою бесконечное число других возможностей, и, кажется, применим в больших пределах, чем уравнение Лэнгмьюр'а, которое уже перестает давать хорошие результаты, начиная с точек сгиба обычных характеристических кривых i_a , вычерченных в зависимости от e_p . Прежде рассмотрения кривых и указания некоторых практических приложений, необходимо вывести некоторые математические следствия из общего вида функции.

Прежде всего очевидно, что многие из положений на стр. 204, 205 и 206, относящихся к общей теории электрического экранирования, сразу же приложимы к току электронов, который проходит через триод, когда составлена наружная цепь и приложен надлежащий вольтаж. В пределах изменения тока меньших, чем ток насыщения, ток может быть получен при весьма различных величинах e_a и e_p ; если, например, $g = 20$, то 100 вольт на аноде с нулевым вольтажом сетки эквивалентно 120 вольтам на аноде при (-1) вольте на сетке и 80 в на аноде с +1 в на сетке. В самом деле, мы можем сказать, что главная функция триода — умножить вольтаж сетки на g , передавать его в цепь анода и наложить его на вольтаж анода. Мы этот „полный вольтаж“ анода будем обозначать символом e_n^1). Тогда уравнение тока будет

$$i_a = F(e_n).$$

Полный вольтаж теперь может быть взят, как новая независимая переменная, и кривые тока можно нанести в зависимости от величин e_n отложенных по оси абсцисс.

Возьмем семейство кривых на черт. 9 стр. 199 и приведем их к новой переменной. Сначала необходимо найти g из кривых. Для этого проведем некоторую линию PRS , чтобы обозначить точки равных токов на разных кривых черт. 9; затем проводим ординаты p_0p , q_0q , и т. д., чтобы представить шкалу вольтажа анода соответствующих кривых и

¹⁾ Значку n на чертеже 15 соответствует значек l .

проводим наиболее подходящую прямую линию через точки p , q и т. д., до пересечения с абсциссой в точке z . Так как эта линия относится к одному и тому же току, то величина $e_a + ge_p$ должна быть постоянною по всей ее длине, так что падение в e_a возмещается g -кратным увеличением e_p . Таким образом, уклон линии, вычисленный в масштабах вольт, есть величина g . Например, предполагая, что вычерченная линия идет через p и что длина p_0z представляет 20 вольт на сетке, величину g получим 250 вольт : 20 вольт = 12,5.

Следующий шаг состоит в вычислении величины $e_a + ge_p$, т. е. e_n для точек кривых семейства либо арифметическим, либо графическим путем. Последний метод показан на черт. 10 стр. 199, где, для ясности построения, взята одна из кривых. Сначала проводится наклонная линия через точку O параллельно линии через z на черт. 9. Ординаты этой линии равны вольтажу сетки, умноженному на g . Тогда через точку q проводится линия с постоянными ординатами, равными вольтажу анода кривой, и для некоторых точек, напр. Q и T , проводим ординаты. Очевидно отрезки между линиями вольтажей, как напр. qq^1 и tt^1 , являются алгебраической суммой e_a и ge_p и поэтому дают величины e_n . Искомая кривая получится перенесением величин тока для полученных новых абсцисс. Это производится на правой стороне черт. 10.

Когда этот процесс применен ко всем кривым черт. 11, результатом является почти совершенная одна кривая, изображенная на черт. 12 стр. 210.

В ней одна кривая заключает в себе все сведения, даваемые семейством первоначальных кривых. Она может быть названа общей характеристической кривой триода для некоторого данного тока в нити. Найдено, что почти прямые части кривых ($i_a e_p$) большинства типов триодов совершенным образом совпадают в общей характеристике, но изогнутые части характеристик сходятся не так близко. Также, ниже некоторого вольтажу анода, ток насыщения принимает меньшие и меньшие величины, в результате чего мы получаем разветвленную часть кривой черт. 12.

Дальнейшее математическое следствие формы нашего уравнения состоит в том, что существует простое соотношение между частными производными i_a , взятыми по e_a и e_p , если рассматривать последние, как независимые переменные. Из

$$i_a = F(e_n)$$

мы выводим

$$\frac{di_a}{de_a} = \frac{di_a}{de_n} \cdot \frac{de_n}{de_a} = \frac{di_a}{de_n},$$

так как

$$e_n = e_a + ge_p.$$

Подобным образом

$$\frac{di_a}{de_p} = \frac{di_a}{de_n} \cdot \frac{de_n}{de_p} = \frac{di_a}{de_n} g.$$

Отсюда

$$\frac{di_a}{de_p} = g \frac{di_a}{de_n}.$$

Мы для краткости будем писать h_a для частной производной по e_a и h_p для таковой же по e_p . В этом обозначении буква h обозначает „увеличение тока анода“ и индекс a —„на единицу увеличения вольтажа анода“; подобным образом истолковывается и h_p . Мимоходом мы можем заметить, что это обозначение находится в полном согласии с обозначениями: g_a и g_p , принимаемыми для подобных же частных производных от тока сетки, с чем приходится встречаться при полном исследовании свойств триодов. Производная h_a есть просто угловой коэффициент в некоторой точке полной характеристической кривой и h_p —угловой коэффициент в некоторой точке кривой из семьи $(i_a e_p)$.

Мы видим, что последний в g раз больше первого, если только ток есть функция $(e_a + ge_p)$; но это заключение не является необходимо верным, когда ток не обладает этим свойством.

В частном случае, даваемом уравнением Лэнгмюр'а:

$$i_a = A^1 e_n^{3/2},$$

мы имеем

$$h_a = \frac{di_a}{de_n} = \frac{3}{2} A^1 e_n^{1/2}.$$

Это указывает, что h_a должно постоянно увеличиваться при увеличении e_n , если явление подчиняется такому уравнению. В действительности, опытные кривые доказывают, что, хотя h_a сначала увеличивается в согласии с формулой, однако остается практически постоянным на сравнительно большом протяжении, не подчиняясь более уравнению Лэнгмюр'а, когда мы подходим к точке насыщения. Можно упомянуть, что возможно найти опытные формулы, которые будут подходить ко всей кривой со средним успехом. Например, некоторые триоды следуют формуле:

$$i_a = i_1 [1 + \tanh(h_a(e - e_1)/i_1)],$$

где e_1 и i_1 относятся к полному вольтажу и току в средней точке кривой; но хотя такие, опытным путем полученные, формулы могут

быть полезны для целей расчета, они не имеют физического смысла и ничего не объясняют.

Значение падения потенциала вдоль нити.

Когда катод есть нить, нагреваемая электрически, существует вдоль нити падение потенциала, количественно равное четырем или шести вольтам в малых триодах и доходящее до двадцати или сорока вольт в больших. Необходимо исследовать действие этого падения потенциала на полную характеристику. На черт. 13 стр. 199 FF^1 представляет длину нити (при чем F —отрицательный и F^1 —положительный конец) цилиндрического триода. Положим, что на аноде и на сетке имеется некоторый определенный вольтаж относительно отрицательного конца нити и пусть избыточные voltaжи этих электродов относительно некоторой точки нити изображаются ординатами соответствующих точек линии FF^1 . Например, в конце F нити, конец анода будет иметь потенциал на e_a вольт выше потенциала нити и потенциал конца сетки выше на e_p вольт; в конце F^1 потенциал анода выше на $e_a - e_\phi$ вольт относительно этой точки нити и потенциал сетки выше на $e_p - e_\phi$ вольт, где e_ϕ —вольтаж, приложенный к нити для поддержания в ней тока. Чтобы диаграмма могла сразу же дать полный вольтаж, мы будем откладывать $g \times$ вольтаж сетки вверх от оси нити и вольтаж анода вниз. Это сделано в G и G^1 и в A и A^1 . Сразу же видно, что относительный вольтаж для данной точки нити в плоскости, проведенной перпендикулярно к нити через данную точку, выразится соответственной ординатой, заключенной между прямыми GG^1 и AA^1 . В точке, находящейся на расстоянии x от конца F полный вольтаж относительно нити будет дан длиной PQ . Так как уклон линии анода будет $\frac{e_\phi}{l}$ и таковой линии сетки $-\frac{ge_\phi}{l}$, вольтаж анода будет $e_a - \frac{xe_\phi}{l}$ вольт и вольтаж сетки $ge_p - \frac{xge_\phi}{l}$ „приведенных“ вольт выше нити в плоскости, отстоящей от отрицательного конца на расстоянии x ; l здесь длина нити. Поэтому полный вольтаж выразится:

$$PQ = e_a + ge_p - (I + g) \frac{e_\phi x}{l}$$

в любой плоскости и ток электронов в этой плоскости пропорционален этому выражению в степени три вторых. Полный ток при некоторых данных дается интегрированием ординаты PQ по поверхности AA^1G^1G . Формула получается просто, но здесь она нам не нужна.

При увеличении voltaжа сетки линия GG^1 движется параллельно себе кверху и при увеличении voltaжа анода линия AA^1 передвигается вниз, также параллельно самой себе. Поддерживая постоянным

вольтаж анода и изменяя вольтаж сетки от крайних отрицательных до крайних положительных величин потенциала, мы видим, что линия GG^1 занимает последовательно положения, занумерованные на черт. 14 стр. 199 цифрами 1, 2, 3, 4. Пространство, проходимое движущейся линией, сначала будет быстро увеличивающимся треугольником, затем постепенно увеличивающейся трапецией и наконец медленно увеличивающейся пятиугольной фигурой, когда пересекается линия SS^1 . Эта линия представляет собою уровень насыщения. Она проводится параллельно AA^1 , потому что ток насыщения достигается на каждом конце при том же самом относительном вольтаже, т. е. вольтаж AS равняется вольтажу A^1S^1 .

Исследование проходимых движущейся линией площадей показывает без особых вычислений, что действие падения потенциала вдоль нити практически относится к изогнутым частям полной характеристики,—на среднюю часть оно не влияет. Это заключение изображено графически на черт. 15, где действительная кривая, которая была бы получена исследователем, принимающим один конец нити за нуль потенциала, показана средней между двумя идеальными кривыми, которые были бы получены с того же самого триода, если, в одном случае, вся нить была под потенциалом, характеризующем на самом деле один конец, и в другом случае, при действительном потенциале другого конца.

Прямолинейная часть характеристических кривых.

Для многих практических целей прямая часть характеристики триода является самой важной частью, и существует много типов триода, где она длиннее, чем искривленные части. В некоторых случаях закон степени $3/2$ применим только для одной шестой характеристики. Очень желательно иметь объяснение этого поразительного отступления от закона степени $3/2$, ибо, при отсутствии понимания причин явления, конструктор триода работает в потемках. Существует много факторов, к которым может быть отнесено явление—факторов, которыми мы пренебрегали в нашем анализе; среди них, например, конечность длины электродов и соответственно неправильное электрическое поле, магнитное действие тока нити, протекание электронов направо и налево вдоль нити, распределение скорости электронов при их излучении, возникновение вторичных электронов, пространственный заряд, который сопровождает ток сетки, охлаждение концов нити и другие.

Мы уже исследовали действие падения потенциала вдоль нити и нашли, что оно не может иметь значительного влияния на прямолинейную часть характеристики; ближайшее исследование показало также, что только один из остальных перечисленных выше факторов может быть принят во внимание, а именно, охлаждение концов нити, или, другими словами, увеличение температуры ее от концов к центру.

Предлагаемое ниже объяснение относится ко всем формам триода, в которых применяются, как катоды, нагревающиеся нити, и не зависит от того, прямолинейной ли формы нить, или она согнута; но для простоты мы предположим, что имеем дело с цилиндрическим триодом, обладающим прямой осевой нитью. Средняя часть нити окружена анодом, который служит между прочим хорошим рефлектором тепловых лучей с нити и поэтому способствует увеличению температуры в средней части. Концы нити, с другой стороны, сильно охлаждаются поддерживающими ее проводниками, а также ввиду свободного излучения теплоты. Но ток электронов, вылетающих из накаливаемой нити, быстро возрастает с увеличением температуры; например, ток насыщения на единицу длины некоторой нити при однообразной температуре $2200^{\circ} K$ был 15 мА , и это было достигнуто при 30 В , в то время как та же самая нить при $2400^{\circ} K$ дала ток насыщения 110 мА при 115 В .

Разница температуры в 200° между серединой и концами нити триода не является невероятной и поэтому в таком приборе концы дают свой наибольший ток при полном вольтаже в 30 В и не могут дать больше при повышении вольтажа. До этого вольтажа каждая точка подчиняется закону степени $3/2$, но при более высоком напряжении концы будут отдавать ток все в 15 мА , в то время как средняя часть продолжает повиноваться закону. Но, т. к. полный вольтаж увеличивается дальше и дальше, все большая и большая часть нити достигает насыщения и перестает в дальнейшем увеличивать ток. Очевидно, закон, которому подчиняется полный ток, в большой степени зависит от закона распределения температуры вдоль нити, и ясно, что нить, как целое, не даст своего конечного тока насыщения, пока вольтаж не достигнет величины насыщения, соответствующей температуре самой накаленной части нити. Все это представлено графически на черт. 16 стр. 210. На этом черт. FF^1 представляет длину нити и ординаты кривой BCB^1 представляют величины тока насыщения на единицу длины в соответствующих точках нити.

Так как было показано, что падение потенциала вдоль нити существенным образом не связано с настоящей задачей, мы положим, что нить имеет одинаковый потенциал по своей длине, и будем поэтому представлять полный вольтаж между нею и другими электродами прямой линией, параллельной FF^1 . Эти линии изображены на черт. 16 и обозначены 1, 2, 3 и 4; они проведены по ординатам, представляющим ток электронов на единицу длины, соответственно вольтажу, т. е. их ординаты пропорциональны полному вольтажу, взятому в степени $3/2$. В положении 1 вольтаж таков, что даже концы не дают своего тока насыщения, который равен FB ; каждая точка нити отдает ток равномерный по всей длине нити и согласно закону степени $3/2$. В случае вольтажа „2“ мы имеем такое положение вещей, в котором большие части вблизи концов нити дают свой различный ток насыщения, в то время как средняя часть еще следует закону степени $3/2$, отвечая на

повышение вольтажа. В положении 3 почти каждая часть нити дает свой ток насыщения, и в положении 4 ток перестает отвечать изменениям полного вольтажа. В некотором любом положении весь ток i_a равен площади внутри кривой, под линией, изображающей ток на ед. дл. при данном вольтаже.

Пусть l будет длина нити, y — длина центральной, ненасыщенной части в некотором положении линии вольтажа, подобном положению линии 2, i_u — ток электронов, взятый на единицу длины ненасыщенной части, e_n — полный вольтаж по длине триода, i_a — полный ток от анода к катоду. Так как нить вся под одним потенциалом, мы можем не беспокоиться относительно нуля полного вольтажа и пишем поэтому:

$$i_u = A^1 e_n^{3/2}.$$

Представим себе, что вольтаж увеличивается на de_n ; прямая на диаграмме поднимется и прибавит к площади под нею площадку, равную длине ненасыщенной части, умноженной на увеличение тока электронов по этому участку. Полный ток увеличивается на величину di_a и мы имеем

$$di_a = y di_u.$$

При помощи предшествующего уравнения мы получаем:

$$\frac{di_a}{de} = \frac{3}{2} A^1 y e_n^{1/2}.$$

Это дифференциальное уравнение есть выражение закона, связывающего i_a , e_n и y .

В положении 1 $y = l$ и мы поэтому можем интегрировать уравнение и получим

$$i_a = l A^1 e_n^{3/2}.$$

К положению 2 длина y изменилась вместе с поднятием прямой и поэтому уравнение не может быть интегрировано, пока не дан, для некоторой данной нити, закон изменения вольтажа. В положении 3 уравнение почти выводится из действия фактом, в нем не выраженном, что температура имеет предел. В положении 4 уравнение совершенно неприменимо; очевидно, площадь всей кривой $FBCB^1F^1$ представляет полный ток насыщения триода.

Определение y , которое включает определение температуры в каждой точке нити, если оно должно быть сделано при посредстве основных физических законов проводимости и излучения тепла, потре-

бует полного знания размеров нити и свойств вещества, из которого она сделана, а также отражающих свойств окружающих нить предметов; вследствие этого мы оставляем связь между i_a , e_n и y в форме дифференциального уравнения.

Но интересно обратить задачу и узнать, как ток электронов на единицу длины (и соответственно температура) должен изменяться от точки к точке нити, чтобы дать наблюдаемую частную форму характеристики. Исследователь может следить за распределением температуры, применяя, например, нить переменного сечения и изменяя конфигурацию отражающих поверхностей. Поэтому обратимся к изменению тока электронов, при котором большая часть характеристики должна быть прямой линией. Пусть уравнение этой прямолинейной части будет:

$$i_a = h_o + h_a e_n,$$

где h_o и h_a в этом случае являются постоянными. Тогда

$$\frac{di_a}{de_n} = h_a,$$

и поэтому

$$h_a = \frac{3}{2} A^1 y e^{1/2}$$

дает связь между y и e_n вдоль прямолинейной части. В функции от тока электронов на ед. длины это выражение принимает вид:

$$h_a = \frac{3}{2} A^1 y (i_n / A^1)^{1/3} = \frac{3}{2} A^{1/3} y i_n^{1/3}.$$

При помощи этого уравнения кривая черт. 17 стр. 210 составлена так, чтобы изобразить наибольший возможный ток электронов в каждой точке нити. Параллельные отрезки, обозначенные FB и FB' , проведены на расстоянии l , где l есть действующая длина нити. Верхний отрезок, параллельный основанию, мы должны определить. Вернувшись к дифференциальному уравнению

$$di_a = y di_n,$$

исключим i_n при помощи предыдущего уравнения. Предварительно изобразим его в форме

$$i_n = c y^{-3}$$

для краткости и заметим, что если i_{a1} представляет полный ток через вакуум в момент, когда концы нити достигают величины насыщения, то

$$i_{a1} l = c l^{-3},$$

согласно предыдущему уравнению. Таким образом

$$i_{a1} l^2 = c.$$

Теперь пишем

$$\begin{aligned} di_a &= y d(cy^{-3}) = \\ &= -3cy^{-3} dy. \end{aligned}$$

Интегрируя мы получаем

$$i_a = \frac{3}{2} \frac{c}{y^2} + const.$$

Когда $y = l$, $i_a = i_{a1}$, поэтому

$$i_{a1} = \frac{3}{2} \frac{c}{l^2} + const.$$

Отсюда

$$i_a - i_{a1} = \frac{3}{2} c \left(\frac{1}{y^2} - \frac{1}{l^2} \right).$$

Заменяя c при помощи ранее найденного отношения, мы имеем

$$\frac{i_a}{i_{a1}} - 1 = \frac{3}{2} \left(\frac{l^2}{y^2} - 1 \right),$$

или

$$\frac{y^2}{l^2} = \frac{3i_{a1}}{2i_a + i_{a1}}.$$

Это уравнение определяет часть длины нити еще ненасыщенной, когда измерением найден полный ток. Например, если $i_a = 9i_{a1}$ в крайнем конце прямолинейной части характеристики, иными словами, если в некотором триоде длина прямолинейной части характеристики такова, что ток в верхнем конце в девять раз больше, чем в нижнем, мы имеем

$$\frac{y^2}{l^2} = \frac{3}{18+1},$$

или

$$y = 0,397 \, l.$$

Иначе говоря, четыре десятых длины нити, в ее середине, находится при практически одинаковой температуре, которая выше, чем таковая частей нити по обе стороны от этого участка.

Автор пользуется случаем благодарить Г. Дэвис'а за сделанные измерения, которыми он пользовался в этой статье, и за вычерченные характеристики черт. 11 и 12.

The Radio Review, Oct., Nov., Dec. 1919.

Перев. с англ. А. Ш.

Об определении постоянных антенны с равномерным распределением емкости и самоиндукции.

В. В. Татаринова.

Хотя для большинства видов антенн емкость и самоиндукцию ни в коем случае нельзя считать равномерно распределенными, тем не менее в некоторых простейших случаях такое допущение часто делается в виде первого приближения. Так, например, обстоит дело с прямолинейным, заземленным вертикальным проводом. Действительно, если только допустить (как это всегда и делается), что во время электрических колебаний сила тока и потенциал распределяются в вертикальном проводе по синусоидальному закону, то отсюда необходимо будет следовать равномерное распределение в нем емкости и самоиндукции. В самом деле, пусть мгновенные значения силы тока и потенциала в точке A провода OB (черт. 1), отстоящей от земли на расстояние $OA = x$, будут

$$\left. \begin{aligned} i &= i_0 \cos \frac{2\pi t}{T} \cos \frac{\pi x}{2l} \\ v &= v_0 \sin \frac{2\pi t}{T} \sin \frac{\pi x}{2l} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Максимальный заряд части провода AB выразится, как количество электричества, протекшего через сечение A за четверть периода, т. е.

$$Q \equiv \int_0^T i dt = \frac{i_0 T}{2\pi} \cos \frac{\pi x}{2l}.$$

Максимальный заряд на элементе dx будет

$$- \frac{\partial Q}{\partial x} dx;$$

заряд же q , приходящийся на единицу длины в точке A , найдется делением предыдущего выражения на dx . Таким образом получим:

$$q = - \frac{\partial Q}{\partial x} = \frac{i_0 T}{4l} \sin \frac{\pi x}{2l}.$$

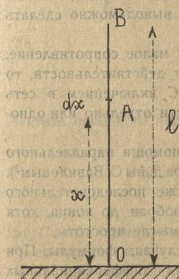
Максимальный потенциал в точке A выразится так:

$$V = v_0 \sin \frac{\pi x}{2l}$$

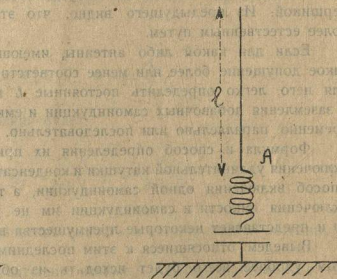
Емкость C_1 единицы длины провода в точке A найдется, как частное от деления q на V :

$$C_1 = \frac{q}{V} \text{ или } C_1 = \frac{i_0 T}{4v_0 l} \quad (2)$$

Видим, что C_1 от x не зависит, что и свидетельствует о равномерном распределении емкости.



Черт. 1.



Черт. 2.

Полная статическая емкость C всего провода будет

$$C = C_1 l = \frac{i_0 T}{4v_0} \quad (21)$$

Точно так же можно доказать равномерное распределение самоиндукции L_1 , для которой найдем аналогичные выражения:

$$L_1 = \frac{v_0 T}{4li_0} \quad (3)$$

и

$$L = L_1 l = \frac{v_0 T}{4i_0} \quad (31)$$

Перемножив ур—ия (2) и (3), получим известное соотношение

$$C_1 L_1 = \frac{T^2}{16l^2}$$

или

$$T = 4l\sqrt{L_1 C_1}. \quad (4)$$

Таким образом мы видим, что, допуская синусоидальное распределение потенциала и тока в антенне, мы тем самым молчаливо допускаем равномерное распределение в ней емкости и самоиндукции.

Проф. Нов¹⁾, чтобы вывести равномерное распределение емкости и самоиндукции в прямолинейном вертикальном проводе, рассматривает его, как весьма тонкий конус, поставленный на землю своею вершиной. Из предыдущего видно, что этот вывод можно сделать более естественным путем.

Если для какой либо антенны, имеющей малое сопротивление, такое допущение более или менее соответствует действительности, то для него легко определить постоянные L и C включением в сеть у заземления добавочных самоиндукции и емкости отдельно или одновременно, параллельно или последовательно.

Формула и способ определения их при помощи параллельного включения удлинительной катушки и конденсатора даны С. Вавиловым²⁾. Способ включения одной самоиндукции, а также последовательного включения емкости и самоиндукции им не разобран до конца, хотя он и представляет некоторые преимущества в смысле простоты.

Выведем относящиеся к этим последним случаям формулы. При этом удобнее всего будет исходить из общих дифференциальных ур—ий распространения в проволоках электромагнитных возмущений. Уравнения эти были приведены в „Вестнике военной радиотелеграфии и электротехники“ за 1917 г. в статье Л. Кохена о вычислении постоянных антенны. Сохраняя наши обозначения, мы их напомним так:

$$\left. \begin{aligned} L_1 \frac{di}{dt} &= - \frac{\partial v}{\partial x} \\ C_1 \frac{\partial v}{\partial t} &= - \frac{\partial i}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Интегралы этих ур—ий имеют такой вид:

$$i = \sum_{n=1}^{n=\infty} (A_{1n} \cos \omega_n t + A_{2n} \sin \omega_n t) (B_{1n} \cos K_n x + B_{2n} \sin K_n x)$$

¹⁾ The Year Book of Wireles Telegr. 1917.

²⁾ Изв. Физ. Инст. т. I, вып. I. 1919.

$$v = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \sum_{n=1}^{n=\infty} (A_{1n} \sin \omega_n t - A_{2n} \cos \omega_n t) (B_{1n} \sin K_n x - B_{2n} \cos K_n x),$$

где

$$K_n = \omega_n \sqrt{L_1 C_1} \quad \text{и} \quad \omega_n = \frac{2\pi}{T_n}.$$

Для основного колебания можно просто написать:

$$\left. \begin{aligned} i &= (A_1 \cos \omega t + A_2 \sin \omega t) (B_1 \cos Kx + B_2 \sin Kx) \\ v &= \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} (A_1 \sin \omega t - A_2 \cos \omega t) (B_1 \sin Kx - B_2 \cos Kx) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где

$$K = \omega \sqrt{L_1 C_1} \quad \text{и} \quad \omega = \frac{2\pi}{T}. \quad (7)$$

Частота основного колебания будет

$$f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{K}{2\pi \sqrt{L_1 C_1}} = \frac{Kl}{2\pi \sqrt{LC}}, \quad (8)$$

где C и L — полные статические емкость и самоиндукция антенны, а l — ее длина.

Если один конец антенны заземлен непосредственно, то мы должны иметь

$$\text{при } x=l \quad i=0,$$

$$\text{при } x=0 \quad v=0.$$

Подставляя эти начальные значения переменных в уравнения (6), легко найти, что в этом случае $Kl = \frac{\pi}{2}$.

Приняв во внимание соотношения (7), найдем естественный период антенны

$$T_0 = 4l \sqrt{L_1 C_1}$$

и естественную длину ее волны

$$\lambda_0 = T_0 u = 4l u \sqrt{L_1 C_1}, \quad (9)$$

или

$$\lambda_0 = 4u\sqrt{LC}, \quad (9^1)$$

где

$$u = 3 \times 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Если же антенна заземлена последовательно через самоиндукцию L^1 и емкость C^1 , то в точке A соединения нижнего конца антенны с самоиндукцией L^1 черт. 2 (стр. 223) потенциал v будет равен сумме электродвижущих сил самоиндукции L^1 и емкости C^1 .

Начальные условия выразятся тогда так:

$$\text{при } x=l \quad \dots \quad i=0$$

$$\text{при } x=0 \quad \dots \quad v = -L^1 \frac{di}{dt} + \frac{1}{C^1 \omega^2} \frac{d^2 i}{dt^2}.$$

Подставив эти значения x , i и v в ур-ия (6), получим следующее соотношение, определяющее зависимость между Kl , L , C , L^1 и C^1 :

$$\frac{C}{C^1} = Kl \left(\frac{L^1 Kl}{L} - \text{ctg } Kl \right). \quad (10)$$

Уравнением (10) и можно воспользоваться для вывода искомых формул.

Принимая во внимание, что на основании ур-ия (9¹) $\sqrt{LC} = \frac{\lambda_0}{4u}$, из ур. (10) легко получить следующее:

$$\sqrt{\frac{L}{C}} = L^1 \frac{4u}{\lambda_0} (Kl) \text{tg}(Kl) - \frac{\lambda_0}{C^1 4u (Kl)} \text{tg}(Kl). \quad (11)$$

Далее, на основании ур. (8) имеем

$$Kl = \frac{2\pi\sqrt{LC}}{T} = \frac{2\pi u\sqrt{LC}}{Tu} = \frac{2\pi u\sqrt{LC}}{\lambda};$$

но

$$\sqrt{LC} = \frac{\lambda_0}{4u}$$

а потому

$$Kl = \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda}. \quad (12)$$

Подставляя это значение KI в ур. (11) и присоединяя к нему ур. (9¹), получим два ур-ия для определения L и C антенны:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{\frac{L}{C}} &= \frac{2\pi u L^1}{\lambda} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) - \frac{\lambda}{2\pi u C^1} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \\ \sqrt{LC} &= \frac{\lambda_0}{4u} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Перемножая и деля их найдем:

$$\left. \begin{aligned} L &= \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} L^1 \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) - \frac{\lambda_0 \lambda}{8\pi u^2 C^1} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \\ C^{-1} &= \frac{8\pi u^2 L^1}{\lambda_0 \lambda} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) - \frac{2\lambda}{\pi \lambda_0 C^1} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Все величины, входящие в правую часть формул (14), или известны, или могут быть непосредственно измерены.

Если антенна нагружается только самоиндукцией L^1 , то в формулах (14) следует положить $C^1 = \infty$. Тогда они примут вид:

$$\left. \begin{aligned} L &= \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} L^1 \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \\ C &= \frac{\lambda_0 \lambda}{8\pi u^2 L^1} \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Первая из формул (15) тождественна с формулой, которую дает проф. Нов для вычисления добавочной самоиндукции L^1 по данным L , C и $\frac{\lambda}{\lambda_0}$.

Включая в сеть различные известные самоиндукции и емкости и измеряя соответствующие длины волн λ , мы получим ряд данных для вычисления L и C . Если антенна действительно имеет равномерно распределенные емкость и самоиндукцию, то для L и C изо всех измерений должны получиться одни и те же значения. В противоположном случае с изменением λ будут вообще говоря изменяться и найденные значения L и C .

В качестве иллюстрации к сказанному приведем результаты измерений и вычислений по формулам (14) и (15) постоянных Γ -образной антенны (западная половина T -образной антенны Нижегородской

¹) The Year Book of Wireless Tel. 1917.

Радиолaborатории) с заведомо неравномерным распределением емкости и самоиндукции. Первая таблица дает результаты измерения при последовательном включении в антенну постоянной самоиндукции $L^1 = 10^5$ см и различных емкостей C^1 . Вторая таблица относится к измерениям при включении в антенну лишь одной переменной самоиндукции L^1 , L и C вычислены в первой таблице по формулам (14), а во второй—по формулам (15). Естественная длина волны $\lambda_0 = 1000$ мт в обоих случаях.

Для сравнения в таблицах даны еще, так называемые „динамические“ емкость и самоиндукция, C_m и L_m , вычисленные на основании тех же данных обычным способом по формуле Томсона.

Таблицы показывают, что эти динамические постоянные варьируют в зависимости от длины волны и способа включения самоиндукции и емкости приблизительно в пределах 43% своей наибольшей величины. Соответствующие изменения L и C , вычисленных по формулам (14) и (15), приблизительно вдвое меньше.

Таблица I.

$L^1 = 10^5$ см; $\lambda_0 = 1000$ мт					
C^1	λ	L	C	L_m	C_m
10^3 см	мт	10^5 см	10^3 см	10^5 см	10^3 см
0.60	725	3.9	1.6	2.3	1.3
1.00	822	3.9	1.6	1.9	1.5
1.87	943	3.7	1.7	1.6	1.6
4.50	1090	3.7	1.7	1.3	1.8
5.36	1115	3.6	1.8	1.3	1.8
7.06	1152	3.4	1.8	1.3	1.8
∞	1290	3.3	1.9	1.3	1.8

Таблица II.

$C^1 = \infty$; $\lambda_0 = 1000$ мт					
L^1	λ	L	C	L_m	C_m
10^5 см	мт	10^5 см	10^3 см	10^5 см	10^3 см
0.90	1225	3.9	1.6	1.8	1.4
1.18	1310	3.6	1.7	1.6	1.5
1.45	1380	3.6	1.8	1.6	1.6
2.28	1600	3.3	1.9	1.5	1.7
3.05	1770	3.3	1.9	1.4	1.8
3.85	1960	3.2	2.0	1.4	1.9
7.25	2580	3.1	2.0	1.3	2.0

Нижний-Новгород,

Радиолaborатория. Июль 1920.

Статический умножитель частоты.

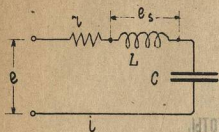
Валентин Вологдин.

Непосредственное получение высокой частоты от машины выходит далеко за те пределы, которые ставит практика для частоты, применяемой в радио: имеются конструкции, дающие 200000 пер. в сек (Александрсон), правда для мощностей порядка нескольких килоуатт. Однако для мощных станций, для которых главным образом и пригодна машина большой частоты, даже для частоты 30000 пер. в сек, отвечающей волне 10000 мт, уже при мощности в 100 килоуатт имеется на лицо целый ряд затруднений. Для мощности этого порядка такая частота едва ли не будет предельной.

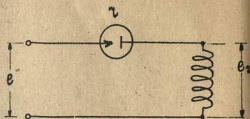
Главное затруднение лежит в том, что значительная мощность требует по существу весьма значительной ширины полюсов, что исключает возможность делать ротор в виде тела равного сопротивления. При всякой другой форме напряжения при окружных скоростях, необходимых для больших частот, получаются столь великими, что существующие материалы не дают достаточного запаса прочности. Поэтому, как кажется, решение вопроса постройки машин большой частоты значительной мощности лежит в *повышении* частоты машины до нужных пределов, причем основная частота, на которую построена машина, выбирается порядка 6000—15000 пер.

Гольдшмидт это увеличение частоты делает динамическим путем. В его машине основная частота идет на создание вращающегося поля, скорость вращения которого складывается с механической скоростью вращения ротора. В конечном итоге здесь имеется на лицо большая окружная скорость *поля* при меньшей механической. Увеличение скорости идет конечно арифметически, т. е. выгодно только при первом и втором увеличении, т. к. здесь мы получаем удвоение скорости, а значит и частоты, затем — увеличение полученной после первого увеличения частоты лишь на основную частоту, т. е. увеличение лишь в $1\frac{1}{2}$ раза, далее в $1\frac{1}{3}$ раза и т. д.

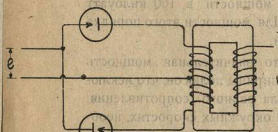
Другой способ увеличения частоты, помощью статических трансформаторов, позволяет получать увеличение частоты, как в арифметической прогрессии, при разности равной или основной частоте, или числу ей кратному, или же в геометрической прогрессии со знаменателем равным 2, 3 и т. д. Конечно, последний способ кажется наиболее удобным, позволяя даже при наименьшем знаменателе, равном двум, получать после третьего увеличения уже частоту в $2^3=8$ раз боль-



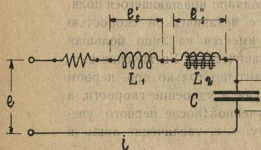
Черт. 1.



Черт. 2.

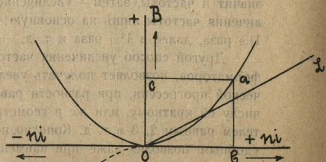


Черт. 3.



Черт. 4.

Черт. 5.



Черт. 5.

шую, тогда как способ Гольдшмидта дает при этом лишь учетверение. Пользуясь статическими трансформаторами, при умножении частоты последовательно на два, Арко достиг значительных успехов. Главное преимущество такой системы — возможность пользоваться машиной сравнительно низкой частоты, весьма простой конструкции.

Я считаю однако, что, может быть, с не меньшим успехом можно пользоваться статическими трансформаторами, увеличивающими частоту не в геометрической прогрессии, а сразу умножая ее на ряд натуральных чисел. Первый способ требует применения последовательно нескольких трансформаторов, причем каждый следующий увеличивает частоту в 2 или 3 раза, тогда как при втором способе достаточно иметь одну систему трансформаторов или даже один трансформатор, в котором и происходит увеличение частоты в требуемое число раз. Тип такого трансформатора разработан автором в Нижегородской Радиолaborатории. Так как сущность всех статических трансформаторов частоты одна и та же, то в дальнейшем я и дам краткую теорию трансформатора частоты, обнимающую все методы умножения. Пока я воздержусь от классификации т-ров по принципу их работы. В основу дальнейшего я старался поставить такой взгляд на этот прибор, который бы не закрывал дальнейших путей в смысле применения новых идей.

Посмотрим, каким образом может быть вообще получено увеличение частоты в цепи переменного тока. Конечно, нас здесь всегда интересует мощность умноженной частоты. Получение напряжения умноженной частоты в этом смысле уже также решает задачу. Легко видеть, что и получение тока умноженной частоты также является достаточным, т. к. при его прохождении через самоиндукцию или емкость мы получим на зажимах напряжение умноженной частоты. Таким образом я замечая, что в приборе может быть осуществлено умножение частоты напряжения или тока; в том и другом случае умножение можно считать отвечающим назначению.

Напишем для исследования вопроса уравнение напряжений цепи, изображенной на черт. 1 (стр. 230). Это будет второй закон Кирхгофа в общей форме:

$$e = ir + L \frac{di}{dt} + \int \frac{idt}{C} \quad (1)$$

Если e — напряжение, создаваемое источником энергии, например машиной, будет синусоидально, и иметь частоту ω , то при постоянных r , L и C мы получим, как легко можно видеть, и ток синусоидальный, частоты ω .

Чтобы получить умножение частоты тока или напряжения, что и является нашей задачей, достаточно, чтобы хоть одна из величин r , L и C была величиной переменной, зависящий от i . В этом случае ток

не будет гармоническим, а следовательно при разложении его в ряд даст синусоиды более высоких частот, чем ω . Эти то составляющие тока нас и интересуют, т. к. в них частота *умножена*. После этого остается лишь создать условия для получения более сильно выраженной той или другой гармоники и затем выделить ее, что уже не трудно сделать. Умножитель частоты, основанный на применении переменного r , может иметь практическое значение и представляет интерес. Этот способ удвоения частоты имел и практические приложения.

В этой группе особенно интересен удвоитель, основанный на применении выпрямителя тока. В случае всякого выпрямителя мы можем принять: $r \sim R i$; для совершенного выпрямителя R можно принять равным ∞ , и при токе одного направления, при i положительном получим $r = \infty$, а при токе другого направления и i отрицательном — $r = 0$. Методом, указанным ниже, для переменной самоиндукции можно легко убедиться, что при этом мы получим удвоение частоты. В случае более сложной зависимости сопротивления r от тока, какая напр. существует в дуге, мы получим более высокие частоты. На черт. 2, 3 (стр. 230) изображена схема удвоения с выпрямителем. Здесь мы лишь скажем, что на удвоение при выпрямленном токе указывает то, что производная выпрямленного тока имеет нулевые значения, отстоящие на $\frac{\pi}{2}$ вместо π для невыпрямленного тока, как это видно из черт. 4 (стр. 230). Рассмотрением этого рода умножителей мы здесь пока заниматься не будем, хотя успехи катодных выпрямителей, возможно, что снова обратят на этот род умножителей частоты внимание.

Переменная емкость конечно также даст умножение, но я пока не вижу практических способов ее осуществления, почему мы и не будем останавливаться на этом случае.

Главное наше внимание обратим на переменную самоиндукцию. тем более, что наиболее удобная самоиндукция, самоиндукция с железом, есть по своему существу самоиндукция переменная, т. к. ее величина зависит от проницаемости железа μ , являющейся функцией тока. Легко наблюдать, как при введении в цепь высокой частоты самоиндукции с железом, волномер дает целый ряд волн более коротких, чем основная. Здесь мы имеем простейший случай умножения частоты.

Положим теперь, что в ур. (1)

$$e = E \sin \omega t \text{ и } L = L_1 + L_2,$$

где L_1 — величина постоянная, а $L_2 = f(i)$ черт. 5 (стр. 230); что касается S и r , то они пусть будут также постоянными величинами. Мы уже раньше говорили, что в этом случае ток i не будет синусоидальным

частоты ω , и мы получим трансформацию тока на частоту. При этом у зажимов постоянной самоиндукции L_1 будет иметь место трансформация напряжения на частоту.

Рассмотрим простейший случай, когда L_2 есть линейная функция тока i , черт. 6 (стр. 230):

$$L_2 = ai; \quad (2)$$

так как

$$L_2 = \frac{d\Phi}{di},$$

то из (2) находим:

$$\Phi = \frac{ai^2}{2} + C, \quad (2')$$

т. е. самоиндукция взятого нами вида будет у катушки, кривая намагничивания сердечника которой будет парабола, показанная для $C=0$ на черт. 6 (стр. 234). Железо при насыщениях до 3000 C. G. S. дает подобный вид кривой черт. 7 (стр. 234) при положительных значениях i .

Если переменная самоиндукция L_2 будет мала сравнительно с самоиндукцией L_1 и мы будем иметь в цепи резонанс, то ток будет весьма близок к синусоидальному и мы можем принять $i = I \sin \omega t$.

В этом случае напряжение у зажимов переменной самоиндукции будет равно

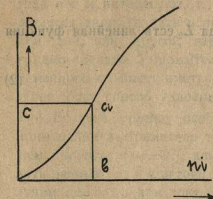
$$e_{2c} = L_2 \frac{di}{dt} = ai \frac{di}{dt} \quad (3)$$

или, подставляя $i = I \sin \omega t$, получим:

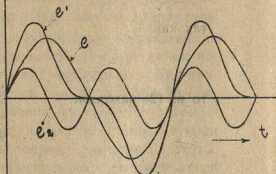
$$e_{2c} = a \omega I^2 \sin \omega t \cdot \cos \omega t = \frac{a \omega I^2}{2} \cdot \sin 2 \omega t, \quad (4)$$

и мы получили удвоенную частоту напряжения, т. е. такая самоиндукция дает наиболее совершенное решение задачи удвоения. При этом мы получили лишь одну вторую гармонику, без каких либо других, весьма простым аппаратом. К сожалению, осуществление требуемой для этой цели кривой намагничивания встречает затруднения, так как кривая гистерезиса железа при отрицательных значениях i лежит по другую сторону оси абсцисс сравнительно с той кривой, из которой мы здесь исходили (2').

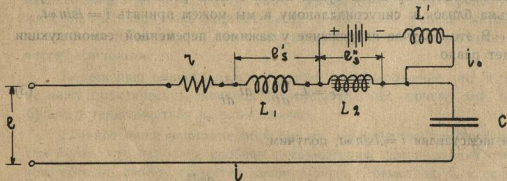
Некоторым выходом из положения является работа лишь на той ветви кривой, которая отвечает положительному значению i . Этого



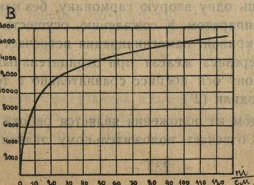
Черт. 7.

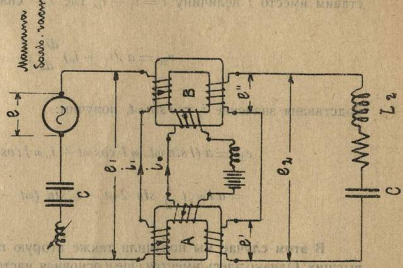


Человек. 8.

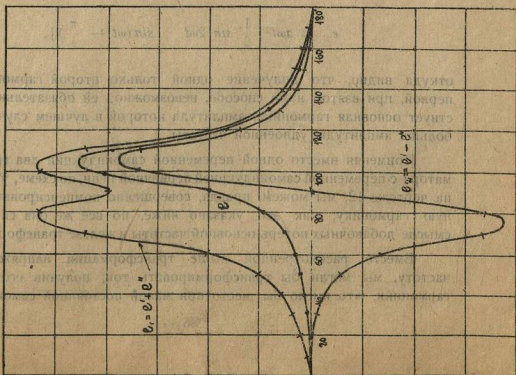


Sept. 9.





Число 192.



можно достигнуть, намагничивая сердечник самоиндукции постоянным током черт. 9 (стр. 234). Если мы положим, что обмотка постоянного тока будет иметь тоже число витков, что и переменного, то у зажимов самоиндукции L_2 мы получим напряжение из ур. (3), если подставим вместо i величину: $i = i_1 + i_0$, где i_0 — сила постоянного тока,

$$e_{2c} = a (i_1 + i_0) \frac{di_1}{dt};$$

подставляя значение $i_1 = I \sin \omega t$, получим:

$$\begin{aligned} e_{2c} &= a (I \sin \omega t \cdot \omega I \cos \omega t + i_0 \omega I \cos \omega t) = \\ &= a I \omega \left(\frac{I}{2} \sin 2\omega t - i_0 \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \right). \end{aligned} \quad (5)$$

В этом случае мы получили также вторую гармонику и никаких высших. Однако здесь имеется еще и основная частота, черт. 8 (стр. 234). Так как только при положительных значениях i кривая намагничивания железа приближается к той кривой, которую мы взяли за исходную для нашего вывода ур. (2'), то ур. (5) может быть практически осуществлено при $i > 0$, что будет выполнено лишь в том случае, если

$$i_0 > I,$$

где I — амплитуда переменного тока основной частоты. Подставляя в ур. (5) наименьшее значение $i_0 = I$, получим:

$$e_{2c} = a \omega I^2 \left[\frac{1}{2} \sin 2\omega t - \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right) \right],$$

откуда видно, что получение одной только второй гармоники без первой, при взятом нами способе, невозможно; ей обязательно сопутствует основная гармоника, амплитуда которой в лучшем случае вдвое больше амплитуды удвоенной частоты.

Применяя вместо одной переменной самоиндукции два трансформатора с переменной самоиндукцией первичной цепи, по схеме, указанной на чертеже 12, мы можем, правда, совершенно компенсировать основную гармонику, как это указано ниже, но все же она скажется в смысле добавочных потерь основной частоты в железе трансформаторов.

Вместо рассмотренной выше трансформации напряжения на частоту, мы могли бы трансформировать ток, получив его высшие гармоники, что имело бы место при малой постоянной самоиндукции

L_1 сравнительно с L_2 . Значение тока получилось бы из ур. (1) после подстановки вместо L_2 значения его, равного ai . После решения уравнения относительно i мы получили бы также гармоники тока, которые и дали бы теперь уже у зажимов постоянной самоиндукции и емкости напряжение умноженной частоты. Практического значения этот способ однако не имеет, т. к. высшие гармоники тока, проходя через генератор, вызовут значительные потери в нем.

Гораздо более благоприятна в этом смысле работа при трансформации напряжения на частоту. Таким образом мы можем сказать, что в простейшем виде удвоитель состоит из 2-х самоиндукций, соединенных последовательно, одной постоянной и другой переменной и соединенной с ними последовательно емкости (черт. 9 стр. 234). При этом мы пользуемся трансформацией напряжения на частоту.

Исходя из самоиндукции вида $L = ai$, мы получили удвоение. Меняя ток i_0 , можно найти на кривой намагничивания такой участок, который на достаточно значительном протяжении, правда, лишь с некоторым приближением, отвечает ур. $ai^2 = \Phi$; таким образом можно осуществить нужную переменную самоиндукцию.

Однако интересно, какой результат дает переменная самоиндукция с железным сердечником, если принять в расчет более точно кривую намагничивания, а не считать ее приблизительно удовлетворяющей ур. (2¹). Здесь нам придется исходить из кривой намагничивания железа того сорта, который может быть пригоден для этой цели, т. е. из кривой для легированного железа. Аналитически точно эта кривая (черт. 10) не выражается. Приблизительно ее можно выразить, взяв какую либо зависимость с несколькими постоянными; если определить эти постоянные, исходя из нескольких точек кривой, то с той или другой точностью кривая, полученная из найденного уравнения, будет совпадать с кривой намагничивания. Три или четыре постоянных дают достаточно близкое совпадение. Жюли дает для этой цели выражение:

$$ni = A\Phi + B\Phi^3$$

или более точно:

$$ni = A\Phi + B\Phi^3$$

Дрейфус дает такую зависимость:

$$\Phi = A \arctg(\alpha ni) + C ni,$$

где A , B , C и α — постоянные и ni — ампервитки на 1 см длины, отвечающие потоку Φ . Для легированного железа получается:

$$\Phi = 8700 \operatorname{arctg} (0,164 ni) + 30 ni.$$

Далее мы видели, что для получения трансформации напряжения на частоту достаточно в цепи с переменной самоиндукцией создать с большим или меньшим приближением гармоническую силу тока $i = I \sin \omega t$, и тогда на зажимах переменной самоиндукции мы получим напряжение умноженной частоты, величина которого будет

$$\left(L \frac{di}{dt} \right).$$

Чтобы выяснить, какие частоты мы получим при самоиндукции любого вида, разложим коэф. самоиндукции L в ряд Маклорена по i . При этом, т. к. мы будем работать при самоиндукции, которая при $i = 0$ будет определяться тем намагничиванием, которое создадут ампервитки постоянного тока, то мы и положим в той функции, которая выражает взятую нами переменную самоиндукцию, вместо i величину $i + i_0$. Получим:

$$L = f(i_0) + \frac{f^1(i_0)}{1} \cdot i + \frac{f^{11}(i_0)}{1 \cdot 2} \cdot i^2 + \frac{f^{111}(i_0)}{1 \cdot 2 \cdot 3} \cdot i^3 + \dots \quad (6)$$

Найдем теперь напряжение у зажимов переменной самоиндукции:

$$e_c = L \frac{di}{dt};$$

подставляя значение L из (6) и значение $i = I \sin \omega t$, получим:

$$e_c = f(i_0) \cdot \omega I \cos \omega t + \frac{f^1(i_0)}{1} \cdot \omega I^2 \sin \omega t \cos \omega t + \frac{f^{11}(i_0)}{1 \cdot 2} \cdot \omega I^3 \sin^2 \omega t \cos \omega t + \\ + \frac{f^{111}(i_0)}{1 \cdot 2 \cdot 3} \omega I^4 \sin^3 \omega t \cos \omega t + \dots; \quad (6')$$

заменяя произведения $\sin$ и $\cos$ кратными дугами, получим выражение вида

$$e_c = A \sin(\omega t + \tau) + B \sin(2\omega t + \tau_1) + C \sin(3\omega t + \tau_2) + \dots \quad (7)$$

Из выражения (7) видно, что у зажимов переменной самоиндукции мы получим целый ряд гармоник более высокой частоты, из которых можем выделить желаемую нам. Это выделение может быть произведено настройкой на желаемую гармонику контура, приключенного к зажимам самоиндукции, или применением 2-х одинаковых

трансформаторов с переменной самоиндукцией, включенных последовательно, причем постоянный ток i_0 во втором трансформаторе имеет обратный знак, т. е. обмотки пост. тока включены навстречу черт. 12. Во вторичных обмотках т-ров мы получим при таком расположении и включении их так же навстречу только четные гармоники.

Ввиду интереса и выгод этой схемы рассмотрим происходящие здесь явления. Допустим, что кривая намагничивания сердечников трансформаторов будет выражаться уравнением $\Phi = (\pi i)^{1/3}$, которое хотя и не отвечает кривой намагничивания железа, но имеет один характер. В этом случае коэффициент самоинд. будет

$$L = \frac{d\Phi}{di} = \frac{I}{3} \cdot \pi^{1/3} i^{-2/3};$$

подставляя вместо i величину $i + i_0$ и разлагая в ряд, получим:

$$L_1 = A i_0^{-2/3} - B i_0^{-5/3} i + C i_0^{-8/3} i^2 - D i_0^{-11/3} i^3 + E i_0^{-14/3} i^4 + \dots, \quad (8)$$

где A, B, C и т. д. постоянные коэффициенты.

Если мы имеем 2 т-ра, соединенных по черт. 12, и постоянный ток во втором т-ре имеет направление обратное, чем в первом, то для второго трансформатора мы получим для L_2 значение из ур. (8) подстановкой вместо i_0 величины $-i_0$. Получим:

$$L_2 = A i_0^{-2/3} + B i_0^{-5/3} i + C i_0^{-8/3} i^2 + D i_0^{-11/3} i^3 + E i_0^{-14/3} i^4 + \dots \quad (8')$$

Так как переменяет знак только члены, имеющие i_0 в нечетной степени, то все члены будут положительны.

Найдем теперь напряжение у зажимов первичной обмотки каждого трансформатора, подставляя значения

$$i = I \sin \omega t \text{ и } \frac{di}{dt} = I \omega \cos \omega t$$

в выражение $e_1 = L_1 \frac{di}{dt}$, где L_1 отвечает ур. (8):

$$\begin{aligned} e_1 = L_1 \frac{di}{dt} = & A i_0^{-2/3} I \omega \cos \omega t - B i_0^{-5/3} I^2 \omega \sin \omega t \cos \omega t + \\ & + C i_0^{-8/3} I^3 \omega \sin^2 \omega t \cos \omega t - D i_0^{-11/3} I^4 \omega \sin^3 \omega t \cos \omega t + \\ & + E i_0^{-14/3} I^5 \omega \sin^4 \omega t \cos \omega t - \dots \end{aligned} \quad (9)$$

Для 2-го трансформатора найдем ту же величину e_2 , которая будет отличаться лишь тем, что все члены будут положительны, как полученные из ур. (8¹).

Заменяя степени тригоном. величин величинами кратных дуг, получим:

$$e_{1,2} = A_1 i_0^{-2/3} I \cos \omega t \mp B_1 i_0^{-5/3} I^2 \sin 2 \omega t + C_1 i_0^{-8/3} I^3 \sin 3 \omega t \mp \\ \mp D_1 i_0^{-11/3} I^4 \sin 4 \omega t + E i_0^{-14/3} I^5 \sin 5 \omega t + \dots, \quad (10)$$

где верхние знаки относятся к e_1 и нижние к e_2 . Коэф. самоиндукции системы 2-х т-ров, включенных последовательно, для первичной обмотки получим из (8) и (8¹):

$$L_1 + L_2 = 2 A i_0^{-2/3} + 2 C i_0^{-8/3} I^2 + 2 E i_0^{-14/3} I^4 + \dots,$$

и напряжение у зажимов первичных обмоток системы 2-х трансформаторов будет равно:

$$e_1 + e_2 = 2 A_1 i_0^{-2/3} I \cos \omega t + 2 C_1 i_0^{-8/3} I^3 \sin 3 \omega t + 2 E_1 i_0^{-14/3} I^5 \sin 5 \omega t + \dots (11)$$

Мы видим, что, хотя эдс каждого из трансформаторов и содержит как четные, так и нечетные гармоники, у 2-х соединенных последовательно т-ров мы будем иметь лишь нечетные гармоники.

Что касается вторичных обмоток трансформаторов, которые включены навстречу, то напряжение у зажимов их определится в виде разности величин e_1 и e_2 :

$$e_1 - e_2 = 2 B_1 i_0^{-5/3} I^2 \sin 2 \omega t + 2 D_1 i_0^{-11/3} I^4 \sin 4 \omega t + \dots \quad (12)$$

Как видно из ур. (12), здесь будут лишь четыре гармоники, из которых мы можем путем настройки выделить ту или другую гармонику. На черт. 11 стр. 235 кривая e_1 дает напряжение у зажимов первичных обмоток системы 2-х трансформаторов, имеющее лишь нечетные гармоники; кривая e_2 дает напряжение системы вторичных обмоток, соединенных навстречу, где существуют лишь четные гармоники, и кривая e_1 напряжение вторичной обмотки одного трансформатора.

Рассматривая выражение (11) и (12), легко заметить, что при данной амплитуде переменного тока I , идущего через трансформатор, величина амплитуды гармоник будет зависеть от величины постоянного тока i_0 . Для ясности пишем выражение (12) в таком виде:

$$e_1 - e_2 = B_2 I^{1/3} \left(\frac{I}{i_0} \right)^{5/3} \sin 2 \omega t + D_2 I^{1/3} \left(\frac{I}{i_0} \right)^{11/3} \sin 4 \omega t + \\ + G_2 I^{1/3} \left(\frac{I}{i_0} \right)^{17/3} \sin 6 \omega t + \dots \quad (13)$$

В том же виде может быть представлено и выражение (10) и (11).

Из (13) видно, что при постоянной амплитуде переменного тока I , с уменьшением постоянного тока i_0 быстрее увеличиваются те гармоники, порядок которых выше, т. к. при этом отношение I/i_0 увеличивается, степень же этого отношения тем выше, чем выше порядок гармоники.

Путем изменения отношения I/i_0 мы можем в трансформаторах создать наиболее благоприятные условия для той или другой гармоники. Опыт вполне подтверждает это положение: так для трансформатора, построенного мною в Радиолaborатории, для высших гармоник наибольшая величина каждой из указанных ниже гармоник может быть получена при следующих отношениях I/i_0 :

Номер гармоники	2	4	6	8	10	12
Велич. отнош. $\frac{I}{i_0}$	1,04	2,13	3,62	5,36	16	21

При этом основная частота, отвечающая 1-ой гармонике, была 20000 периодов.

Здесь приведены мною лишь данные для четных гармоник, но то же самое можно наблюдать и для гармоник нечетных.

Во всех случаях наиболее легко получается 2-я гармоника; казалось бы поэтому, единственным путем будет удвоение частоты, затем полученная частота посредством новой системы трансформаторов вновь удваивается и т. д., пока не получится требуемая частота. Этим путем и шел Арко. Я утверждаю однако, что во многих случаях значительно благоприятнее непосредственно получать то умножение частоты, которое требуется, пользуясь одной лишь системой трансформаторов, не прибегая к каскадному их включению. Главным преимуществом здесь является простота всего устройства и легкость настройки. Показанный во время научно-технической беседы в Радиолaborатории 8 июля 1920 г. умножитель дает полное представление о работе по этой системе. Конечно, решающим обстоятельством является здесь во-первых устойчивость явления и во-вторых — отдача. Исследование построенного для умножения трансформатора показало, что как в том, так и другом смысле предлагаемый мною способ умножения дает хорошие результаты.

В следующем докладе я покажу, какими еще средствами возможно создать благоприятные условия для получения высших гармоник и познакомлю с достигнутыми уже результатами.

Нижегородская Радиолaborатория.

Теория триода.

(Из новейшей иностранной литературы)

В. К. Лебединского.

Коэффициенты триода. — Измерение внутреннего сопротивления. — Измерение коэффициента усиления. — Теорема Белли. — Усилительное действие. — Отдача триода. — Схема Миллера. — Теоретическая формула для коэффициента усиления. — Триод-генератор нез. колеб. — Примеры. — Теория колебаний Фергеску. — Решение дифференциальных уравнений.

1. В западной специальной литературе имеется уже несколько попыток дать теорию действия трехэлектродной лампочки с нитью, сеткой и пластинкой — анодом, какая употребляется в радиотехнике, для всех случаев ее применения. Самое обширное из дошедших до нас пока теоретических исследований такого рода принадлежит Икклз'у; оно помещено в переводе в настоящем выпуске нашего журнала; однако теория Икклз'а не касается явлений, происходящих в триоде, когда она генерирует незатухающие колебания. Поэтому уместно будет в дополнение к статье Икклз'а дать очерк приемов теоретического разбора этих явлений. Этому очерку главным образом и посвящается настоящая статья.

2. Трехэлектродная лампочка представляет собою довольно сложный молекулярный механизм; в большинстве случаев самыми важными параметрами, определяющими все действие данного образчика триода, принимаются его внутреннее сопротивление R_m (от анода до катода) и тот коэффициент, назовем его S , который меряет крутизну обычной „характеристики (J_a, E_p) “; под этими последними обозначениями мы разумеем ток в цепи анода и вольты сетки относительно нити — катода. Оба коэффициента получаются, как частные производные от функции $J_a = F(E_a, E_p)$ таким образом:

$$F'_a = \frac{\partial J_a}{\partial E_a} = \frac{1}{R_m} \quad \text{и} \quad F'_p = S;$$

в первом из этих выражений предполагается постоянным вольтаж сетки, во втором — анода. Деля второе выражение на первое, получим

$$\frac{F'_p}{F'_a} = SR_m = g.$$

Этот третий коэффициент, назовем его коэффициентом усиления, представляющий собою функцию двух первых, играет очень важную роль. Если напишем функцию F в самом простом виде (уравнение характеристики Виллаури)

$$J_a = aE_p + bE_a,$$

то легко доказать, что при постоянном токе на анод g численно равно отношению $dE_a : dE_p$, т. е. показывает, на сколько вольт должно быть увеличено напряжение на аноде при уменьшении напряжения на сетке на 1 вольт (ср. стр. 212). Таково определение g для статических явлений в триоде.

Совершенно подобным же образом получаются еще три коэффициента, если исходить из понятия о функции тока на сетку при тех же независимых переменных $J_p = f(E_p, E_a)$. Получаем

$$f_p^I = s, \quad f_a^I = \frac{1}{r_n} \quad \text{и} \quad g_0 = sr_k;$$

последний коэффициент, аналогичный g , при определении своем предполагает „постоянный ток в цепи сетки“.

3. Схема измерения R_m на опыте по способу Баллэнтин'а (1919 г.) изображена на черт. 2 (стр. 246). На этом чертеже, как и почти на всех последующих, опущены батарея и прочее в цепи накала. При этом измерении машина большой частоты нагружена безиндукционными сопротивлениями r_1 и r_2 , которые вместе с R подбираются таким образом, чтобы в телефоне не было слышно звука. Тогда имеем

$$\frac{r_1 JP}{r_1 + P + R_m} = \frac{r_2 JP}{r_1 + P + R}.$$

Откуда с известным приближением (r_1 близко к r_2 и P мало)

$$R_m = R \cdot \frac{r_1}{r_2}.$$

4. Определение g производится следующим образом: на обычной диаграмме семьи характеристик (J_a, E_p), соответствующих различным вольтажам на аноде, черт. 1 левая часть, проводят две прямые параллельные оси ординат, соотв., положим, 5 и 6 вольтам на сетке; точки пересечения этих прямых с характеристиками дают величины токов на анод при различных вольтажах последнего и при одном и том же напряжении на сетке — 5 или 6 вольт. Нанеся эти точки на диаграмме

(J_a , E_a), черт. 1 (стр. 246) правая часть, мы получим g , как отрезки горизонтальных линий между двумя кривыми этой диаграммы, согласно определения величины g . При этом способе нахождения g видно, как изменяется эта величина с изменением тока на анод (ср. метод, изложенный Икклз'ом, на стр. 213); в действительности она не постоянна для данного триода.

5. Данное выше определение g годно для статических явлений в триоде. Мы будем гораздо ближе к явлениям в триоде, производящем колебания, если будем рассматривать g , как действительный коэффициент усиления. Этот взгляд опирается на теореме Белти; она утверждает, что если на статическое действие триода (E_a и E_p постоянные) накладывается переменное периодическое, то переменному напряжению на сетке e_p (корень квадратный из среднего квадратичного, КСК, переменной величины напряжения и тока будем обозначать чрез соотв. малые буквы) соответствует g — кратное перем. напряжение на аноде $e_a = g e_p$.

Для доказательства исходим из уравнения Виллаури

$$J_a = a' v_p + b v_a + c;$$

оно применимо к статической работе триода, когда оба v постоянны, применимо оно и к динамической работе; в последнем случае под напряжением на сетке следует разуметь сумму напряжений батареи в цепи сетки и КСК переменного e_p , т. е. $v_p = E_p + e_p$; точно также $v_a = E_a - J_a x^1 - i(x + jy)$, т. е. напряжению батареи в цепи анода за вычетом падения потенциала во внешних сопротивлениях этой цепи; x^1 обозначает внешнее сопротивление цепи анода постоянному току, а $x + jy$ — переменному ($j = \sqrt{-1}$); вставив эти величины v в уравнение Виллаури и заметив, что величины, характеризующие статический режим, также и сами по себе удовлетворяют этому уравнению, получим

$$g e_p = i(R_m + x + jy) = \text{эдс в контуре анода},$$

причем $g = a/b$, $R_m = 1/b$. Таким образом теорема доказана.

6. Выражение для усилительного действия при таком понимании g получается очень просто; e_p , налагающаяся на постоянный вольтаж сетки, производит в цепи анода налагающийся переменный ток:

$$i = \frac{g e_p}{R_m + R},$$

где R — внешнее сопротивление в цепи анода; у концов его будет падение потенциала от тока i равное iR ; усиление равно:

$$\frac{e_p}{e_p} = g \frac{R}{R_m + R} = S \frac{R_m}{R_m + R};$$

если мы имеем два одинаковых усилителя, причем напряжение у сетки второго $e_p^1 = iR$ (соединение каскадом), то получим усиление

$$\frac{i_1 R}{iR} = g \frac{R}{R_m + R}, \text{ а следов. } \frac{i_1 R}{e_p} = (g \frac{R}{R_m + R})^2;$$

для n -кратного усиления тот же множитель в правой части оказывается в n -ой степени.

Относительно этого вывода формулы для усилителей (конечно, никогда не оправдываемой опытом) можно сказать тоже, что и относительно теоремы Белти. В обоих случаях предполагается постоянным R_m (или b формулы Виллаури), тогда как оно зависит от тока, идущего от нити к аноду.

7. Примем вместе с Баркхаузенем, что наибольшую мощность во внешнем сопротивлении (приемнике) цепи анода, имеющем безиндукционное сопротивление R , мы получим, когда $R_m = R$; так как, по предыдущему,

$$i_a = \frac{ge_p}{R_m + R}$$

(напомним, что здесь ток и эдс— KCK , налагающиеся на постоянные величины), то интересующая нас мощность равна

$$i_a^2 R = \frac{S^2 R_m}{4} e_p^2.$$

Величину $G = S^2 R_m$ Баркхаузен считает еще одним из параметров, характеризующих лампу.

Здесь опять принимается R_m постоянным, тогда как оно изменяется с изменением R , ибо при этом изменяется та часть KCK напряжения цепи анода, которая ложится на промежуток нить—анод. Латур, исходя из основных дифференциальных уравнений, получил, что наибольшую мощность в приемнике анода мы в наших обозначениях получим не при равенстве внутреннего и внешнего сопротивлений в цепи анода, но при

$$R = \frac{R_m}{\sqrt{1 - g_0 g}}^1);$$

в этой формуле выступает роль цепи сетки, и она совпадет с Баркхаузеновской, только если g_0 очень малая величина.

¹⁾ Latour. La Lumière électr. 1916. 30 Déc. Изложение этой статьи имеется в „Вестнике военн. радиотелегр. и электротехники“ за 1917 г., стр. 17.

8. Схема Миллера, служащая для измерения g , понимаемого в духе вышеприведенной теории, изображена на черт. 3. Генератор переменного тока через трансформатор питает безиндукционные сопротивления r_1 и r_2 (ключ k разомкнут); молчание в телефоне будет обозначать, что сопротивление r_1 дает в цепи анода эдс $r_1 J$, равную $g e_p = g J r_2$ и обратную ей; откуда получаем

$$g = \frac{r_2}{r_1}.$$

Таким образом и здесь предполагается, что появление КСК эдс в цепи сетки влечет за собою появление g -кратной КСК эдс в цепи анода.

Если замкнуть ключ k и добиться молчания в телефоне изменением R при $r_1 = r_2$, получаем

$$R_m = (g - 1) R;$$

т. о. схема Миллера дает еще один способ измерения внутреннего сопротивления триода.

9. Величина g , конечно, не одна и та же в разных точках характеристики; так как S имеет наибольшее значение в средней точке, то, если сопротивление триода считать постоянным, в этой точке и g имеет свой максимум. В „Wireless World“ за текущий год была помещена (без вывода) теоретическая формула знаменитого кембриджского профессора Д. Д. Томсона, дающая эту максимальную величину для цилиндрического триода:

$$g_{\text{макс}} = \frac{\pi d N \lg(D/d)}{\lg(\pi d N)^{-1}},$$

где d — диаметр сетки в см, D — анода, d — проволоки, из которой сделана сетка, N — число витков на см длины сетки. Ср. теоретическую формулу Икклз'а (стр. 209).

10. Постоянные триода должны определять его. Они и только они должны входить в теоретическое уравнение характеристики, которое должно проверяться на опыте. В заграничной литературе мы видим такие уравнения Ирвинга Лэнгмюра, годное лишь до половины крутой ее части, Вандер Бийля, годное для ее низшей части, Виллаури — для ее прямолинейной части и, наконец, Икклз'а (стр. 209).

Теоретическое уравнение характеристики должно руководить проектирующим триод. Если мы знаем зависимость постоянных его от геометрических его размеров (напр. формула Томсона § 9) и задаемся характеристикой, из которой определяются эти постоянные, то мы получаем заключение о необходимых геометрических размерах триода.

Тут необходимы бывают еще некоторые побочные сведения. Для примера возьмем расчет расстояния x между накаливаемой проволокой и пластинкой (нечто подобное — немецкая пластинчатая лампа, см. „Рад.“ № 12, стр. 203); предполагая, что сюда можно применить характеристическое уравнение Лэнгмюра, относящееся собственно к двум неограниченным параллельным плоскостям, а именно:

$$\frac{J}{U} = \frac{2,33 \cdot 10^{-6}}{x^2} \cdot E^{3/2},$$

(U — излучающая поверхность проволоки см. стр. 216) и задавшись величиною потенциала пластинки относительно проволоки, а также величиною J , определяем x . Чтобы реально осуществить заданную величину J , выбираем ее, как половину тока насыщения (максимальная крутизна характеристики S); зная, что $2J$ есть ток насыщения, определяем температуру проволоки по формуле Ричардсона, выбирая для нее чьи-нибудь коэффициенты (очень опасное место, см. „Рад.“ № 10, стр. 514); и, наконец, по таблице Пирани определяем, какой ток необходим в проволоке для поддержания в ней этой температуры.

11. Говоря о триоде, как генераторе незатухающих колебаний, мы предполагаем, что в цепи его имеется самостоятельно выраженный колебательный контур, оставляя в стороне колебания, производимые самим триодом, которые наиболее определенно были констатированы Уиддингтоном в 1919 г. (см. „Радиотехник“ № 12, стр. 200).

Колебательный контур (черт. 4 стр. 246) служит, по сравнению Флеминга, маховиком, от которого отбирается энергия на его сопротивление и во внешние предметы, и которому она восполняется от цепи анода.

Пусть мощность, рассеиваемая контуром, равна $i^2 r$.

Цепь сетки получает от колебательного контура KCK эдс e_p . Ток в цепи анода получает вследствие этого периодическую слагаемую Se_p (равную, можно сказать, $\frac{ge_p}{R_m}$), которая, проходя по катушке связи этой цепи с колебательным контуром, выделяет мощность $Se_p e_a$. Здесь под e_a разумеется KCK эдс, индуцируемая колебательным контуром в цепь анода.

Для существования незатухающих колебаний необходимо и достаточно, чтобы $Se_p e_a = i^2 r$, т. е.

$$S = \frac{i^2 r}{e_p e_a}.$$

Здесь сразу же высказывается, что для осуществления незатухающих колебаний необходимо быть в известном месте характеристики

(J_a, e_p) триода, в том месте, для которого S имеет соответствующее значение.

12. На примерах ближе уясняется суть дела. Для нашей схемы (черт. 4) $e_p = i\omega M_p$, $e_a = i\omega M_a$; кроме того $\omega^2 = \frac{1}{LC}$; общая формула дает:

$$S = \frac{CLr}{M_p M_a}$$

Для схемы черт. 5 имеем

$$S = \frac{i^2 r}{i\omega M \cdot i\omega L} = \frac{LC \cdot r}{M \cdot L} = \frac{Cr}{M}$$

Для схемы черт. 6, при которой задающая период самоиндукция $L = L_p + L_a + 2M$, $r = R_p + R_a$,

$$S = \frac{CLr}{(L_p + M)(L_a + M)}$$

Наконец, для схемы черт. 7, при которой задающая период емкость и угловая частота соотв. равны:

$$C^1 = C + \frac{C_p C_a}{C_p + C_a}, \quad \omega^2 = \frac{1}{C^1 L}$$

имеем (обозначая через V КСК напряжения в колебательном контуре)

$$S = \frac{i^2 r}{C_p V \cdot \frac{C_a V}{C_p + C_a}} = \frac{i^2 r}{C_p + C_a} \cdot \frac{C_p + C_a}{C_p + C_a}$$

Но так как

$$i^2 = (C^1 V\omega)^2 = \frac{C^1 V^2}{L}$$

$$S = \frac{C^1 r}{L} \cdot \frac{(C_p + C_a)^2}{C_p C_a}$$

Читатель видит, что e_a , которую необходимо было выразить для каждого из этих случаев, отнюдь не равна ge_p ; эта последняя вошла в выражение i_a ; необходимая в настоящих примерах e_a совершенно не зависит от КСК эдс, индуцируемой в цепь сетки; она зависит от связи цепи анода с колебательным контуром.

13. Несколько в иной форме составляет теорию колебательного триода Фортескую¹⁾. Он представляет обе эдс, происходящие в цепях сетки и анода вследствие их связи с колебательным контуром, влияющими на ток в цепи анода и именно, в первом приближении, по формуле Виллаури (§ 2,5 и 10). Если мы представим эти эдс через выражения (соотв. черт. 4)

$$m\omega Li \text{ и } n\omega Li^2,$$

то получим,

$$i_a = (am + bn) \cdot \omega Li.$$

Этот ток, помноженный на e_a , должен дать мощность, большую, чем мощность, рассеиваемая контуром, т. е.

$$m(am + bn)(\omega Li)^2 > i^2 r.$$

Предположив, что r очень мало, мы получим из этого неравенства

$$-\frac{n}{m} < \frac{a}{b}, \text{ т. е. } \frac{n}{m} < g$$

(ср. стр. 244). Знак минус мы отбросим, т. к., как сейчас увидим, m и n по существу дела противоположных знаков.

Смысл полученного неравенства таков: начертим (черт. 8) семейство кривых, представляющих закон изменения вольтажа анода (ось ординат) с изменением вольтажа сетки (ось абсцисс) при том или ином данном токе на анод; на чертеже нанесены кривые для токов 0.1, 0.2 и 0.3 амп. Эти кривые, заметим в скобках, суть проекции на плоскость чертежа линий пересечения поверхности, выражаемой уравнением

$$I_a = F(E_a, E_p),$$

плоскостями параллельными плоскости чертежа, и отстоящими от нее на 0.1, 0.2 и 0.3 в шкале ампер.

Колебательный процесс в цепи анода около тока в 0.2 амп и 2000 вольт на аноде выражается некоторою линиею PQ или AB ; n/m есть тангенс угла, образуемого такою линиею с осью абсцисс; g есть, тангенс угла, образуемого с осью абсцисс касательною к кривой (0.2 амп) в точке (2000 в). Неравенство Фортескую говорит, что первый угол

¹⁾ Fortescue. The Radio Review, Nov., Dec. 1919.

²⁾ Если связь токовая, т. е. самоиндукция колебательного контура входит своими участками в цепи сетки и анода, то m и n суть некоторые дроби; если связь индукционная (черт. 4), то $m = M:L$ и подобное про n .

должен быть меньше второго, т. е., что незатухающие колебания могут происходить по линии PQ , но не могут — наприм. по линии AB . Оно и понятно. Линия PQ изображает, что, когда увеличивается вольтаж сетки (сравнительно с точкой 0,2 амп.), уменьшается потенциал анода (сопротивление триода падает, вольты перекидываются на приемник) и в это время увеличивается ток на анод, или все наоборот; это и нужно для поддержания колебательного процесса; n и m должны быть обратных знаков. Линия AB изображает одновременное увеличение вольтажа и тока на анод; в таком случае колебательный контур отдавал бы энергию.

14. Флеминг в своей книге „Термийонный клапан и т. д.“ проводит еще один теоретический вывод условий возникновения незатухающих колебаний, относясь к схеме черт. 9 стр. 251. Флеминг исходит из совокупности уравнений:

$$L \frac{di}{dt} + v + M \frac{di_a}{dt} + ri = 0$$

$$L_1 \frac{di_a}{dt} + M \frac{di}{dt} + R_m i_a = 0$$

где v означает напряжение у емкости C и равно $\frac{1}{C} \int i dt$, i_a — ток в цепи анода, i — ток в колебательном контуре. Мы видим, что в этих уравнениях принимается во внимание теорема Белти, т. к. эдс в цепи анода приравняется g -кратному напряжению в цепи сетки. В этих уравнениях токи и эдс предполагаются в их значениях данного момента.

Исключив из этих уравнений i_a и v , получаем линейное уравнение третьего порядка:

$$a \frac{d^3 i}{dt^3} + b \frac{d^2 i}{dt^2} + v \frac{di}{dt} + ri = 0,$$

которое приводится к виду

$$\frac{d}{dt} (a \frac{d^2 i}{dt^2} + bi) + (v \frac{di}{dt} + ri) = 0.$$

Флеминг считает необходимым одновременное обращение в нуль обоих выражений в скобках, причем i должно быть чисто синусоидальной функцией.

Для удовлетворения этого должно быть выполнено условие

$$\frac{a}{b} = \frac{v}{r}.$$

которое, если возвратимся к нашим обозначениям постоянных схемы, дает уравнение (после некоторых пренебрежений)

$$S = \frac{M}{LR_m} + \frac{Cr}{M}$$

являющееся условием существования незатухающих колебаний.

Подобные выкладки в отношении к схеме, заключающей колебательный контур в цепи анода (а не сетки, как на чер. 9), были раньше проделаны Бетено¹⁾, который пришел к выводу, что для возникновения колебаний необходимо условие (при $r = 0$):

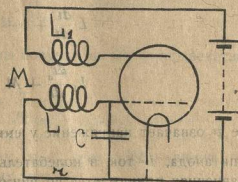
$$S + s = -\frac{M}{Lr} - \frac{L}{MR_m}$$

Мы видим, что в результат, полученный Бетено, входят коэффициенты, характеризующие цепь сетки, которые совершенно игнорируются предыдущей теорией (ср. Латур § 7).

Бетено усматривает, что его результат доказывает необходимость условия $M < 0$, что и подтверждается опытом. Уиддингтон²⁾ для той же схемы, как у Бетено, пользуется условием существования незатухающих колебаний:

$$S > \frac{L}{MR_m} + \frac{rC}{M}$$

Любопытно, что если к схеме черт. 9 применить теорию, изложенную в §§ 11 и 12, то получим



Черт. 9.

$$g = \frac{i^2 r}{C\omega Mi\omega} = \frac{rC}{M}$$

откуда (ср. схему черт. 5 и § 12)

$$S = \frac{rC}{MR_m}$$

15. Мы имели в виду предыдущим изложением дать очерк теории триода иностранных авторов, объединив их обозначения, сопоставляя их идеи и методы, стараясь отобрать, по возможности, все то, что входит в состав чего то целого, начинающего проявляться.

¹⁾ Bethenod, La Lumière élect., № 51, 1916.

²⁾ Whiddington. Radio Review, Novemb. 1919.

В нашей литературе за последнее время появилось несколько оригинальных исследований по этим же вопросам. М. А. Бонч-Бруевич предложил свой взгляд на теорию действия триода малой и большой мощности в „Рад.“ № 7 стр. 220 и в „ТиТбп“ № 6, стр. 116 за 1919 г.; В. Р. Бурсиан в „Вестнике рентгенологии и радиологии“ (отдел физико-технический) изложил теорию: „Прохождение термоионического тока между плоскими электродами в пустоте“ (Том I, вып. 3, 1919 г.).

Кроме того Н. Д. Папалекси излагал свою теорию характеристики триода на коллоквиуме проф. Лазарева в Москве; работа эта на сколько мне известно не появилась еще в печати.

(На стр. 251 стр-ка 16 св. перед *gv* пропущен знак +).

Нижегородская Радиолaborатория. Июнь—Июль 1920.

Письмо в редакцию.

В статьях М. А. Бонч-Бруевича при описании характеристик катодных ламп постоянно встречается указание, что детекторное действие имеет место в *точках перегиба* (см. напр., брошюру „Применение катодных реле в радиотелеграфном приеме“, Москва, 1917 г., стр. 14).

Считаю необходимым обратить внимание читателей на то, что термин „точка перегиба кривой“ имеет в математике совершенно точно установленное значение¹⁾ — это есть точка, для которой имеют место

условия: $\frac{d^2y}{dx^2} = 0$, $\frac{d^3y}{dx^3} \neq 0$.

Эта точка обладает следующими свойствами: а) крутизна под'ема кривой в ней имеет максимум или минимум; б) кривизна кривой равна нулю; в) касательная пересекает кривую.

Такая точка должна давать хорошее усиление, но отнюдь не детекторное действие²⁾. Что же касается последнего, то оно должно сильнее проявляться в таких точках характеристики, которые соответствуют условию: $\frac{d^2y}{dx^2} = \text{max. или min.}$, а след. $\frac{d^3y}{dx^3} = 0$, $\frac{d^4y}{dx^4} \neq 0$, так как в этих точках (приблизительно) искривление линии выражено наиболее резко. Я предложил бы называть такие точки *точками сгиба* кривой (но отнюдь не перегиба).

А. Петровский.

¹⁾ См. проф. Поссе. Курс дифф. и инт. исчисл. СПб., 1912, стр. 261.

²⁾ Так как здесь небольшой участок кривой идет почти прямолинейно.

Корректуру держал Л. И. Кустов.

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

Печатание „ТиТбп“ № 8 закончено 5 августа 1920 г.

Редактор: В. ЛЕБЕДИНСКИЙ.

ЦЕНА ОТДЕЛЬНОГО № 8 СЕМЬДЕСЯТ РУБЛЕЙ.

Исправления к № 7 „Титбл“.

стр-ца	строка	напечатано	должно быть
144	7 сверху	$\frac{m-1}{u_h}$	$\frac{m-1}{u_h}$
"	11 "	$\frac{x_h}{k} \left(\frac{u_h-1}{m} \right)$	$\frac{x_h}{k} \left(\frac{u_h-1}{m} \right)$
145	11 "	сложение свойств	сложение 9 и 10 свойств
146	6 "	$\frac{u}{m+u-1}$	$\frac{u}{m+u-1}$
"	9 "	$\frac{u}{m+u-1}$	$\frac{u}{m+u-1}$
"	6 снизу	$\frac{u}{m+u-1}$	$\frac{u}{m+u-1}$
156	13 "	$0 < \Delta < 7$	$0 < \Delta < 5$
160	10 сверху	$= 58,9$	$= 59,9$
161	3 "	$\mu_1 = 60 - \frac{0,8 \cdot 60}{69} = 59,8$	$\mu_1 = 59,9 - \frac{0,8 \cdot 59,9}{69} = 59,2$
166	4 "		формула № (43)
"	13 "		" " (44)
169	9 "	(44)	(46)
170	в формулах нужно вместо λ читать x и вместо δ читать ε .		
"	11 "	(43)	(45)
"	3 снизу	(46)	(48)
171	5 "	$\delta = 10^{-4}$, по (48)	$\varepsilon = 10^{-4}$, по (50)
172	в формулах нужно вместо δ читать ε .		
"	7 сверху	(46)	(48)
173	4 "	(48)	(50)
"	11 "	$\delta = 10^{-4}$	$\varepsilon = 10^{-4}$
"	8 снизу	секунды.	секунды и более.
174	2 "	ϕ	ϕ
177	2 сверху	$\frac{iT}{2} =$	$\frac{iT}{2} =$
"	11 снизу	102×10^{-6} сек	102
"	9 "	7	7×10^{-6} сек
179	9 "	$x = 2$ см	$\lambda = 2$ см